ATTENTION MICROFICHE USER

REPLACEMENT OF TEMPORARY MICROFICHE:

The INIS Clearinghouse is supplying temporary microfiche when the original document is found to contain any irregularity. The irregularity may be:

- missing or illegible pages/figures
- wrong pagination
- poor overall printing quality, etc.

A microfiche of an imperfect document is marked with a special symbol (black dot) on the left of the title and a new document is requested from the supplying centre.

This microfiche is produced from the new document or from replacements given by the supplying centre. If for this report, you have received a temporary microfiche (with a black dot), please replace the old one by this new copy.

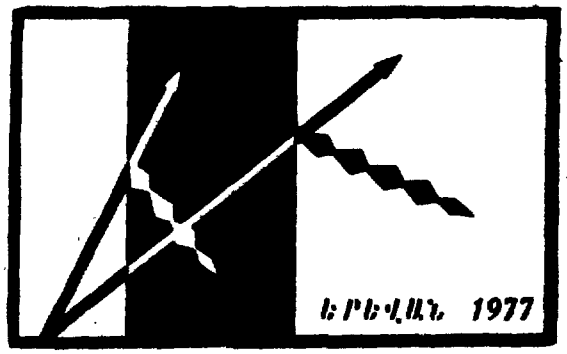
INIS Clearinghouse
IAEA
P.O.Box 100
A-1400, Vienna, Austria

IMS-mf--5113
10/16

ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОГО СИМПОЗИУМА ПО ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

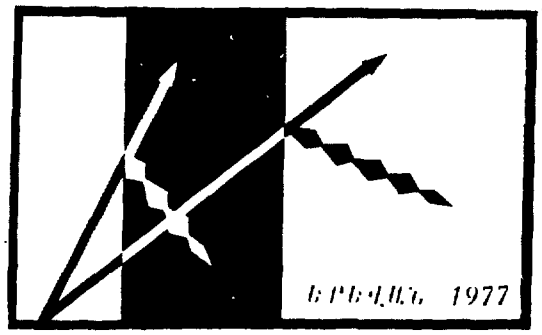
SU 7904638-04677

ԵՐԵՎԱՆ 1977



PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL SIMPOSIUM ON TRANSITION RADIATION OF HIGH ENERGY PARTICLES

Ереван 1977 Yerevan


ԵՐԵՎԱՆ 1977

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ

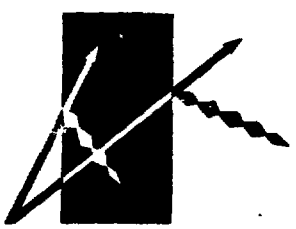
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Т Р У Д Ы
МЕЖДУНАРОДНОГО СИМПОЗИУМА ПО ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ереван, 12-17 мая 1977

PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON TRANSITION RADIATION OF HIGH ENERGY PARTICLES

Yerevan, 12-17 May 1977



ЕРЕВАН 1977 ВЫПУСК

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

А.Ц.Аматуни - председатель
Г.М.Гарибян - зам.председателя
В.В.Макаров-Землянский - зам. председателя
М.М.Мурадян - ученый секретарь
В.В.Авакян
М.П.Лорикян
А.Г.Оганесян
В.А.Помелов
Ю.Д.Прокошкин
Р.А.Сардарян
Г.А.Тутунджян
И.В.Чувило

ORGANIZING COMMITTEE

A.Ts.Amatuni - Chairman
G.M.Garibian-Vice-Chairman
V.V.Makarov-Zemlianski - Vice- Chairman
M.M.Muradian-Scientific Secretary
V.V.Avakian
M.P.Lorikian
A.G.Oganesian
V.A.Pomelov
Yu.D.Prokoshkin
R.A.Sardarian
G.A.Tutunjian
I.V.Chuvilo

РЕДКОЛЛЕГИЯ

А.Ц.Аматуни - председатель
Г.М.Гарибян - зам.председателя
К.А.Испирян
М.М.Магомедов
Л.П.Мукаян
Р.А.Сардарян
С.С.Элбакян
Ян Ши

EDITIRIAL BOARD

A.Ts.Amatuni-Chairman
G.M.Garibian-Vice Chairman
K.A.Ispirian
M.M.Magomedov
L.P.Mukaian
R.A.Sardarian
S.S.Elbakian
C.Yang

© *Ереванский физический институт, 1977*

С О Д Е Р Ж А Н И Е

Вступительное слово председателя оргкомитета симпозиума директора Ереванского физического института А.Ц.Аматуни II

Приветственное слово вице-президента АН Арм.ССР Э.Г.Мирзабекяна I3

Г.М.Гарибян. Краткий обзор современного состояния теории рентгеновского переходного излучения..... I5

А.И.Алиханян. Обзор работ по рентгеновскому переходному излучению и детекторам на его основе, выполненных в Советском Союзе..... 4I

Л.С.Л.Юань. Обзор экспериментальных работ 8I

Ян Ши. Излучение ультрарелятивистского заряда с учетом многократного рассеяния I02

Д.Мюллер, М.Л.Черри. Спектр и энергетическая зависимость рентгеновского переходного излучения I37

А.И.Алиханян, В.А.Чечин. Эйкональное приближение в теории рентгеновского переходного излучения I45

А.Н.Афанасьев, М.А.Агинян. Излучение ультрарелятивистских частиц при прохождении через идеальные и мозаичные кристаллы..... I69

М.А.Агинян, Ян Ши. Исследование динамических максимумов излучения, образованного ультрарелятивистским зарядом в монокристалле I93

К.А.Испирян, С.Г.Князян, А.Т.Маргарян. Оптимальные детекторы РПИ для идентификации π, K и P при импульсах частиц $\geqslant$ 60 Гэв/с 209

В.Виллис. Оптимизация РПИ детекторов 236

В.Виллис. Использование РПИ детекторов на ISR 245

С.В.Фабиан. Спектр РПИ от случайно расположенных поверхностей раздела сред (Прочитан В.Виллисом) 256

А.Г.Оганесян,А.С.Саркисян,М.Атач. Необычный детектор переходного излучения 269

В.В.Авакян,А.Т.Авунджян,К.Г.Антонян,С.А.Арзуманян, Л.С.Багдасарян,О.М.Виницкий,С.П.Казарян,С.С.Казарян, С.А.Канканян,М.С.Кочарян,Э.А.Мамиджанян,Р.М.Мартиросов, М.М.Мурадян,А.Г.Оганесян,Дж.С.Оганезова,Г.Г.Овсепян, Г.М.Оганян,В.В.Просцов,А.С.Саргсян,С.О.Сохоян, С.Е.Хачатрян,А.Г.Таманян. Установка для исследования взаимодействий космических адронов с энергией выше 500 Гэв 277

А.Л.Авакян,М.П.Лорикян,К.Ж.Маркарян,Ю.Л.Маргарян. Исследование переходного излучения в радиаторе из медных фольг 287

В.К.Ермилова,В.А.Чечин. Флуктуации энергии переходного излучения 298

М.И.Рязанов,И.С.Тилинин. Переходное излучение ультрарелятивистской частицы от искривленной поверхности раздела сред 310

В.А.Джрбашян. О переходном излучении в среде с ядерной дисперсией 325

В.А.Аракелян. Нелинейная зависимость энергии переходного излучения вблизи краев поглощения веществ от энергии движущихся заряженных частиц 336

Л.С.Л.Юань. Новые достижения по детекторам переходного излучения с использованием сверхпроводящих гранул 344

А.К.Друкье. Детектирование одиночных релятивистских электронов при помощи перегретого сверхпроводящего коллоида 354

Л.А.Варданян,Г.М.Гарибян,Ян Ши. Влияние многократного рассеяния на образование излучения в сверхпроводящих гранулах 374

Ф.А.Костанян,О.С.Мергелян,Р.М.Рахматуллаев. Переходное излучение в оптически активной среде 382

Ф.А.Костанян,О.С.Мергелян. Излучение движущегося осциллятора при наличии ограниченного диэлектрика переменной плотности 395

В.М.Аллисон. Простые аспекты источников и полей в средах 401

А.Ц.Аматуни,М.Р.Магомедов,Э.В.Сехпосян,С.С.Элбакян. Энергетическая зависимость поляризационных потерь ультрарелятивистских заряженных частиц в плазме в присутствии сильных внешних электромагнитных полей..... 416

Н.А.Корхмазян,Л.А.Геворкян. Нерегулярное периодическое движение частицы как причина аномально большой интенсивности в переходном излучении при скользящем пролете...434

М.П.Лорикян,Н.Н.Трофимчук. Управляемая вторичная электронная эмиссия и ее применение для детекторов частиц 449

В.М.Арутюнян,С.Г.Оганесян. Вынужденное многофотонное взаимодействие заряженных частиц с интенсивным лазерным излучением в неоднородных средах 473

Г.К.Аветисян,А.К.Аветисян,Р.Г.Петросян. Вынужденный переходной эффект в пространственно-неоднородных нестационарных средах 480

В.К.Ермилова,Л.П.Котенко,Г.И.Мерзон. Флуктуации и вероятные значения ионизационных потерь энергии релятивистских частиц в тонких слоях газа 489

Д.Мюллер,Г.Гартман,Т.Принс. Измерение электронов космических лучей с помощью детекторов переходного излучения на шарах-зондах 521

К.А.Барсуков,Э.А.Геворкян. Переходное излучение в волноводе с нестационарным и неоднородным заполнением 534

Э.Д.Газазян,Э.М.Лазиев,А.Д.Тер-Погосян. К теории переходного излучения в волноводах с движущимися средами 540

Г.К.Аветисян,Д.М.Седракян,Б.В.Хачатрян. Излучение электрона на открытом конце волновода в поле сильной монохроматической волны 546

Л.Вартски,С.Роланд,П.Бруне. Мониторы переходного излучения в ускорительной технике 561

В.И.Баскаков,Б.А.Долгошеин,В.Н.Лебеденко,А.С.Романюк, В.К.Чернятин,А.И.Алиханян,П.С.Васильев,И.Л.Гавриленко, О.М.Козодаева,С.П.Коновалов,С.Н.Майбуров,С.В.Муравьев, В.П.Пустоветов,В.М.Федоров,А.П.Шмелева. Регистрация РПИ при помощи дрейфовой камеры с пространственным разрешением 20 мкм 571

А.Л.Авакян, Ян Ши. Влияние поглощающей способности среды на образование жесткого переходного излучения.... 592

А.И.Алиханян,В.П.Пустоветов,Ю.А.Трубкин,В.М.Федоров, Н.П.Шитов. РПИ-детектор для измерения энергии и режекции частиц в области $\gamma = 10^3 \div 10^4$ 619

Ю.М.Айвазян,Б.М.Болотовский,О.С.Мергелян. Об излучении возникающем при пролете заряженной частицы вблизи диэлектрического тела 638

Д.Мюллер. Итоги симпозиума в области эксперимента 644

Б.М.Болотовский. Итоги симпозиума в области теории..... 652

C O N T E N T S

Opening address of the Symposium Organizing Committee Chairman, Director of the Yerevan Physics Institute A.Ts.Amatuni..... 11

Salutary address of the vice president of Scientific Academy of Armenia.Eh.G.Mirzabekian..... 13

G.M.Garibian A Short Review of Recent Status of X-ray Transition Radiation Theory..... 15

A.I.Alikhanian Review of Works on X-ray Transition Radiation and Detectors Carried Out in Soviet Union..... 41

Luke C.L.Yuan Review of Experimental Works..... 81

C.Yang Ultrarelativistic Charge Radiation Taking Into Account the Multiple Scattering..... 102

D.Muller,M.L.Charry The Spectrum and Energy Dependence of X-ray Transition Radiation..... 137

A.I.Alikhanian,.V.A.Chechin Eikonal Approximation in X-ray Transition Radiation (XTR) Theory..... 145

A.M.Afanasjev,M.A.Aginian Radiation of Ultrarelativistic Particles Passing Through Ideal and Mosaic Crystals... 169

M.A.Aginian, C.Yang Investigation of Dynamic Maxima of Radiation Generated by Ultrarelativistic Charge in Monocrystals..... 193

K.A.Ispirian,S.G.Knyazian,A.T.Margarian Optimal Transition Radiation Detectors for Identification at Momenta $P \geqslant 60$ GeV/c..... 209

W.Willis Optimization of Transition Radiation Detectors..236

W.Willis Use of Transition Radiation Detectors at the ISR..... 245

C.W.Fabjan Transition Radiation Spectra from Randomly Spaced Interfaces..(Read by W.Willis) 256

A.G.Oganessian,A.S.Sarkissian,M.Atac. An Unconventional Transition Radiation Detector..... 269

V.V.Avakyan,A.T.Avundzhyan,K.G.Antonyan,S.A.Arzumanyan, L.S.Bagdasaryan,O.M.Vinitzkij,S.P.Kazaryan,S.S.Kazaryan, S.A.Kankanyan,M.S.Kocharyan,E.A.Mamidzhanyan,P.M.Martirosov, M.M.Muradyan,A.G.Oganesyan,Dzh.S.Oganezova,G.G.Oysepyan, G.M.Oganyan,V.V.Proszov, A.S.Sargsyan,S.O.Sokhoyan,S.E. Khachatryan,A.G.Tamanyan, Arrangement for Investigation of Interactions of Cosmic Hadrons with Energy above 500 GeV..... 277

A.L.Avakyan,M.P.Lorikyan,K.Zh.Markaryan,Yu.L.Margaryan Investigation of Transition Radiation in Copper Foil Radiator..... 287

V.K.Ermilova,V.A.Chechin Fluctuations of Transition Radiation Energy..... 298

M.I.Ryazanov,I.S.Tilinin Transition Radiation emitted by an Ultrarelativistic Particle due to Curvature of the Interface..... 310

V.A.Djrbashian On Transition Radiation in Medium with Nuclear Dispersion..... 325

V.A.Arakelian Non-Linear Dependence of the Transition Radiation Energy near the Absorption Edges of Matter on the Energy of the Moving Charged Particles..... 336

Luke C.L.Yuan New Developments on Transition Radiation Detectors Using Superconducting Granules..... 344

A.K.Drukier Detection of Individual Relativistic Electrons Using the Superheated Superconducting Colloid... 354

G.M.Garibian,L.V.Vardanian,C.Yang The Influence of Multiple Scattering on Radiation Produced in Metalic Granules...374

F.A.Kostanyan,O.S.Mergelyan,R.M.Rakhmatulaev Transition Radiation of an Oscillator in Optically Active Medium...382

F.A.Kostanyan,O.S.Mergelyan Radiation of a Moving Oscil.. lator in the Presence of Finite Dielectric with Variable Density..... 395

W.W.Allison Simple Aspects of Sources and Fields in Media 401

A.Ts.Amatuni,M.R.Magomedov,E.V.Sekhposian,S.S.Elbakian Energy Dependence of the Ultrarelativistic Charged Particle Polarization Losses in Plasma in the Presence of Strong External Electromagnetic Fields..... 416

N.A.Korkhmazian,L.A.Gevorkian Nonregular Periodic Particle Motion as a Reason for Abnormally High Transition Radiation at Grazing Passage... 434

M.P.Lorikyan,N.N.Trofimchuk Controllable Secondary Electron Emission and Its Utilizing for Particles Detection..... 449

V.M.Arutunian,S.G.Oganesian Stimulated Many Photon Interaction of Charged Particles with Laser Radiation in Inhomogeneous Media..... 473

G.K.Avetisian,A.K.Avetisian,R.G.Petrosian Stimulated Transition Effect in Space-Homogeneous Nonstationary Media..... 480

V.K.Ermilova,L.P.Kotenko,G.T.Merson Fluctuation and Most Probable Values of Ionization Energy Losses of Relativistic Particles in Thin Gas Layers..... 489

D.Muller,G.Hartmann,T.Prince A Balloon-Borne Measurement of Cosmic Ray Electrons with Transition Radiation Detectors..... 521

K.A.Barsukov,E.A.Gevorkian Transition Radiation in a Waveguide with Non-Stationary and Inhomogeneous Filling.. 534

E.D.Gazazian, B.M.Laziev, A.D.Ter-Pogosian On the Theory of Transition Radiation in a Waveguide with Moving Media..540

G.K.Avetisian, D.M.Sedrakian, B.V.Khachatrian Radiation of an Electron at the Waveguide Open End in the Presence of Strong Monochromatic Wave..... 546

L.Wartski, S.Roland, P.Brunet Transition Radiation Monitors in Accelerator Equipment..... 561

V.I.Baskakov, B.A.Dolgoshein, V.N.Lebedenko, A.S.Romanyuk, V.K.Cherniatin, A.I.Alikhanian, P.S.Vasil'ev, I.L.Gavrilenko, O.M.Kozodaeva, S.P.Konovalov, S.N.Maiburov, S.V.Murav'ov, V.M.Fedorov, A.P.Shmeleva XTR Registration by Means of 20 mcm Resolution Drift Chamber..... 571

A.L.Avakian, C.Yang Influence of the Medium Absorbing Ability of the Hard Transition Radiation Production ... 592

A.I.Alikhanian, V.P.Pustovetov, Yu.A.Trubkin, V.M.Fedorov, N.P.Shitov XTR-detector for Energy and Particle Rejection Measurements in the Range of $\gamma = 10^3 - 10^4$..... 619

Yu.M.Aivazian, B.M.Bolotovskij, O.S.Mergelian Radiation, Appearing Due to Fly of Charged Particle Near Dielectric Body..... 638

D.Muller Symposium Summary in the Filed of Experiment... 644

B.M.Bolotovskij Symposium Summary in the Field of Theory. 652

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО
ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА СИМПОЗИУМА
ДИРЕКТОРА ЕРЕВАНСКОГО ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

А.Ц.АМАТУНИ

Дорогие товарищи и друзья, уважаемые гости!
По поручению оргкомитета разрешите открыть первый Международный симпозиум по переходному излучению частиц высоких энергий. От имени оргкомитета симпозиума, дирекции и научного коллектива Ереванского физического института мы рады приветствовать всех участников симпозиума и поздравить их с его открытием.

Сегодня в этом зале собрались представители всех научных центров по физике высоких энергий Советского Союза, многих зарубежных стран, представители из Международных исследовательских центров Дубны и Женевы. Уже одно это может служить показателем того, что переходное излучение, предсказанное теоретически в 1946 г. академиками В.Л.Гинзбургом и И.М.Франком, за истекшие тридцать лет напряженных исследований многих ученых нашей страны, и в последние годы и зарубежных ученых, завоевало признание широких научных кругов. Симпозиум посвящен использованию переходного излучения в физике высоких энергий и в этой области за последние годы сделано особенно много.

После работ 1959 г. академика АН Армении Г.М.Гарибяна, в которых было обнаружено, что переходное излучение ультрарелятивистских частиц сосредоточено в рентгеновской области частот и интенсивность его зависит от лоренц-фактора частицы, в стенах нашего института началось интенсивное теоретическое и экспериментальное исследования свойств переходного излучения ультрарелятивистских частиц. Эти исследования получили новый размах с запуском в 1967 г. Ереванского электронного синхротрона и Серпуховского протонного ускорителя. С середины шестидесятых годов исследование переходного излучения частиц высоких энергий привлекло внимание американских ученых, несколько позже - западноевропейских. В настоящее время можно говорить о том, что этап исследования свойств переходного излучения, этап

разработки и освоения различных типов детекторов переходного излучения ультрарелятивистских частиц в основном завершен. Сейчас всем ясно, что в области энергий сотен и тысяч Гэв физика элементарных частиц будет иметь надежный прибор для детектирования и идентификации заряженных частиц, основанный на свойствах переходного излучения.

Современный этап развития характеризуется внедрением различных типов детекторов переходного излучения в физические эксперименты. На симпозиум представлен доклад группы ученых ЕрФИ, создавших и запустивших на высокогорной станции космических лучей "Арагац" установку, сочетавшую в себе ионизационный калориметр и детекторы переходного излучения для исследования адрон-ядерных взаимодействий в области энергий более чем 500 Гэв. Доклад проф.Виллиса (ЦЕРН) будет посвящен результатам эксперимента с использованием детекторов переходного излучения при исследовании протон-протонных соударений на ISR. Проф.Мюллер (Чикагский университет) расскажет о результатах исследования электронов космических лучей с помощью детекторов переходного излучения, запущенных в атмосферу на аэростатах. А.Г.Оганесян (ЕрФИ) и М.Атач (ФНАЛ) расскажут об успешных испытаниях на Батавском протонном ускорителе нового типа детектора переходного излучения, разработанного и созданного в ЕрФИ и возможностях его использования в физических экспериментах на ускорителе ФНАЛ при энергиях частиц 50–400 Гэв.

Программа симпозиума содержит теоретические результаты, принципиально важные для создания детекторов переходного излучения. В программу нашей работы включены также ряд новых разработок, прямо не связанных с переходным излучением; будущее покажет насколько они окажутся эффективными.

В заключении разрешите еще раз приветствовать всех участников симпозиума и пожелать им успешной работы. Оргкомитет со своей стороны сделал и сделает все от него зависящее для обеспечения успеха нашей работы.

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО ВИЦЕ-ПРЕЗИДЕНТА АН АРМ.ССР Э.Г.МИРЗАБЕКЯНА

Уважаемые участники симпозиума!

Уважаемые гости!

В этом году исполняется 20 лет с тех пор, как вышли первые печатные работы по теории переходного излучения, выполненные в Армении. Я думаю, что многие, в том числе и авторы этих работ, не ожидали, что спустя 20 лет здесь же - в Армении по этим вопросам будет проведен Международный симпозиум. Конечно, решающую роль в этом сыграли работы, выполненные в 1959 г., в которых было доказано, что переходное излучение содержит в себе также и рентгеновскую часть спектра и к тому же сильно зависит от лоренц-фактора частицы. Людям, занимавшимся теорией переходного излучения, в некотором смысле повезло, что оно оказалось обладающим такими интересными свойствами. Однако последующее развитие физики переходного излучения показало, что это везение было не совсем случайным и далеко недостаточным для успеха, т.к. дальнейшее развитие этой области науки потребовало непростой и довольно напряженной работы, которая и была проделана в стенах института, где мы сегодня собрались. Сам факт организации Международного симпозиума в Ереване является признанием весомого вклада армянских физиков в решение рассматриваемой проблемы.

Нам приятно отметить, что организаторы симпозиума сочли целесообразным в первый же день из трех обзорных докладов два поручить сделать действительным членам Академии наук Армении - Григорию Маркаровичу Гарибяну и Артему Исаковичу Алиханяну. Пер-

вый доклад посвящен теоретическим исследованиям, второй – экспериментальным. Весь ход развития исследований по переходному излучению – хороший пример удачного взаимообогащающего развития теоретических и экспериментальных исследований.

С того времени, когда наметились области практического использования результатов теории переходного излучения, исследования развивались более интенсивно и глубоко. Сейчас есть все основания считать, что переходное излучение будет широко использовано в физике частиц высоких энергий как на ускорителях, так и в космических лучах. Это видно хотя бы из того, что в библиографическом указателе, изданном институтом к открытию симпозиума имеется более 250 авторов из многих стран мира, занимающихся или занимавшихся переходным излучением.

Я хотел также отметить, что организаторы симпозиума правильно выбрали место проведения – Армению – не только в основном по сказанной ранее причине, но и потому, что Армения богата историческими памятниками, достопримечательностями, которые красноречиво свидетельствуют о сложной, богатой интересными событиями истории армянского народа, об уровне его культуры. Ознакомление с ними, мне кажется, будет приятным и интересным дополнением к деловой части программы симпозиума. И может быть, прольет некоторый свет на раскрытие нераскрытой до сих пор тайны – почему Армения явилась той землей, на которой сравнительно широко и интенсивно, я бы сказал, и успешно развиваются работы по переходному излучению.

Разрешите от имени Академии наук Армянской ССР приветствовать вас – всех участников симпозиума – и пожелать вам успешной, плодотворной работы.

КРАТКИЙ ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г.М.ГАРИБЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В докладе указаны основные свойства рентгеновского переходного излучения и рассказана предыстория его возникновения. Рассмотрено излучение, возникающее при прохождении заряда через регулярную и нерегулярную стопки пластин, влияние многократного рассеяния заряда на излучение, а также микроскопическая теория этого явления.

I. Введение

Известно, что движущийся электрический заряд создает вокруг себя электромагнитное поле.

Что же будет происходить с этим полем,когда заряд пролетает через вещество? Вещество состоит из атомов, имеющих ядро и электронную оболочку. Так как ядро по своей массе намного тяжелее электронов,то на поле заряда будут в первую очередь "откликаться" атомные электроны.В простейшем случае, когда этот заряд неподвижен,он своим электрическим полем будет деформировать электронные оболочки атомов,создавая у них постоянный дипольный момент, т.е. он будет поляризовать среду.

При движении в веществе заряд может испытывать рассеяние на атомах.В результате этого часть поля заряда может оторваться от него, образовав тормозное излучение.

Если же заряд движется прямолинейно и равномерно,то его поле можно представить в виде суперпозиции монохроматических волн (разложив поле в интеграл Фурье),каждая из которых будет создавать у атомов среды соответствующий переменный во времени дипольный момент.Таким образом электронные оболочки атомов

начнут колебаться или как бы "дышать" с целым набором частот колебаний.В результате этого часть атомов может потерять некоторые из своих электронов,т.е. произойдет ионизация части атомов среды.С другой стороны,колеблющиеся электронные оболочки атомов являются центрами испускания сферических электромагнитных волн. В том случае,когда эти волны накладываясь друг на друга складываются,будет образовываться ударная электромагнитная волна.Это явление известно как эффект Вавилова -Черенкова. Для нас важно сейчас отметить,что черенковское излучение образуется на длине пути заряда порядка длины волны испускаемого излучения и что интенсивность этого излучения зависит от $\beta = v/c$,т.е. от отношения скорости заряда к скорости света.Поэтому измеряя характеристики черенковского излучения можно тем самым измерить величину скорости заряда.

Однако,в сооружаемых в последние годы гигантских ускорителях частицы разгоняются до скоростей практически равных скорости света.Для столь быстрых частиц значительно более характерной чем β является величина лоренц-фактора частицы $\gamma = E/mc^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.Действительно,частицы имеющие очень близкие к единице,но немного отличающиеся друг от друга значения β ,будут сильно отличаться друг от друга значениями γ .

К сожалению черенковское излучение вдали от порога фактически не зависит от γ . Если же захотеть воспользоваться этим излучением вблизи порога,где имеется зависимость от γ ,то оказывается,что подобные черенковские счетчики при $\gamma > 10^2$ практически трудно реализуемы.

2. Основные свойства переходного излучения

Рассмотренные до сих пор явления имеют место в безгранич-

ной среде и не зависят от времени. Обратимся теперь к таким излучениям, которые зависят от времени, т.е. нестационарным.

Простейшим излучением этого рода является излучение, возникающее при пролете заряда через границу раздела двух различных сред, так называемое переходное излучение. Оно возникает по той причине, что атомы, расположенные в слое вещества у границы раздела, излучают уже не сферические, как это было в бесконечной однородной среде, а цилиндрические волны, которые, накладываясь друг на друга при определенных условиях складываются. Однако, это излучение очень слабо.

Действительно, из электродинамики известно, что всякий одноразовый процесс излучения (а переходное излучение именно таково, так как оно испускается на тех отрезках пути, которые прилегают к границе раздела сред) имеет вероятность порядка постоянной тонкой структуры $\alpha = 1/137$. Поэтому округляя мы можем сказать, что один переходный квант будет образован, если заряд пересечет примерно сто границ раздела сред. Для того, чтобы ощутить, как это мало, сравним это число с количеством черенковских квантов, образуемых на одном сантиметре пути в плотном веществе. Черенковское излучение будет образовываться на расстояниях вдоль траектории заряда порядка длины волны испускаемого излучения λ и с вероятностью равной α. Тогда для числа квантов, образуемых на одном сантиметре пути, по порядку величины получим цифру $\alpha/\lambda \simeq 1/137 \cdot 10^5 \simeq 10^2$, т.е. на одном сантиметре пути образуется несколько сот квантов. Мы видим, что разница в числе квантов достигает нескольких порядков (считая, например, что для максимального образования переходного излучения один сантиметр вещества разбит так, что

имеется несколько десятков границ раздела сред).

В свое время у читателя после ознакомления с основополагающей работой Гинзбурга и Франка [I], посвященной теории переходного излучения, могла возникнуть надежда использовать его для измерения энергий очень быстрых частиц. Эта надежда должна была возникнуть, так как в работе [I] было показано, что интенсивность переходного излучения не насыщаясь логарифмически растет с ростом γ-фактора частицы, тогда как, например, ионизационные потери выходят на фермиевское плато. Однако, с другой стороны, столь малое число образующихся квантов должно было вызвать сильные сомнения в осуществимости этих надежд. Вместе в тем уже тогда было ясно, что если мы хотим использовать переходное излучение для указанной выше цели, надо увеличить число квантов, образуемых одной заряженной частицей. А для этого существовал следующий наиболее прямой путь - заставить заряд пройти через очень большое число границ раздела сред, т.е. через расположенную в вакууме стопку пластин [2].

Однако, при использовании такого способа увеличения интенсивности переходного излучения, сразу возникла трудность, связанная с тем, что для того, чтобы переходное излучение, образующееся в пластинах стопки, не становилось ничтожным, расстояния между ними не могли быть взяты меньшими какого-то значения [3]. Физически это связано с тем, что есть, так называемые, зоны формирования переходного излучения на участках траектории около границы раздела сред. В вакууме эта зона равна

$$Z_{вак} = \frac{2c}{\omega}\gamma^2, \qquad (2.1)$$

Из этой формулы видно, что в оптической области частот и при

$\gamma = 10^4$ величина $Z_{бак}$ достигает 10 метров. Ясно, что говорить о стопке с размерами порядка нескольких километров не имеет смысла [3]. Кроме того из [1] следовало, что зависимость интенсивности, испускаемого назад относительно направления движения частицы, оптического переходного излучения от γ слабая, а именно, логарифмическая и поэтому точности измерений требовались очень высокие.

Однако в 1959 г. обе эти трудности отпали, когда было детально исследовано переходное излучение, испускаемое в направлении движения быстрой частицы. Оказалось, что полная энергия, испущенная в это излучение, линейно зависит от γ -фактора заряда [4]

$$W = \frac{1}{3}\,\frac{e^2\omega_0}{c}\,\gamma\,, \qquad (2.2)$$

где $\omega_0 = \left(\frac{4\pi Ne^2}{m_e}\right)^{1/2}$ – плазменная частота вещества одной из сред (вторая среда есть вакуум). Спектр же излучения простирается далеко в рентгеновскую область до граничной частоты тоже линейной зависящей от γ [4,5]

$$\omega_{гр} = \omega_0\,\gamma\,. \qquad (2.3)$$

В рентгеновской области частот, где диэлектрическая постоянная имеет вид $\varepsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2$, зона формирования рентгеновского переходного излучения (РПИ) в веществе порядка

$$Z_{веш} = \frac{2c}{\omega\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)}\,. \qquad (2.4)$$

Как было сказано выше, для использования переходного излучения необходимо было, чтобы быстрая заряженная частица прошла

через стопку пластин с целью увеличения интенсивности излучения. В такой постановке эта задача теоретически без всяких приближений была решена в 1958 году в работе [2] , когда о существовании РПИ еще не было известно и поэтому рентгеновская часть спектра в ней особо не исследовалась, а для РПИ в работах [6,7] два года спустя.

3. Небольшой экскурс в прошлое

Сейчас, когда о свойствах переходного излучения мы знаем несравненно больше, чем в 50-ых годах, мы знаем несколько больше и об истории этого явления, которая представляется нам интересной и непростой.

Оказывается переходное излучение в оптической области частот было впервые обнаружено не теоретически, а экспериментально еще в 1919 году немецким физиком Лилиенфельдом при бомбардировке металлической поверхности медленными электронами [8] .

Вплоть до 1932 года в литературе появилось около 10 экспериментальных работ, выполненных в Германии и США, в которых исследовались свойства этого излучения. Однако природа этого явления не была установлена и вскоре о нем почти все забыли.

В 1944-1945 г.г. Гинзбург и Франк [1] в Москве и немного позже Резанов [9] (под руководством А.А.Соколова) в Свердловске теоретически поставили задачу об излучении, возникающем при переходе заряда из одной среды в другую. В обеих работах были найдены соответствующие поля излучения. Однако, в отличие от Резанова, Гинзбургом и Франком был вычислен и исследован также характерный для задачи поток энергии электромагнитного излучения, испущенного назад относительно направления дви-

жения частицы, и обсуждены возможности экспериментального обнаружения этого излучения. В результате этого анализа они пришли к заключению, что переходное излучение имеет место только в оптической области частот (см.также [3]). Но, к сожалению, эти работы не вызвали сразу же экспериментальных исследований и физика переходного излучения вначале долго не развивалась.

С другой стороны в Германии некоторые физики еще помнили об излучении Лилиенфельда, так как в 1949 году в одном немецком журнале появилась теоретическая статья, в которой была сделана попытка найти механизм излучения Лилиенфельда. Так как механизм образования этого излучения так и остался тогда не - раскрытым, то все эти исследования наверное были бы забыты , если бы в 1961 г. в работе [10] , в которой экспериментально исследовалось оптическое переходное излучение,не было бы показано, что Лилиенфельд также наблюдал именно это излучение.

Как было отмечено выше, в 1959 г. теоретически было предсказано образование РПИ в излучении, испускаемом вперед. После установления этого факта началось взаимостимулирующее теоретическое и экспериментальное исследование РПИ.

Такой интерес к РПИ связан с тем, что в случае РПИ длина зоны формирования в вакууме, как это видно из формулы (2.1), примерно на 3 порядка меньше чем в случае оптического излу - чения при тех же значениях γ -фактора заряда. Второе важное преимущество РПИ, как это видно из формул (2.2) и (2.3), заключается в более сильной, а именно, линейной зависимости верхней границы спектра излучения и полной интенсивности от γ -фактора заряда по сравнению с логарифмической зависимостью опти-

ческого переходного излучения. И поэтому совершенно не случаен тот факт, что до сих пор не удалось использовать оптическое переходное излучение в опытах с частицами высоких энергий.

Следует еще отметить, что в 1958 г. Феррелл [11], исходя из чисто твердотельных соображений, теоретически предсказал образование оптического излучения при пролете электронов через тонкие металлические фольги. Эта работа вызвала достаточно интенсивный поток экспериментальных и теоретических исследований, причем в последних было доказано, что теория Феррелла является частным случаем теории переходного излучения (см. [12,13]).

4. Современное состояние теории РПИ

Ниже кратко, без выводов (но с соответствующими ссылками) будут приведены основные формулы РПИ в различных интересных для эксперимента случаях, либо, исходя из физической картины явления, описаны некоторые свойства этого излучения.

а) Равномерное и прямолинейное движение заряда через регулярную стопку

Пусть вдоль оси z из $-\infty$ в $+\infty$ движется со скоростью v, близкой к скорости света c, заряд e. Перпендикулярно оси z в вакууме, расположена стопка, состоящая из N пластин, каждая с толщиной a и с расстояниями между пластинами равными b, так, что левая граница стопки есть плоскость $z = 0$, а правая - $z = Na + (N-1)b$. Пусть

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i\frac{\mu c}{\omega} \qquad (4.1)$$

есть диэлектрическая постоянная вещества пластин, причем μ – линейный коэффициент поглощения интенсивности излучения [I4]
Тогда частотный спектр фотонов РПИ, которые пройдут через плоскость $z = \infty$, будет иметь следующий вид [I5] :

$$\frac{dN_q}{d\omega} = \int \frac{d^2N_q}{d\omega d\vartheta}\, d\vartheta, \qquad (4.2)$$

где ϑ – угол излучения кванта, по отношению к направлению движения частицы, а

$$\frac{d^2N_q}{d\omega d\vartheta} = \frac{2\vartheta^3}{137\pi\omega}\left|\frac{1}{1-\beta^2\varepsilon+\vartheta^2} - \frac{1}{1-\beta^2+\vartheta^2}\right|^2 \cdot I \qquad (4.3)$$

причем

$$I = [(1-P^{\frac{1}{2}})^2 + 4P^{\frac{1}{2}}\sin^2 Y]\cdot F$$

$$P = \exp(-\mu a), \quad Y = \varphi' a/2, \quad \varphi' = \mathrm{Re}\,\varphi = \qquad (4.4)$$

$$= \mathrm{Re}\,\frac{\omega}{\vartheta}\left[1-\beta(\varepsilon-\sin^2\vartheta)^{1/2}\right] \approx \frac{\omega}{2\vartheta}\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \vartheta^2\right)$$

$$F = \frac{(1-P^{\frac{N}{2}})^2 + 4P^{\frac{N}{2}}\sin^2 NX}{(1-P^{\frac{1}{2}})^2 + 4P^{\frac{1}{2}}\sin^2 X}$$

$$X = \frac{\varphi' a + \varphi b}{2}, \qquad \varphi_0 = \frac{\omega}{\vartheta}(1-\beta\cos\vartheta).$$

Формула (4.3) написана для ультрарелятивистских частиц и при пренебрежении отраженным излучением, т.е. при условии

$$|N\tau_1| \ll 1$$

где $\tau_1 = \omega_0^2/4\omega^2$. Интегрирование по углу ϑ , (в приближении малых углов), в формуле (4.2) аналитически может быть проведено при выполнении некоторых условий. Для этого введем следующие обозначения

$$q_{st} = \frac{\omega l N_{eff}}{4\pi c \gamma^2}, \quad N_{eff} = \frac{1-\exp(-N\mu a)}{1-\exp(-\mu a)}$$

$$d = entier(A)+1-A,$$

$$A = \frac{\omega l}{4\pi v}\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{a}{l} + \gamma^{-2}\right), \quad l = a+b,$$

где entier (A) означает наибольшее целое число, не превосходящее числа A . Заметим, что условие (4.5) при наличии поглощения должно быть записано с N замененным на N_{eff}.

Тогда спектральное распределение числа квантов РПИ, образованных в стопке и вышедших из нее в вакуум, может быть вычислено пользуясь следующей схемой расчета, приведенной на рис.I. Согласно этой блок-схеме должны быть проверены условия, написанные в ромбах. Возможные результаты этой проверки обозначены стрелками со словами "да" или "нет" Прямоугольники означают расчет по формулам, символически записанным внутри них. Интеграл по углу излучения ϑ означает численное интегрирование формулы (4.2) в пределах, указанных у знака интеграла, причем

$$\vartheta_0' = \left[\frac{4\pi v}{\omega l}\left(d+\frac{1}{2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$$

Знак суммы означает суммирование ряда

$$\sum \frac{4N_{eff}v\omega_0^4}{137\ell\omega^6} \frac{y_k[(1-\beta^2)+4\beta^2\sin^2[\frac{\omega a}{4v}(y_k+\gamma^{-2}+\frac{\omega_0^2}{\omega^2})]]}{(y_k+\gamma^{-2})^2(y_k+\gamma^{-2}+\frac{\omega_0^2}{\omega^2})^2} \qquad (4.5)$$

причем

$$y_k = \frac{4\pi v}{\omega\ell}(\kappa+d)$$

(К - целое число). Суммирование ряда (4.5) производится по значениям К , указанным у знака суммы.Виды спектров, вычисленные по этой блок-схеме можно найти в работах [I6] .

В статье [I7] рассмотрен случай, когда пластины стопки расположены не в вакууме, а в газе, в частности, в воздухе. Пользуясь решениями, полученными посредством функций Грина, формулы для РПИ были детально проанализированы в статье [I8] . В работе [I9] формулы для рассмотренного выше случая образования РПИ представлены в несколько иной, а именно, параметрической форме.

б) Пролет заряда через нерегулярную стопку

или пенопласт

После того, как экспериментально было установлено, что РПИ может быть образовано заряженной частицей и в пенопласте [20] , встал вопрос о теоретическом расчете излучения в этих условиях. Для решения этой задачи заметим, что, во-первых, угол влета ультрарелятивистского заряда в вещество почти не влияет на характер образованного РПИ [2I] и что, во-вторых, пространственный масштаб неоднородностей в пенопласте

имеет макроскопические размеры.

Тогда ясно, что хорошим приближением для пенопласта является модель стопки, в которой все пластины перпендикулярны прямолинейной траектории заряда, но имеют значения толщин, разбросанные с некоторой вероятностью вокруг определенного среднего значения толщины, и имеют расстояния между пластинами, которые также распределены вокруг соответствующего среднего значения.

Имея в виду такую нерегулярную стопку, можно построить теорию [22], дающую спектр РПИ, усредненный по всем значениям толщин пластинок и расстояний между ними, если нам известны функции распределения значений этих двух величин для данного образца пенопласта.

Не останавливаясь на соответствующей теории укажем только, что в работе [15] она приведена в таком виде, который наиболее удобен для численных расчетов. Спектр РПИ имеет вид формул (4.2) и (4.3), только с другим определением величины I . Заметим, что в формулы (5) работы [15] вкралась опечатка: в выражении для Q второе слагаемое h_a должно иметь знак минус.

Спектры РПИ, образованного в пенопласте приведены в работе [22].

в) Влияние многократного рассеяния

Все приведенные выше свойства и формулы переходного излучения были получены в предположении, что быстрый заряд движется в веществе равномерно и прямолинейно. Учтем теперь, что в веществе заряд может испытывать многократное рассеяние. Очевидно, что если этот процесс будет иметь место на длине зоны

формирования переходного излучения, то это приведет к рас - стройству обычного механизма образования переходного излучения [23,24] . Однако, сам процесс рассеяния будет приводить одновременно к образованию зарядом тормозного излучения. Причем, если переходное излучение образуется только у границы раздела вещества с вакуумом, то тормозное излучение образуется на всем пути движения заряда в веществе. Нас сейчас будет интересовать вопрос, чем отличаются друг от друга тормозные излучения, испускаемые в глубине вещества и у границы с вакуумом.

Эту разницу мы будем называть краевым эффектом в тормозном излучении. Строгая теория этого явления в полубесконечной среде и в пластине была развита в работах [25-30] . Мы приведем здесь только качественные соображения и оценки, которые позволяют нам понять какие эффекты можно ожидать в этом случае (без учета поглощающей способности вещества). В работе [30] было также учтено, кроме многократного рассеяния, влияние поглощающей способности вещества на образование излучения в пластине.

Однако сначала мы напомним некоторые известные факты из теории тормозного излучения. В 1953 г. Ландау и Померанчук [31] было показано, что из-за влияния многократного рассеяния бете-гайтлеровская теория тормозного излучения не имеет места, если лоренц-фактор быстрой заряженной частицы

$$\gamma > \gamma_{кр}$$

$$\gamma_{кр} = \frac{\omega_0}{q_0}, \quad q_0 = \left(\frac{Es}{mc^2}\right)^2 \frac{c}{4L} , \qquad (4.6)$$

Мигдалом [32] в 1954 г. была дана классическая теория этого явления и показано, что энергия, излученная на единице длины пути, равна

$$dW_м = dW_{БГ} \cdot \Phi(s), \tag{4.7}$$

где

$$dW_{БГ} = \frac{8e^2q}{3\pi c^2\left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)}\, d\omega \tag{4.8}$$

есть бете-гайтлеровская интенсивность тормозного излучения с учетом поляризации среды [32]. В последних формулах использованы следующие обозначения

$$q = q_0\gamma^{-2}, \quad S = \frac{\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{8}\sqrt{\frac{\omega}{q}}. \tag{4.9}$$

Функция $\Phi(S)$, введенная Мигдалом, в крайних случаях малых и больших S, имеет вид

$$\Phi(S) = \begin{cases} 6S, & \text{при } S \to 0 \\ 1 - 10^{-2}/S^4, & \text{при } S \to \infty. \end{cases} \tag{4.10}$$

Так как $\Phi(S) \leq 1$, то многократное рассеяние подавляет тормозное излучение. Зона формирования тормозного излучения по Мигдалу равна [33]

$$Z_м = \frac{c}{\sqrt{q\omega}}. \tag{4.11}$$

Вернемся сейчас к поставленной выше задаче о краевом эффекте в тормозном излучении. Так как при подлете к границе вещества, т.е. в вакууме , частица не испытывает рассеяния, а в глубине вещества имеется установившийся режим многократного рассеяния, то краевой эффект в тормозном излучении будет зависеть от того каково будет излучение в граничном слое вещества. Атомы, расположенные в этом слое находятся в особом положении, т.к. они в какой-то мере могут создать условия , когда заряд будет излучать по бете-гайтлеровскому механизму излучения.

На рис.2 отложены сплошной линией зона формирования переходного излучения в веществе (2,4), штриховой линией тормозного излучения по мигдаловскому механизму (4,II), и точечной - тормозного излучения по Бете-Гайтлеру, которая определяется формулой (2,I), если не учитывать поляризацию среды и формулой (2,4)-сплошная линия - если ее принять во внимание.Кроме того заметим, что

$$S = \frac{Z_M}{4 Z_{вещ}} \quad . \qquad (4.I2)$$

Ясно, что главным механизмом образования излучения, будет тот механизм, который самый быстрый, т.е. зона формирования которого наиболее короткая. Из рис.2 видно, что в области частот (ω_1 , ω_2) главным механизмом будет мигдаловский механизм и обычный переходный механизм будет расстроен при этих частотах. К тому же в этой области частот $S << 1$. А это означает, что на атомах находящихся в пограничном слое, в котором заряд частично может излучать по Бете-Гайтлеру, будет генерироваться более интенсивное тормозное излучение, чем на атомах,

находящихся в глубине вещества, на которых заряд излучает только по Мигдалу.

Оценим разность между интенсивностями тормозного излучения, которое будет испущено в пограничном слое в области частот (ω_1, ω_2) и излучения, испущенного в глубине вещества, с одной и той же длины пути, т.е. краевой эффект в тормозном излучении. Это дополнительное излучение может быть испущено в пограничном слое с толщиной порядка $z_M \frac{z_M}{z_{бг}}$. Таким образом, в области частот (ω_1, ω_2) оно будет примерно равно

$$\left(dW_{бг} - dW_M\right) \frac{z_M^2}{z_{бг}^2} \sim dW_{бг} \cdot \frac{z_M^2}{z_{бг}} \sim \frac{e^2}{\pi c} \qquad (4.13)$$

(для частот $\omega \gg \omega_0 \gamma$). Мы видим, что величина интенсивности этого излучения имеет порядок интенсивности переходного излучения в дограничной области частот. Итак, на частотах $\omega < \omega_1$ в спектре будет только переходное излучение, а в области (ω_1, ω_2) появится дополнительное тормозное излучение того же порядка величины, но уже с новой граничной частотой $\omega_2 = q_0 \gamma^2$.

Обратимся теперь к частотам $\omega \gg \omega_2$, когда $S \to \infty$. Здесь главным механизмом будет слабое переходное излучение, величина которого порядка [27]

$$\frac{e^2}{\pi c} \left(\frac{\omega_0 \gamma}{\omega}\right)^4 .$$

Однако многократное рассеяние, как мы знаем, будет расстраивать фазовые соотношения между полями, что должно привести к ослаблению переходного излучения. В тормозном излучении это

ослабление при больших S, согласно формул (4.7) и (4.10) имеет порядок малости $10^{-2}/S^4$. Таким образом, надо думать, что влияние границы и многократного рассеяния при частотах $\omega \gg \omega_2$, с точностью до численных коэффициентов, описывается следующей формулой (сравни [28] формула (41))

$$\frac{e^2}{\pi c}\left[\left(\frac{\omega_0 \gamma}{\omega}\right)^4 - \frac{q_0^2 \gamma^4}{\omega^2}\right]. \qquad (4.14)$$

Описанные выше эффекты имеют место при $\gamma \gg \gamma_{кр}$.

В обратном случае для зон формирования имеет место картина, показанная на рис.3. Из нее видно, что здесь не должно иметь место обогащение спектра жесткими квантами за счет тормозного излучения, т.к. $z_{\text{ещ}}$ меньше всех других зон формирования. Но при частотах $\omega > \omega_0 \gamma$, где имеется слабое переходное излучение, оно может быть ослаблено многократным рассеянием и будет описываться формулой типа (4.14). На рис.4 даны спектры краевого эффекта согласно обычной теории переходного излучения и теории учитывающей многократное рассеяние. Обратимся, наконец, к исследованию влияния многократного рассеяния на образование переходного излучения в стопке пластин [34,35] . В наиболее интересном случае, когда $\beta \gg \frac{a}{\omega}\gamma^2$ влияние многократного рассеяния на излучение, образуемое в пластине стопки будет таким же, как и в одиночной пластине т.е. спектр излучения будет обогащен более жесткими квантами вплоть до частот $\omega_2 = q_0 \gamma^2$, при этом ордината спектра будет почти той же величины, что и для тех частот, которые испускаются по обычному переходному механизму излучения (т.е.

в области частот $\omega < \omega_1$). Однако выход излучения будет несколько ослаблен из-за поглощения в последующих пластинах стопки. Случай же малых расстояний между пластинами особого практического интереса не представляет, т.к. при этом будет сильно падать интенсивность всего РПИ и кроме того будут ухудшаться условия для обогащения спектра жесткими квантами, т.к. создаются тяжелые условия для образования тормозного излучения по Бете-Гайтлеру в приграничном слое вещества.

г) *Микроскопическая теория РПИ*

Обратимся теперь снова к обычному механизму образования РПИ. Излучение, которое образуется имеет длину волны порядка и меньше расстояний между атомами среды и размеров атомов. Ясно, что для таких волн среда уже не будет представляться сплошной и что необходимо построить микроскопическую теорию РПИ [36,40]. Когда эта теория была создана, то оказалось, что для идеально аморфных тел ее результаты совпадают с результатами обычной макроскопической теории. Различие имеется только для кристаллов: из-за явления брэгговского отражения часть поля заряда может отразится от соответствующих атомных плоскостей кристалла и в результате заряд, проходя через кристалл, своим отраженным полем образует лауэграмму. Это будет иметь место для отдельных брэгговских частот, длина волны которых порядка межатомных расстояний. Конкретный численный расчет для определенных кристаллов произведен в [37]. В центральном пятне лауэграммы на общем фоне обычного переходного излучения на тех же брэгговских частотах будут также наблюдаться узкие $\sim$ 10 эв максимумы, что и в боковых пятнах. Столь малая узость

этих динамических максимумов обязана явлению брэгговского отражения, имеющему место на огромном количестве атомных плоскостей. Экспериментально это явление до сих пор не исследовано. Дальнейшее развитие микроскопической теории можно найти в [38, 39].

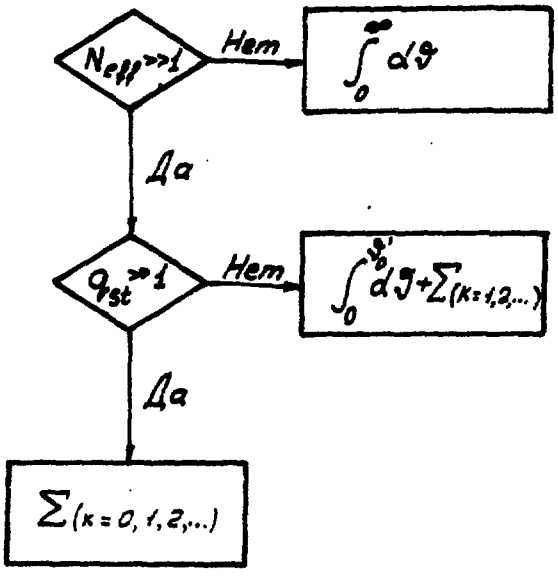

$N_{eff} \gg 1$
Нет
$\int_0^{\infty} d\vartheta$
Да
$q_{st} \gg 1$
Нет
$\int_0^{s'_0} d\vartheta + \sum_{(k=1,2,\ldots)}$
Да
$\sum_{(k=0,1,2,\ldots)}$

Рис.I

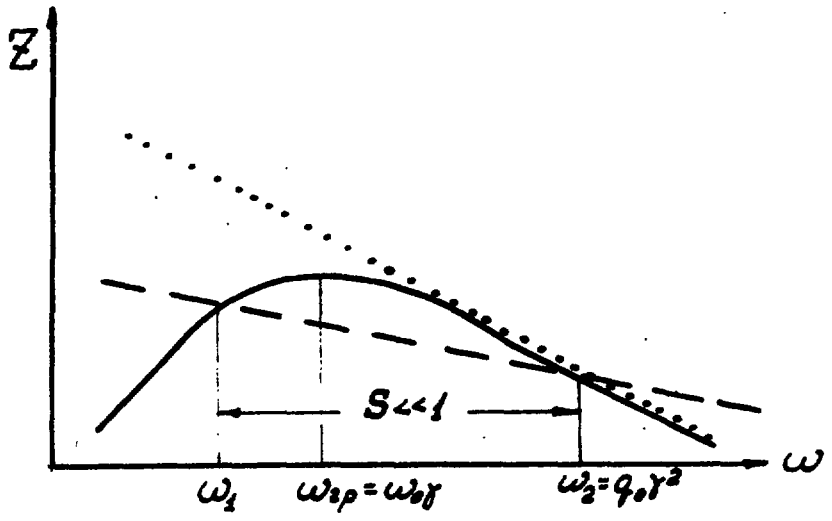


Рис.2

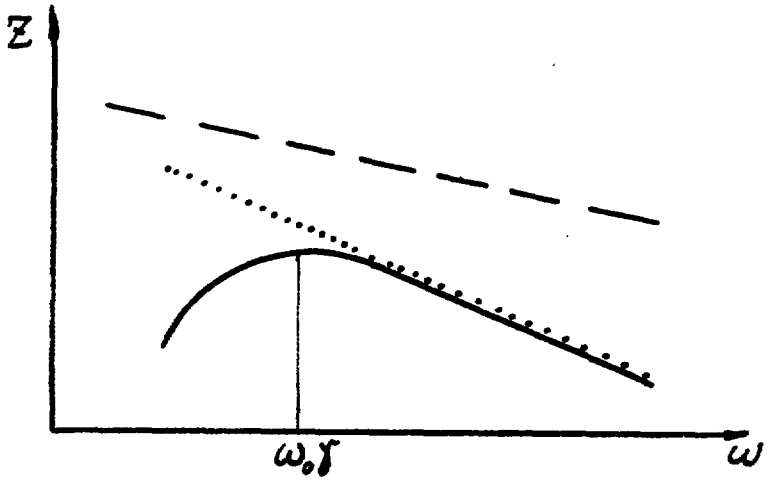


Рис.3

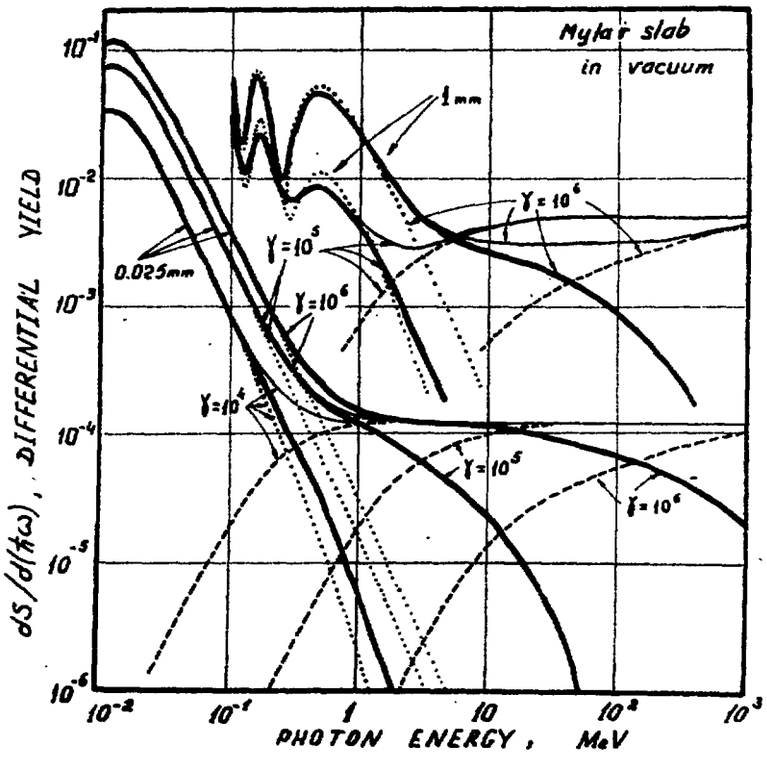

Mylar slab
in vacuum
1 mm
0.025mm
γ = 10^4
γ = 10^5
γ = 10^6
dS/d(ħω), DIFFERENTIAL YIELD
PHOTON ENERGY, MeV

Рис. 4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.I. Блок-схема расчета числа квантов РПИ в стопке пластин

Рис.2 Зоны формирования излучений при $\gamma > \gamma_{кр}$.

Рис.3 Зоны формирования излучений при $\gamma < \gamma_{кр}$.

Рис.4 Дифференциальная интенсивность излучения в майларовой пластине толщиной I мм (верхние кривые) и в такой же пластине, но с толщиной 0,025 мм (нижние кривые). Тонкие сплошные кривые - все излучение. Штриховые линии - тормозное излучение по Мигдалу. Толстые сплошные линии - разность этих кривых, т.е. полный краевой эффект. Пунктирные линии - обычное переходное излучение, γ - лоренц-фактор заряда.

ЛИТЕРАТУРА

I. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, Jorn. of Phys. USSR 9, 353(I945); ЖЭТФ I6, I5(I946)

2. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 35, I435 (I958)

3. И.М.Франк. УФН 68, 397 (I959)

4. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 37, 527 (I959)

5. К.А.Барсуков. ЖЭТФ 37, II06 (I959)

6. М.Л.Тер-Микаелян, А.Д.Газазян. ЖЭТФ 39, I993(I960)

7. Г.М.Гарибян, И.И.Гольдман. ДАН Арм.ССР 3I,2I9(I960)

8. S.E.Lilienfeld, Physik. Zeits. 20, 28 (1919)

9. А.Резанов ЖЭТФ I6,878 (I946)

I0. H.Boersch, C.Radeloff, G.Sauerbray.Zeit.Phys. 165,464(1961)

II. R.A.Ferrell, Phys.Rev.III, 1214 (1958).

I2. В.П.Силин, Е.П.Фетисов, Phys.Rev.Lett. 7, 7, 374 (I96I); ЖЭТФ 45, I572 (I963)

I3. H.Ritchie, H.G.Eldridge, Phys.Rev.126, 1936 (1962)

I4. Е.Стром, Х.Исраель. Сечения взаимодействия гамма-излучения веществом от 0,00I Мэв до I00 Мэв, Москва, Атомиздат, I973

I5. G.M.Garibyan, L.A.Gevorgyan, C.Yang. NIM,125,133 (1975).

I6. A.A.Avakyan, G.M.Garibyan, C.Yang.NIM 128, 601 (1975) 129,303 (1975)

Изв. АН Арм.ССР, Физика II, 5I(I976)

I7. А.Л.Авакян,Ян Шы. Настоящие труды, стр.592

I8. M.L.Cherny,G.Hartman,D.Muller, T.A.Prince,Phys.Rev.D 10, 3594(1974.

I9. X.Artru,G.B.Yodh, G.Mennessier, Phys.Rev.D 12,1289 (1975)

20. A.I.Alikhanian, K.M.Avakian, G.M.Garibian, M.P.Lorikian, K.K.Shikliarov, Phys.Rev.Lett. 25, 645 (1970)
Изв. АН Арм.ССР Физика 5, 267 (1970)
21. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 38, 1814 (1960)
22. Г.М.Гарибян, Л.А.Геворгян, Ян Ши. ЖЭТФ, 66, 552 (1974)
23. Г.М.Гарибян, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ 37, 1828 (1959)
24. В.Е.Пафомов, ДАН СССР 13[illegible] 1315 (1960)
25. И.И.Гольдман. ЖЭТФ 38, 1866 (1960)
26. Ф.Ф.Терновский. ЖЭТФ 39, 171 (1960)
27. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 39, 332 (1960)
28. Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ 70, 1627 (1976)
29. А.Л.Авакян, Л.А.Варданян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. (в печати)
30. Л.А.Варданян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 11, 329(1976)
31. Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ДАН СССР 92, 535, 735 (1953)
32. А.Б.Мигдал. ДАН СССР 96, 49 (1954); ЖЭТФ 32, 633(1957)
33. М.И.Резанов. УФН 114, 393 (1974)
34. Ян Ши. Настоящий сборник , стр.81
35. Г.М.Гарибян, Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР, Физика 12, 105 (1977)
36. Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ 61, 930 (1971); 63, 1198(1972)
37. А.А.Авакян, М.Агинян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ 69, 1049(1975)
38. М.Агинян, Ян Ши. Настоящий сборник , стр.193
39. А.Афанасьев, М.Агинян. Настоящий сборник, стр.169
40. В.Г.Барышевский, И.Д.Феранчук , ДАН БССР, 18, 499 (1974)

A SHORT REVIEW OF RECENT STATUS OF X-RAY TRANSITION RADIATION THEORY

G.M.GARIBIAN

Yerevan Physics Institute

Abstract

The main properties of the X-ray transition radiation and the prehistory of the development this phenomenon are given. The radiation produced when a charged particle passes through a regular and irregular stack of plates, the influence of the multiple scattering on the radiation as well as the microscopic theory of this phenomenon are considered.

ОБЗОР РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ И ДЕТЕКТОРАМ НА ЕГО ОСНОВЕ, ВЫПОЛНЕННЫХ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ

А.И.АЛИХАНЯН

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН СССР

Дан обзор экспериментальных работ по наблюдениям рентгеновского переходного излучения (РПИ) в стримерной камере, вопросам генерации РПИ в хаотических средах, установкам с радиатором, помещенным в газ-поглотитель и с угловой дискриминацией, результатам спектроскопических исследований. Дана критика работ, в которых получены данные, значительно превышающие предсказания обычной теории. Указано, что объяснение этого расхождения влиянием многократного рассеяния по теории Тер-Микаеляна несостоятельно. Правильный расчет по этой теории вовсе не дает такого значительного увеличения интенсивности. Серия измерений, специально выполненных группой Алиханяна, Лорикяна и др., дала результаты, согласующиеся с теорией и не обнаружила аномального увеличения интенсивности РПИ. Описан детектор для идентификации адронов в интервале импульсов 30÷400 Гэв/с. Рассмотрена возможность создания радиатора на основе жидкого водорода. Описана установка для исследования адронной компоненты космических лучей. Приведены предварительные результаты работы с дрейфовой электролюминесцентной камерой*).

§ I. Введение и немного истории

В настоящем обзоре я постараюсь изложить основные этапы развития работ по рентгеновскому переходному излучению в нашей стране. Исходя из того, что настоящий симпозиум является первым, посвященным этой проблеме, я считаю целесообразным кратко остановиться на вопросах, связанных как с теоретическими предпосыл-

*) Аннотация составлена редколлегией.

ками, так и первыми попытками зарегистрировать рентгеновское переходное излучение быстрой заряженной частицы.

Как известно, в 1959 г. Гарибян [1] первый обнаружил в результате теоретического анализа, что быстрая заряженная частица, переходя из одной среды с данной диэлектрической постоянной ε_1 в другую с ε_2, на границе раздела двух сред теряет заметную энергию, которая, как было показано им же и Барсуковым [2], должна выделиться в виде жестких квантов переходного излучения.

Такой вывод был не очевиден, тем более, что Франком и Гинзбургом [3] в 1946 г., предсказавшими само явление переходного излучения, указывалось, что оно может быть только в видимой области света [4]. Поскольку центральной темой настоящего симпозиума является рентгеновское переходное излучение (РПИ) и оно именно является основой создания детекторов для опознавания частиц сверхвысоких энергий, то я приведу кратко результаты теории именно РПИ. К счастью, в наиболее интересном для приложений релятивистском случае вычисления можно выполнить сравнительно просто, положив угл. излучения малыми и использовав то обстоятельство, что в рентгеновской области частот диэлектрические свойства просты: $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, где ω_0-плазменная частота. Учитывая что диэлектрическая проницаемость среды для этой области частот мало отличается от единицы $|\varepsilon - 1| \ll 1$, а длина волны квантов много меньше размеров неоднородностей, то удается найти выражение для частотно-углового распределения интенсивности рентгеновского переходного излучения. Очень важным было введенное Гарибяном понятие зоны формирования переходного излучения в среде и в вакууме

$$Z_{вакуум} = \frac{1}{1 - \beta^2 + \theta^2} \cdot \frac{c}{\omega} \sim \gamma^2 \cdot \frac{c}{\omega}$$

$$Z_{\text{сред}} = \frac{1}{1-\beta^2+\frac{\omega_0^2}{\omega^2}+\theta^2} \cdot \frac{c}{\omega}$$

Зона формирования в вакууме есть та длина, на которую должна отойти частица от границы раздела, чтобы переходное поле "обогнало" бы саму частицу и тем самым оторвалось от ее поля.

Частотное распределение интенсивности переходного излучения согласно теории должно иметь плавный характер, спадающий к максимальной энергии спектра, определяемой $\hbar\omega_p = \omega_0\gamma$. Выше этой энергии кривая резко спадает к нулю. С увеличением γ граничная энергия спектра возрастает и этим обусловлено возрастание энергии переходного излучения с ростом γ. Гарибяном было вычислено, что полная энергия РПИ должна линейно расти с ростом γ по крайней мере в случае одной границы раздела:

$$W = \frac{1}{3} \cdot \frac{e^2\omega}{c} \cdot \gamma .$$

Линейное возрастание излученной энергии РПИ является одной из привлекательных сторон этого явления и его практического применения. Надо однако иметь в виду, что при рассмотрении излучения из пластинки или из стопки пластин вышеотмеченный рост энергии излучения РПИ не будет иметь место. Только для случая одной границы раздела интенсивность излучения неограничено растет с ростом γ. Расчет интенсивности РПИ из стопки был выполнен Тер-Микаеляном и Газазяном [5] и практически одновременно Гарибяном и Гольдманом [6] с разницей по времени в несколько дней и привел к сходным результатам.

В 1961 г. Алиханян [7] с сотрудниками проанализировали возможность обнаружения рентгеновского излучения и рассмотрели конкретные способы регистрации РПИ. В 1964 г. сотрудники лабора-

тории Алиханяна реализовали [8] одно из предложений, сделанных в работе [7] . В [8] была сделана попытка зарегистрировать фотоны РПИ, образованные μ-мезонами космического излучения в слоистом радиаторе. Результаты этих наблюдений были изложены Алиханяном в его Гарвардских лекциях в 1965 г. [9] .

В 1966 г. группа, возглавляемая Арутюняном, приступила к исследованию РПИ, генерируемого в различных радиаторах электронами различных энергий от 250 до 600 Мэв [10] . Результаты этих исследований оказались крайне неожиданными и резко противоречащими теоретическим предсказаниям. Во всех измерениях, выполненных в указанной работе и в работе [11] , интенсивность переходного излучения превышала ожидаемую по теории в десяток или несколько десятков раз. Совершенно ясно, что авторы наблюдали не переходное излучение, а побочные явления, ничего общего не имеющие с РПИ. При этом авторы работы [11] предприняли неуклюжую попытку объяснить столь высокую интенсивность РПИ влиянием многократного рассеяния электронов в стопке бумаги. Анализ, выполненный Лорикяном в работе [12] , показал, что авторы регистрировали не переходное излучение. Это особенно ясно следует из рис. 1, где приведены частотные спектры фотонов [10,11] на выходе радиаторов с различным числом пластин n . Из рис. 1 следует, что с увеличением n спектр не становится жестче, в то время как очевидно, что мягкие фотоны, генерируемые в начале стопки, поглотятся в самой стопке и не дойдут до выхода из радиатора, и поэтому мягкая часть спектра практически не должна зависеть от n . Это следует из элементарного расчета (см. сплошную кривую на рис. 1).

Для оправдания своих ошибочных экспериментальных результатов

Арутюнян и др. привлекли на помощь теорию Тер-Микаеляна, рассчитавшего интенсивность РПИ при наличии многократного рассеяния в стопке (см. [5 б] , стр.368). Арутюнян с сотрудниками "показали", что их ошибочные экспериментальные результаты удивительным образом находятся в прекрасном согласии с теорией Тер-Микаеляна, учитывающей многократное рассеяние. Этот загадочный результат, когда в десятки раз большая интенсивность РПИ обусловливается многократным рассеянием, перестает быть загадкой, если любой читатель сам вычислит по тем же формулам Тер-Микаеляна и обнаружит, что практически никакого аномального возрастания интенсивности не происходит и ожидаемая по расчету интенсивность с учетом многократного рассеяния не отличается существенно от предсказываемого обычными формулами [5,6] без учета многократного рассеяния.

Наконец, нами была выполнена специальная серия измерений РПИ [13,28] при энергии электронов 680 Мэв со стопками, весьма сходными с теми, что применялись в работе [10] , и никакой аномальной интенсивности РПИ мы не наблюдали (см.рис. 2).

Мы здесь намеренно так подробно остановились на работах [10,11] потому, что на заре исследований РПИ, этого деликатного явления, не всем и не всегда удавалось сохранить трезвость и строгость в экспериментальных исследованиях и некоторые авторы, привлекая теорию, иногда выдавали желаемое за реально существующее "новое излучение", в частности, "резонансное". Период 1969-1972 гг. был по существу началом фундаментального и интенсивного экспериментального исследования РПИ у нас в Союзе, а также и за рубежом.

§ 2. Наблюдение квантов РПИ в стримерной камере.

В 1969 г. Алиханян, Лорикян с сотрудниками [14], [15], [16] предприняли серию опытов по регистрации РПИ с помощью стримерной камеры, наполненной неоном и гелием при нормальном давлении с небольшой примесью (10-15%) ксенона. Наличие ксенона, а в некоторых случаях криптона, резко увеличивает вероятность поглощения квантов РПИ с энергиями 10-20 кэв и они, вернее фотоэлектроны, наблюдались в объеме камеры даже визуально в виде плотных сгустков, резко отличающихся от следа первичного электрона высокой энергии, и легко фотографировались (см.рис. 3 а). Эти опыты впервые наглядно показали реальность существования рентгеновского переходного излучения в чистом виде, пространственно разделенного от δ - электронов, образуемых первичной частицей. На многих снимках наряду с тонким следом первичной частицы при наличии радиатора на расстоянии около I метра от стримерной камеры наблюдались жирные и плотные следы фотоэлектронов. Характерные случаи приведены на рис. 3 б. В ряде случаев наблюдалось на одном снимке сразу несколько фотоэлектронов и по образному выражению американских физиков такие треки стали называться "мохнатыми" треками (shaggy tracks). Степень мохнатости может служить мерой лоренц-фактора γ .

Мне думается, что опыты со стримерной камерой резко изменили отношение физиков к явлению рентгеновского переходного излучения. Если до 1970 г. интерес к РПИ был весьма сдержанным, как некоему "академическому" эффекту, то после опытов со стримерной камерой, когда можно было визуально наблюдать следы фотоэлектронов, вызванных квантами РПИ, многим физикам стало ясно, что это явление хотя и не очень интенсивное, но на его основе можно бу-

дет создать детекторы для идентификации частиц сверхвысоких энергий.

Схема опыта со стримерной камерой показана на рис. 4. S_1, S_2, S_3 апертурные сцинтилляционные счетчики, выделяющие узкий и очень слабый поток электронов. В стримерной камере с эффективной длиной ~ 80 см и наполненной смесью Ne + He с добавкой Xe (15%) при наличии радиатора, состоящего из полиэтиленовых пленок толщиной 45 микрон, установленных друг от друга на расстоянии 500 микрон, эффективность регистрации электронов с энергией 2 Гэв по переходному излучению достигала 70% при 10^3 пленок в стопке. В те времена максимальная достигнутая эффективность не превышала 30% [17], [18].

Исследование РПИ в стримерной камере позволило впервые установить зависимость числа фотонов от γ - фактора частицы. Линейный рост с ростом энергии в ограниченном интервале энергии связан с рядом обстоятельств и в первую очередь, конечно, с ростом граничной частоты спектра квантов РПИ. Наряду с этим поглощение смеси газа и выявление фотоэлектронов тоже вносили свои коррективы, как и поглощение фотонов различных энергий в самом радиаторе.

Славатинский с сотрудниками в 1972 г. [19] испытал большую стримерную камеру для наблюдения РПИ, генерируемого в стопке электронами с энергиями 30 Гэв. Они не добились высокой эффективности по ряду причин и прежде всего по отбору фотоэлектронов. На рис. 5 приведен их результат в сопоставлении работ других авторов.

§ 3. Генерация РПИ в хаотических средах.

Как известно, рентгеновское переходное излучение наблюдалось в периодических средах, в частности, в стопках из большого числа пленок, расположенных на равных расстояниях друг от друга, больших, чем зона формирования. И теория переходного излучения была развита для периодических сред и ее предсказания могли проверяться непосредственно на опыте.

Одним из важных этапов в исследовании переходного излучения было обнаружение РПИ в радиаторе, представляющем собой брусок пенопласта. Этот опыт был предложен Лорикяном и выполнен в 1969 г. в Ереванском физическом институте [14-16] . Трудно переоценить важность этого опыта как для понимания механизма генерации РПИ, так и для практических целей.

Прежде всего стало очевидным, что для генерации РПИ нет никакой необходимости в периодичности среды, а оно генерируется в стенках пены и дело лишь в том, что толщина стенок пены и размер пустот были бы в согласии с зонами формирования в веществе и в пустоте. Это покончило со спекуляцией о "резонансном" излучении, понятии, которое упорно пытались ввести Тер-Микаелян, Арутюнян и др.

Существует переходное излучение, возникающее при переходе быстрой заряженной частицы из одной среды в другую и могут иметь место интерференционные явления, которые даже в случае одной пластинки приводят к осцилляциям интенсивности, а в стопке тем более. Но эти интерференционные явления не меняют природы самого явления РПИ. Наблюдения генерации РПИ в пористых средах стимулировали развитие теории генерации РПИ в хаотических средах, которая была впервые развита Гарибяном, Геворгяном и Ян Ши вскоре после обнаружения РПИ в пенопласте [20] .

Пенопласт, впервые испытанный нами в работах [I4–I6] , оказался хорошим радиатором, вполне сопоставимым по "светимости" с радиаторами, составленными из периодических расставленных пленок полиэтилена, майлара и т.п.. Первые же оценки, выполненные в работе [20] , показали, что этого и следовало ожидать, что можно рассматривать хаотическую среду как "расстроенную" стопку у которой толщина пленки a и расстояние между ними b меняются в широких пределах.

Возможность использования пенистых сред в качестве радиатора сильно упрощает создание модуля, предназначенного для регистрации РПИ, решает вопрос об изготовлении радиаторов больших размеров, которые могут быть необходимы в опытах с космическими заряженными частицами высоких энергий и других исследованиях, где нужны радиаторы больших площадей. Неудивительно, что сразу же после опубликования наших первых опытов с пенопластом как радиатором РПИ в ряде лабораторий и, в особенности, в работах [2I] , [22] стали использовать различные типы пенистых веществ как радиаторов РПИ.

В настоящее время пенистые радиаторы прочно вошли в практику физических экспериментов, в которых используется РПИ. Возможность использования хаотически расположенных радиаторов привела к оригинальной мысли о создании системы, состоящей из мельчайших перегретых сверхпроводящих гранул. Гранулы из вещества с большим Z служат и радиатором РПИ и поглотителем-детектором.

Я не останавливаясь подробнее на этом новом и обещающем методе, т.к. о нем расскажут на настоящем симпозиуме сами авторы, и упомянул его потому, что в нем отразилась идея о возможности использования хаотически распределенных радиаторов.

§ 4. Другие методы и исследования РПИ.

В 1969 г. Алиханян, Испирян и Оганесян [23] построили детектор РПИ, в котором радиатор помещался в контейнер с газом-поглотителем. "Где родился, там и поглотился". Этот принцип исключает в заметной мере вопрос о поглощении квантов РПИ в самом веществе радиатора. В результате поглощения квантов РПИ в газе внутри контейнера возникает характеристическое излучение (флюоресценция), испускаемое сферически симметрично, которое регистрировалось полупроводниковыми счетчиками, окружающими контейнер (рис. 6). К сожалению, по ряду, по-видимому, технических причин, эффективность системы не превышала 40%, но есть основание полагать, что ее можно повысить. Что касается принципа "где родился там и поглотился", то он как основной элемент входит в детектор с перегретыми сверхпроводящими гранулами.

В работе [24] исследовалось влияние угловой дискриминации на зависимость РПИ от энергии. Было показано, что эта зависимость усиливается с уменьшением угла дискриминации фотонов переходного излучения. Для этой цели использовалась установка, показанная на рис. 7. На некотором расстоянии от стопки-радиатора устанавливался сцинтилляционный счетчик с дыркой, через которую первичные быстрые электроны беспрепятственно проходили и регистрировались апертурными счетчиками. Установка на рис. 7 демонстрирует один из методов отделения первичной частицы от тесно сопровождающего ее РПИ. Конечно, более совершенным является метод отклонения магнитным полем и он широко использовался в исследованиях РПИ.

Осенью 1970 г. на конференции в Дубне группа Арутюняна [25]

представила результаты спектральных измерений РПИ при энергиях электронов 2,8 и 3,7 Гэв. Результаты этой работы ближе сходятся с общеизвестными данными, хотя и здесь расхождение с истинными данными и теорией достигает 200-300%.

И здесь снова "на выручку" привлекается теория Тер-Микаеляна [5 б], стр.368, с которой Арутюнян и др. находят полное "согласие".

Но на самом деле теоретические значения интенсивности, вычисленные по формулам Тер-Микаеляна, учитывающим многократное рассеяние, если этот расчет выполнить добросовестно, не дают при этих энергиях значительного увеличения интенсивности по сравнению с теорией, не учитывающей многократного рассеяния. На этом симпозиуме вопрос влияния многократного рассеяния на образование излучения в пластине и в стопке пластин подробно разбирается в докладах Гарибяна и Ян Ши. Из этих докладов и из ранее ими опубликованных работ [26] следует, что влияние многократного рассеяния на излучение, образуемое в стопке пластин, не всегда адекватно описывается теорией Тер-Микаеляна.

В работе Арутюняна, опубликованной в 1972 г. в ЖЭТФ [27] снова приводятся прежние экспериментальные данные, которые превышают в два-три раза для электронов с энергиями 2,8 и 3,7 Гэв интенсивность, наблюдаемую нами и зарубежными авторами и совпадающую с обычной теорией. При этом для электронов с энергией 600 Мэв и в этой работе приведена интенсивность РПИ, превышающая истинную в десятки раз. Как и прежде, авторы находят "согласие" с теорией Тер-Микаеляна [5 б], учитывающей многократное рассеяние электронов в стопке.

Необходимо отметить, что в вопросе о влиянии многократного

рассеяния на РПИ существуют два предрассудка. Во-первых, забывают то, что многократное рассеяние при достаточно больших значениях γ влияет практически лишь на высокочастотный край спектра РПИ, продолжая его до границы, пропорциональной γ^2. Во-вторых, часто не учитывают, что этот эффект является разностным: для его получения необходимо из полного излучения в стопке пластинок вычесть тормозное излучение по Мигдалу в сплошной среде. Зависимость γ^2 появляется только за счет этого вычитания.

Совсем недавно Лорикян с сотрудниками провел измерение РПИ, генерируемого в стопке, состоящей из медных фольг (Z=29) для того, чтобы обнаружить влияние многократного рассеяния. Однако существенное влияние многократного рассеяния на интенсивность РПИ обнаружено не было. Эта работа докладывается на настоящем симпозиуме и подробности можно узнать из сообщения Лорикяна.

§ 5. Спектроскопические исследования рентгеновского переходного излучения.

В Советском Союзе спектроскопические исследования РПИ практически были выполнены в Ереванском физическом институте группой Лорикяна. В работах этой группы в период 1972-74 гг. систематически проводились спектральные исследования РПИ как в слоистых радиаторах, так и в хаотических средах [28], [29]. Целью этих исследований помимо получения экспериментальных спектров для сопоставления их с теоретическими, являлся подбор оптимальных условий для создания детекторов для опознавания природы ультрарелятивистских частиц, т.е. оценки их массы. В этих исследованиях энергетических спектров РПИ применялись два метода:

пропорциональная камера и сцинтилляционный спектрометр на основе кристалла $NaJ(Tl)$. Первый метод использовался для регистрации фотонов в интервале энергий (5÷25) кэв, а вторым методом исследовалась область спектров (25÷125) кэв.

Пропорциональная камера представляла собой систему из 12 отдельных пропорциональных счетчиков, собранных в одном объеме. Это было сделано для того, чтобы можно было оценить относительное число событий попадания и регистрации одновременно двух или большего числа фотонов РПИ в детектор и тем самым имитирующих фотон высокой энергии. Ошибки, возникающие из-за регистрации нескольких фотонов как одного с сумарной энергией, приводят к существенному искажению спектра излучения и особенно в области, где эффективность регистрации одного фотона с энергией, равной суммарной энергии всех фотонов, мала. Это обстоятельство учитывалось. Кроме того, толщина радиаторов выбиралась такой, чтобы число событий с двумя, тремя и т.д. фотонами было мало.

На рис. 8 приведены спектры РПИ на выходе радиатора, сделанного из пенопласта с толщиной 2 см и плотностью $\rho = 0{,}04$ гр/см^3 в интервале энергий фотонов (5÷125) кэв при энергиях электронов 1,0, 2,0 и 3,75 Гэв. Светлыми фигурками обозначены измерения пропорциональным счетчиком, а темными – кристаллическим детектором $NaI(Tl)$. Кружки соответствуют энергии электрона $E = 1{,}0$ Гэв, треугольники – $E = 2{,}0$ Гэв, а квадратики – $E = 3{,}75$ Гэв. Из рис. 8 видно, что максимальная энергия спектра увеличивается с увеличением энергии электронов. С другой стороны, максимумы в спектральном распределении не смещаются при изменении энергии электронов, что вполне понятно, так как максимумы в распределениях обусловлены не природой излучения, а поглощением

мягких фотонов по пути от места их генерации до детектора.

Указанная группа провела серию измерений со слоистыми радиаторами, используя ту же экспериментальную установку, которая была в опытах с пористыми радиаторами. Измерялись спектры излучения при разных энергиях электронов, генерируемых в различных радиаторах, представляющих собой периодическую среду в одном случае из алюминиевых фольг, в другом из органических пленок, в третьем из листов бумаги. Во всех измерениях выполнялся контрольный эксперимент, измерялось излучение от сжатой стопки с нормальной плотностью и с таким же количеством вещества. В качестве результата взята разность этих данных.

На рис. 9 приведены спектральные распределения для стопки, состоящей из органических пленок. Минимальное число слоев в стопке $n = 32$, а максимальное 595. Для стопок с $n=32$ и $n=125$ на этом же рисунке сплошными кривыми показаны теоретические спектры с учетом поглощения. Как видно, наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и теорией как по распределению, так и по абсолютным значениям числа фотонов при данной энергии. На настоящем симпозиуме будет доложена работа из института Энрико Ферми (Д.Мюллер), в которой кванты РПИ, генерируемые электронами с энергиями 5,0 и 9,0 Гэв в стопке из органических пленок, испытывали брэгговское отражение от монокристалла и детектировались пропорциональным счетчиком, наполненным Xe + CO_2. Экспериментальные результаты также очень близко сходятся с теоретическими.

§ 6. Метод полного энерговыделения.

Большое распространение получил метод полного энерговыделения, предложенный нами еще в 1961 г. и опубликованный в работе

[7]. Непосредственно за радиатором излучения располагается тонкий детектор, в котором первичная частица выделяет энергию за счет ионизации и, кроме того, выделяется энергия за счет поглощения квантов РПИ. При этом следует так подбирать вещество (газ), чтобы энергия, выделяемая за счет ионизации, была бы минимальной, а за счет РПИ - максимальной. Нами этот метод был испробован на электронах с энергией 31 Гэв на электронном канале Серпуховского ускорителя ИФВЭ. В качестве детектора квантов РПИ был использован ксеноновый сцинтилляционный счетчик при давлении Xe ~ 15 атмосфер и длине пути в ксеноне 6 см [30]. На рис. 10 приведено распределение энерговыделения при наличии и отсутствии слоистой среды. Наблюдается резкое различие как в величине, так и в распределении энерговыделения в случае наличия стопки из слоистой среды или ее отсутствия. Согласно расчетам методом Монте-Карло, вероятное значение ионизационных потерь в детекторе составляет 48 кэв. Наиболее вероятное значение энерговыделения за счет переходного излучения из слоистого радиатора оказалось равным 125 кэв [31]. На рис. 11 приведена гистограмма, на которой пунктиром показано распределение, вычисленное по Монте-Карло для 200 событий и отвечающее РПИ, а сплошной линией для того же числа событий ионизационных потерь. Сравнение расчетных значений с экспериментальными показывает на удовлетворительное согласие.

Метод энерговыделения использовался во многих группах и в первую очередь группой Юаня с сотрудниками, которые первые применили многопроволочную пропорциональную камеру с малым зазором. Этот же метод использовался в работе Черри и др. [32], использовавших сэндвич из 7 модулей пропорциональных камер и радиато-

ров для разделения электронов и пионов, в равном числе присутствующих в пучке. При этом они добились при I5 Гэв превосходного разделения, так что примесь от пионов была меньше чем 0,I% при эффективности регистрации электронов $\sim$ 90%.

Превосходные результаты получил Виллис, используя фольги из Li в радиаторе и уже использовавший детектор на основе РПИ в ЦЕРНе на установке JSR.

Поскольку много работ проводятся в различных лабораториях с использованием метода энерговыделения и учитывая, что в каких-то пределах выделяемая энергия РПИ пропорциональна γ , следовало бы оценить флюктуации энергии переходного излучения. Этому вопросу на настоящем симпозиуме посвящен доклад Ермиловой и Чечина из моей лаборатории в ФИАН. Поэтому, очень кратко без выкладок и формул, попытаюсь пояснить существо вопроса.

Обычная макроскопическая теория переходного излучения дает выражения лишь для средней энергии и среднего числа излученных фотонов. При пролете через радиатор отдельной частицы полное число излученных квантов не фиксировано, а флуктуирует по закону Пуассона. Что касается флуктуации энергии, то, как показали Ермилова и Чечин, эти флуктуации описываются формулой, аналогичной известной интегральной формуле Ландау для ионизационных потерь с тем лишь исключением, что вместо среднего числа столкновений с атомами данного слоя в нее входит среднее число излученных в данном радиаторе квантов (точнее среднее число зарегистрированных в детекторе квантов). Вопрос о флуктуациях энергии РПИ является естественно очень важным при выборе различных вариантов РПИ - детекторов с точки зрения разделения по массам заряженных частиц ультравысоких энергий. На рис. I2 показаны два рас-

пределения, иллюстрирующие флуктуации энергии переходного излучения в сэндвиче, состоящем из двух и трех радиаторов пропорциональных камер. Радиатор представляет собой 200 пленок майлара толщиной 25 мм, камера – 4 см Хе. Через радиатор пропускались электроны с $\gamma = 3.10^4$. Эта гистрграмма взята из работы [33] и получена авторами в результате расчета методом Монте-Карло. В первом случае (2 модуля) среднее число фотонов $\overline{N} = 5{,}09$, а во втором (3 модуля) – $\overline{N} = 7{,}64$. Плавные кривые получены в результате расчета по теории Ермиловой и Чечина. Налицо хорошее согласие теории с моделированным опытом, однако надо отметить, что флуктуации энергии очень велики, $\sim$ 100%.

§ 7. Новые работы по РПИ последнего времени.

Недавно Оганесяном и др. [34] был предложен и осуществлен необычный детектор РПИ, который был бы способен практически использоваться при сравнительно малых значениях γ, так чтобы идентифицировать адроны в интервале импульсов 400 Гэв/с $> p >$ 30 Гэв/с. Основная идея, заложенная в новом детекторе, – это уменьшение насколько возможно вероятности поглощения в самом радиаторе и повышение числа квантов РПИ, поглощаемых в газовой смеси. Это обстоятельство и выбор давления газа в камере может позволить увеличить долю, приходящуюся на РПИ из общего энерговыделения в камере. Такой детектор был изготовлен в ЕрФИ и испытывался в Национальной лаборатории Ферми (США) [35]. Описание детектора можно найти в этом же сборнике в докладе Оганесяна. Измерения проводились при двух значениях давления газовой смеси (80% Xe + 20% CO_2) 20 мм и 30 мм Hg. Были получены распределения энерговыделения для пионов и протонов с импульсом 40 Гэв/с, имеющие почти гауссовскую форму без обычно присутст-

вущего "хвоста" Ландау. Авторы объясняют такое распределение тем, что быстрые δ -электроны, которым и обязан "хвост" распределения, поглощаются в плотных пленках майлара без существенной ионизации газа. Лучшее разрешение пионов от протонов при меньшем давлении газа в детекторе было, по-видимому, обусловлено тем, что большая доля в полной энергии связана с квантами РПИ, а также благодаря более быстрому росту ионизационных потерь при малой плотности газа. Для уменьшения поглощения квантов РПИ естественно стремление понизить атомный номер вещества радиатора. С другой стороны, желательно, чтобы вещество радиатора обладало бы большим значением плазменной частоты ω_0, т.к. большие значения Z и ρ способствуют увеличению вероятности излучения. С этой целью для использования РПИ при $\gamma < 100$ Бейтман [36] предложил использовать жидководородную пену.

Нами была сделана попытка выяснить возможность создания радиатора на основе жидкого водорода [37]. Работа была выполнена в криогенном отделе лаборатории высоких энергий ОИЯИ в Дубне. В криостате, охлаждаемом жидким азотом, помещался грибок диаметром 3 см из медной фольги, в которой были сделаны отверстия диаметром 40-60 мкм с шагом 200 мкм. Грибок был присоединен к концу сифона, через который из дюара подавался жидкий водород. Криостат имел прозрачные окна с двух сторон высотой 50 см. Через одно окно производилась подсветка. Через второе окно можно было видеть картину в криостате. Жидкий водород из дюара передавливался под давлением через "грибок". Над жидким водородом можно было поддерживать различное давление. При передавливании водорода под "грибком" ясно можно было видеть и фотографировать струйки водорода наподобие "душа", постепенно рассеивающиеся и

переходящие внизу в газовую фазу. Длина струек менялась в зависимости от давления водорода и достигала 20 см. Такой режим стабильно сохранялся. На рис. I3 приводятся результаты измерений длины струй в зависимости от давления. Таким образом, экспериментально показано, что можно осуществлять "душ" из жидкого водорода с диаметром струек в десятки микрон и длиной струй до I0 см в стабильном режиме. Такая водородная мишень может служить не только радиатором для РПИ, когда оно сосредоточено в области сравнительно мягких квантов, но вообще использована как жидкоструйная водородная мишень в различных опытах в физике частиц.

Сравнительно недавно на космической станции Арагац Ереванского физического института на высоте 3200 метров была собрана установка, предназначенная для исследования адронной компоненты космических лучей и изучения взаимодействия пионов и протонов с различными ядрами при энергиях выше 500 Гэв [38], [39]. Установка состоит из ионизационного калориметра с количеством вещества 900 гр/см^2, четырехсекционного РПИ-детектора и годоскопа. Общая площадь установки равна 9 м^2. Каждая секция РПИ-детектора состоит из I40 слоев майлара толщиной 25 мкм и расстоянием между слоями 3 мм. Переходное излучение регистрируется многопроволочными пропорциональными камерами с зазором 4 см, наполненные аргоном и пропаном (Предполагается в дальнейшем замена аргона криптоном). В настоящее время производится набор статистики.

Я ничего не сказал об одном оригинальном методе, разрабатываемом в Ереванском физическом институте Лорикяном [40]. В методе используется рассеяние квантов РПИ в радиаторе, например, в пенопласте. Это рассеяние скорее релеевское и практически симметричное относительно направления первичной частицы. Помещая

длинный радиатор в трубу, в которой были натянуты проволоки, т.е. собственно в многосекционную пропорциональную камеру, ему удалось при энергии электронов E=2,4 Гэв получить эффективность такого 4π-детектора порядка 0,5.

В следующем параграфе я приведу предварительные данные о новом методе регистрации РПИ, в котором в качестве детектора впервые используется дрейфовая электролюминесцентная камера с хорошим пространственным разрешением.

§ 8. Использование дрейфовой камеры.

Как известно, одной из существенных трудностей использования РПИ для опознавания ультрарелятивистских частиц является регистрация детектором наряду с фотоэлектронами, производимыми квантами РПИ, обычных ионизационных потерь в веществе детектора. При этом, если вещество детектора находится в газообразном состоянии, вклад, вносимый первичной частицей высокой энергии, сравним с вкладом энергии, выделяемой за счет РПИ, и детектор регистрирует сумму энергий $W_{пер} + W_{кон}$. В одном только случае, осуществленном до настоящего времени, было реализовано пространственное разделение ионизационных потерь и РПИ. Я имею в виду стримерную камеру, где следы фотоэлектронов, производимых квантами РПИ, довольно четко отделялись от следа основной первичной частицы. Важность отделения сигнала РПИ от ионизационных потерь очевидна. Поэтому пространственное разделение РПИ и ионизационных потерь в электронном безфильмовом приборе представляет большой интерес.

В 1977 г. две лаборатории из ФИАН СССР и МИФИ в кооперации выполнили работу, в которой использовалась дрейфовая электролюминесцентная камера. На рис. 14 показана схема установки. Элект-

роны с энергией 3 Гэв проходили радиатор, состоящий из 1000 пленок майлара толщиной 25 микрон и отстоящих друг от друга на расстоянии 1,5 мм, и попадали в сдвоенную дрейфовую камеру. Зазор в каждой камере составлял 4 мм и они были наполнены Хе под давлением 10 атмосфер. На рис. 14 схематично показано, как квант переходного излучения, зарожденный в стопке, отстоящей от камеры на расстоянии $\sim$ 1 метра, поглощается в I камере. Однородное электрическое поле E, выравниваемое потенциалами, приложенными на нити, поперечное сечение которых видно на рис. 14, ускоряет дрейф электронов ионизации первичных частиц и фотоэлектронов, которые могут возникать только в I камере. Во вторую камеру фотоны переходного излучения не смогут проникнуть из-за поглощения в ксеноне при 10 атмосферах, а небольшая доля фотонов, не поглощенных в газе I камеры, застревает в веществе перегородки между I и II камерами. Сдвоенная дрейфовая камера позволяет, определив координату следа с точностью до 20 микрон в камере II, подавить регистрацию в камере I, т.к. электроны ионизации доходят до нитей дрейфовых камер одновременно. Надо заметить, что усиление за счет градиента потенциала у анода дрейфовой камеры значительно меньше, чем у камер, работающих в пропорциональном режиме. Поэтому нет вокруг нити объемного заряда и слабое свечение газа около нити достаточно, чтобы его зарегистрировали бы фотоумножители Ph.

Наряду с возможностью подавления регистрации ионизационных потерь в камере можно также эффективно регистрировать кванты РПИ, отстоящие на расстоянии $\mathcal{R} = \lambda \cdot \gamma^{-1}$ от основного трека. При λ=1 м и γ=10^3 фотоэлектрон должен быть на расстоянии порядка $\mathcal{R}$ =1000 мкм (рис.15). Как видно, можно эффективно разделять

частицы, сопровождаемые квантами РПИ, от частиц без РПИ методом смещения центров тяжести ионизации в двух камерах $\Delta X = X_1 - X_2$. На рис. 15 приведено распределение событий без РПИ по величине Δx (~ 27 мкм). На рис. 16 приведено распределение по ΔX для электронов с радиатором. На рис. 17 и рис. 18 показаны двумерные распределения событий без РПИ и с РПИ по величинам выделенной энергии E и ΔX. Из этих распределений видна возможность дополнительного разделения событий с РПИ и без него по переменной ΔX, кроме традиционного разделения по энерговыделению. Использование этого метода позволяет значительно улучшить эффективность разделения частиц на основе рентгеновского переходного излучения. Более подробно этот метод будет доложен Чернятиным, одним из участников кооперации ФИАН–МИФИ.

В последнее время в связи с все возрастающим интересом к рентгеновскому переходному излучению возникают новые варианты использования различных сред в качестве радиаторов и разные способы детектирования РПИ. Прежде чем экспериментально испытать ту или другую возможность, естественно, следует оценить ожидаемую интенсивность. Строгая теория РПИ основана на точном решении уравнений Максвелла в неоднородной среде и приводит к обозримым формулам лишь в простейших случаях плоскопараллельных границ раздела. В более сложных случаях (неплоские границы, случайная среда) точная теория вообще неприменима. К счастью, однако, для релятивистских частиц в рентгеновской области частот переходного излучения применимо так называемое эйкональное приближение.

Смысл этого приближения в следующем. Собственное поле релятивистской частицы состоит в основном из псевдо-фотонов столь малой (по сравнению с размерами неоднородностей) длины волны,

что их распространение происходит по законам геометрической оптики, т.е. по лучам, не учитывающим дифракцию вокруг неоднородностей. Ошибка эйконального приближения порядка $1/\gamma^2$, т.е. очень мала. Например, для $\gamma = 10^3$ ошибка имеет порядок $\sim 10^{-4}\%$. Эйкональный метод применим, например, при расчете РПИ от радиаторов в виде шара, наклонной стопки пластинок, случайной среды, как например, пенопласт или гранул, которые в перегретом сверхпроводящем состоянии используются в опытах Друкье и др. [41].

§ 9. Переходное излучение в радиоволноводах.

Хотя переходное излучение в области радиочастот выходит за рамки симпозиума, я позволю себе остановиться кратко на этом вопросе. Подробнее это будет изложено в докладе Лазиева и Оксузяна.

Дисперсия волновода существенным образом сказывается на свойствах переходного излучения: возможно появление локализованного поля у границы раздела диалектрических сред. Энергия излучения перераспределяется по всем существующим волноводным модам. Зона формирования переходного излучения в волноводе может быть соизмеримой с характерными размерами диалектрической среды. Если заряд, движущийся вдоль оси волновода, пересекает диалектрическую пластину, то часть энергии излучения в области частот с $\frac{c\lambda_n}{\sqrt{\varepsilon}} < \omega < c\lambda_n$ (λ_n поперечные волновые числа волновода, ε -диалектрическая проницаемость пластины) остается в пластине. Это связано с тем, что за пластиной могут распространяться волны с частотой больше определенной. В случае тонкой пластины излучение носит дипольный характер, а при выполнении условия $\varepsilon\beta^2 - 1 > 1$ в толстой пластине возможно появление излучения Вавилова-Черенкова. Интенсивность переходного излучения в случаях одной и

двух границ раздела диалектических сред оказалось невысокой. Эту интенсивность можно увеличить, если увеличить число границ раздела диалектических сред, пересекаемых зарядом. Случай бесконечного числа границ рассмотрен в [42] . Практически реализуемым является случай произвольного числа границ раздела [43] . Конечные размеры слоистой среды приводят к интересным резонансным эффектам, позволяющим увеличить энергию переходного излучения. Так, при выполнении синхронизма между зарядом и излученной волной интенсивность переходного излучения пропорциональна квадрату числа границ и на 2 порядка превышает интенсивность излучения Вавилова-Черенкова. Экспериментально измеренная мощность составила 10 квт при токе пучка $i = 0{,}1$ ма.

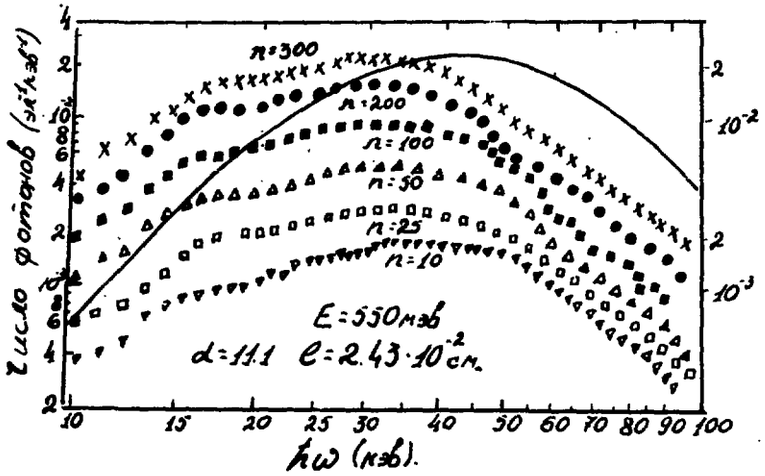

n=300
n=200
n=100
n=50
n=25
n=10
E=550 мэв
d=11.1 e=2.43·10⁻² см.
Число фотонов (эв⁻¹эв⁻¹)
ħω (кэв).

Рис. I

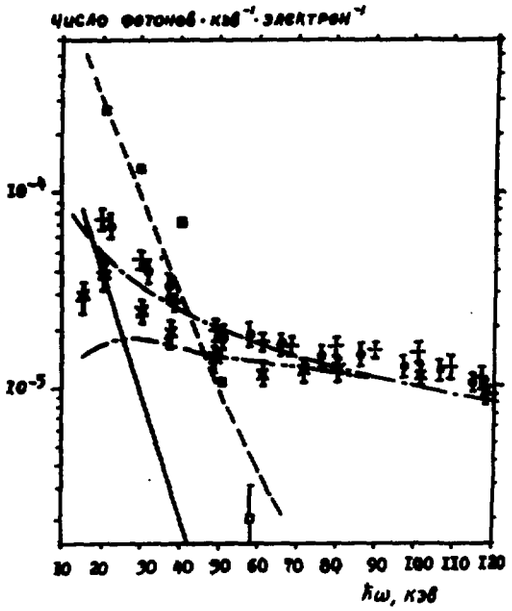

Число фотонов · кэв⁻¹ · электрон⁻¹
ħω, кэв

Рис. 2

Рис.3а.

Рис.3б.

Рис.4

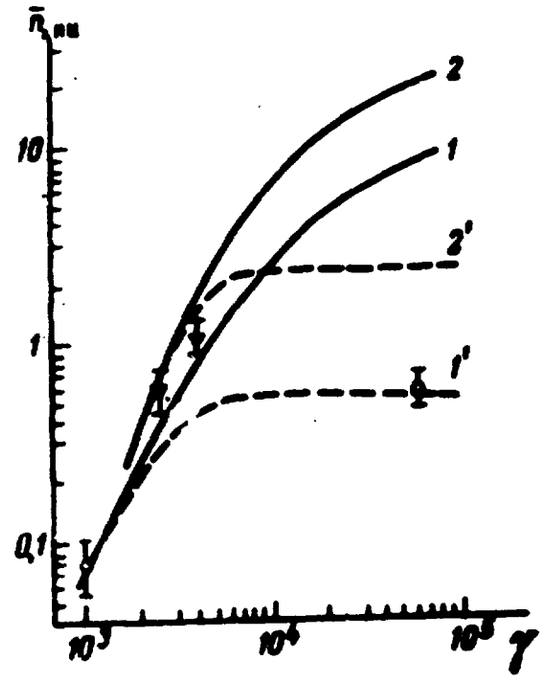


Рис.5

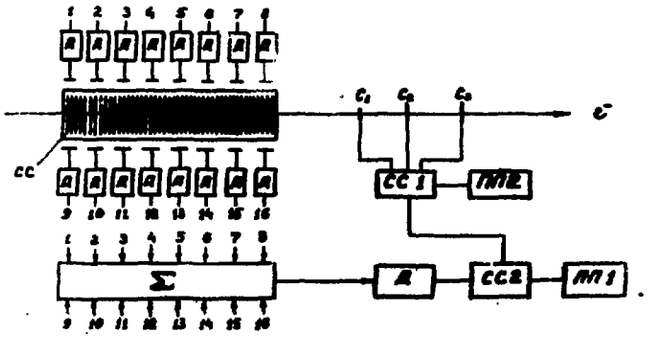


Рис.6

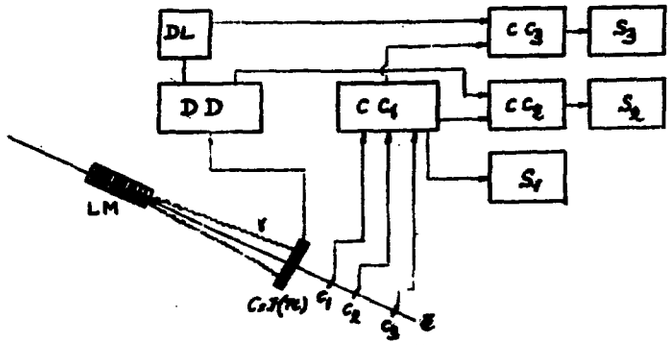

DL
DD
CC1
CC2
CC3
S1
S2
S3
LM
γ
C1
C2
C3
E

Рис.7

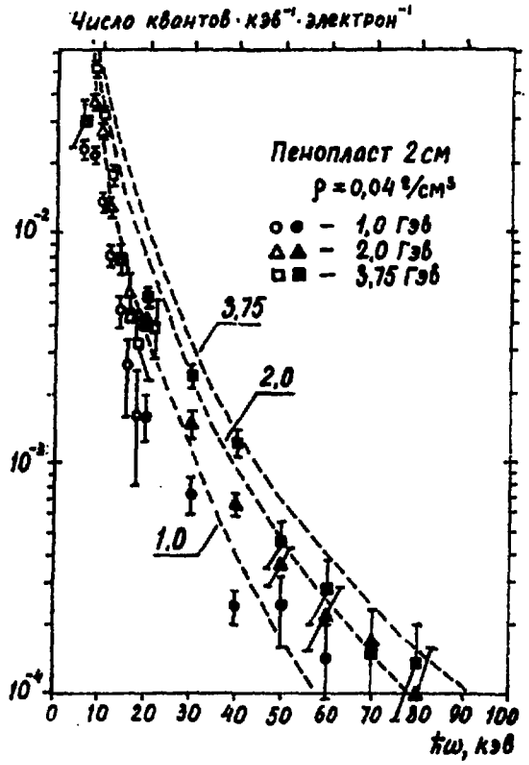

Число квантов · кэв⁻¹ · электрон⁻¹
Пенопласт 2 см
ρ = 0,04 г/см³
○● – 1,0 Гэв
△▲ – 2,0 Гэв
□■ – 3,75 Гэв
3,75
2,0
1,0
10⁻²
10⁻³
10⁻⁴
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
ħω, кэв

Рис.8

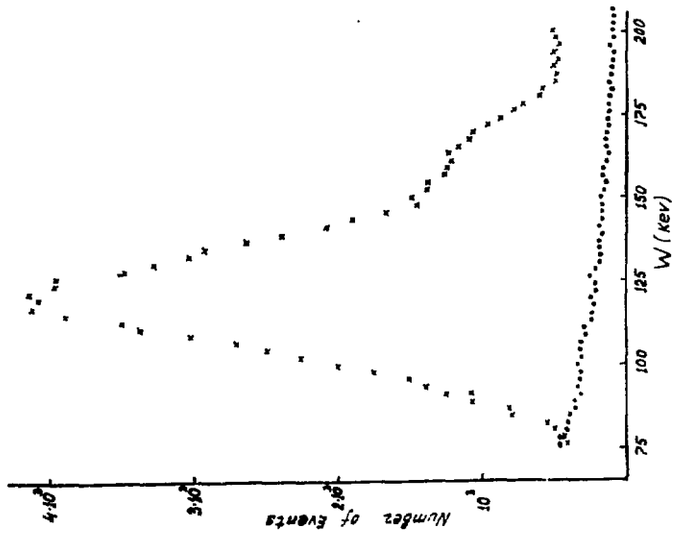

Number of events
W (kev)
4·10³
3·10³
2·10³
10³
25
100
125
150
175
200

Рис. 10

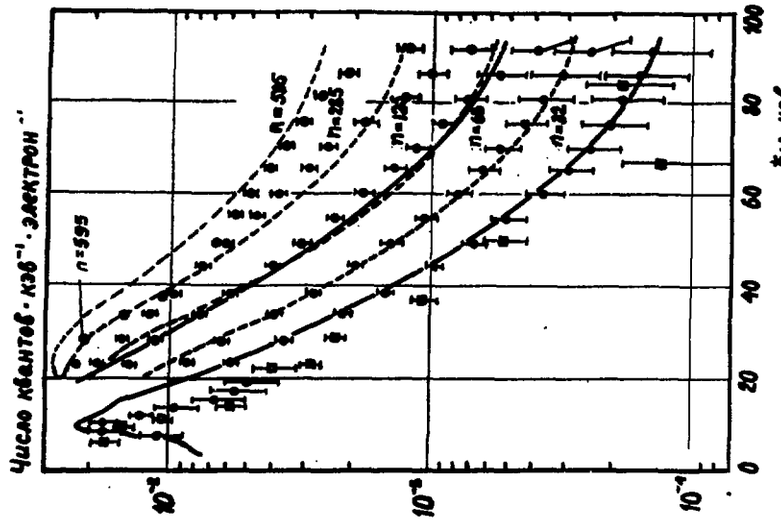

Число квантов · кэв⁻¹ · электрон⁻¹
ħω, кэв
n=595
n=505
n=285
n=125
n=65
n=32
10⁻³
10⁻⁴
0
20
40
60
80
100

Рис. 9

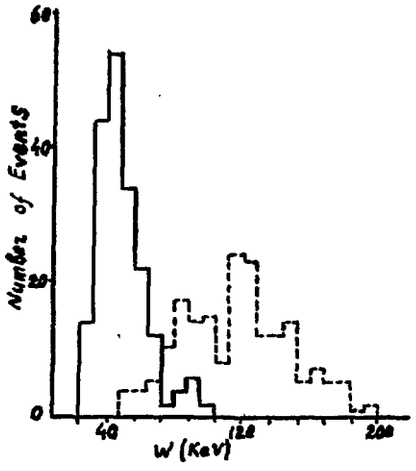


Рис. II

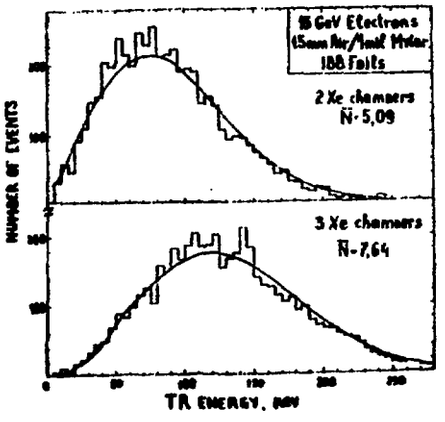


Рис. I2

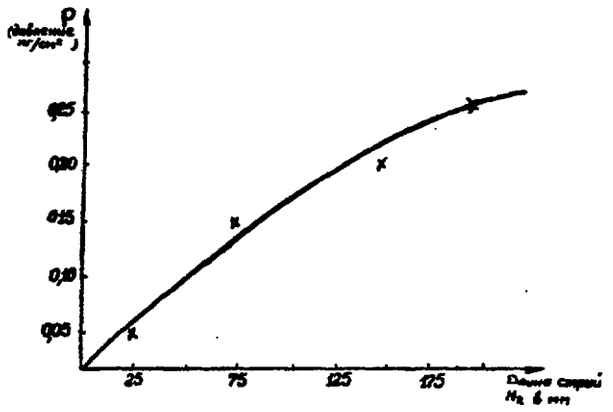


Рис. I3

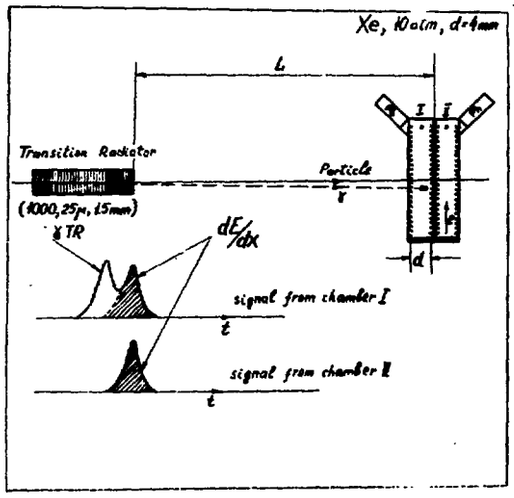

Xe, 10 atm, d=4mm
L
Transition Radiator
(1000, 25μ, 15mm)
γ TR
Particle
dE/dx
d
signal from chamber I
signal from chamber II
t

Рис. I4

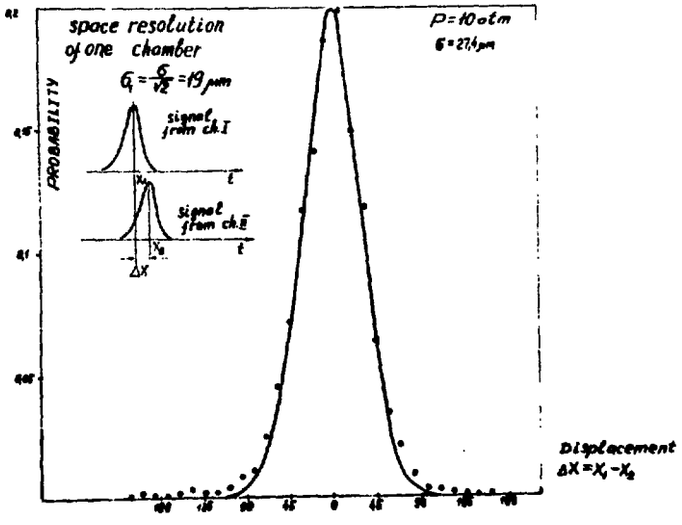

space resolution
of one chamber
$\sigma_1 = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} = 19\,\mu m$
P=10 atm
σ=27,4μm
PROBABILITY
signal from ch.I
signal from ch.II
ΔX
Displacement
$\Delta X = X_1 - X_2$

Рис. I5

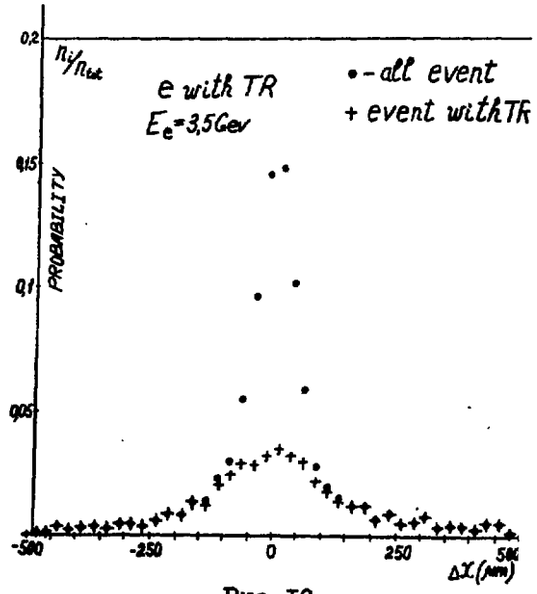

0,2
n_i/n_{tot}
e with TR
E_e=3,5Gev
•-all event
+ event withTR
0,15
PROBABILITY
0,1
0,05
-500
-250
0
250
500
ΔX(mm)

Рис. I6

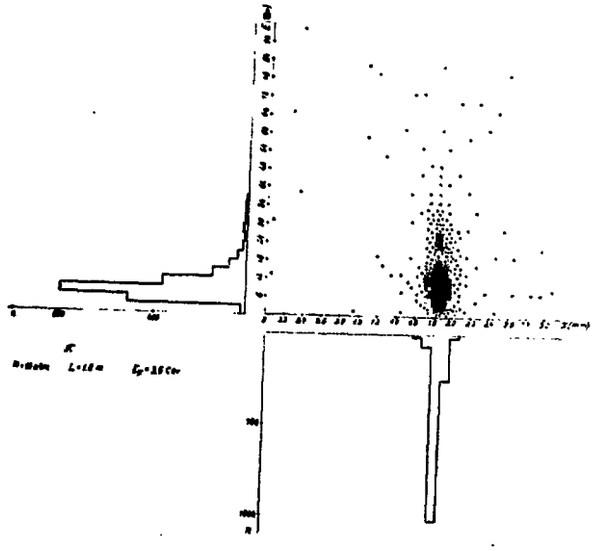


Рис. I7

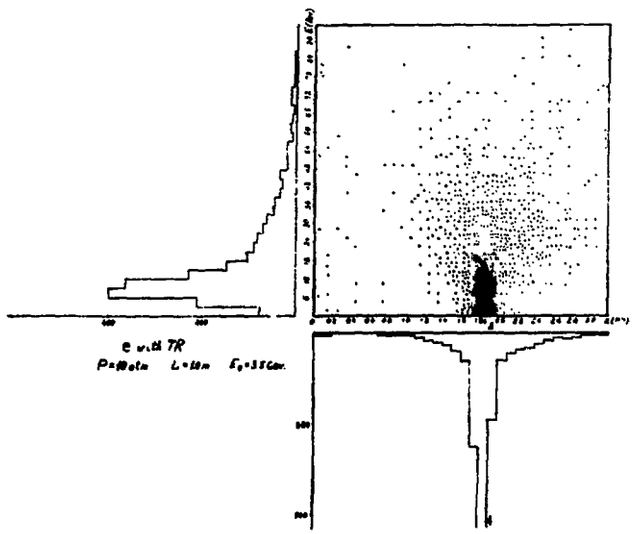


Рис.I8

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. I – Частотные спектры РПИ на выходе стопок с различным числом n слоев бумаги [I0, II]. Сплошная кривая – пересчет экспериментального спектра для n = I0 на случай n = 300 с учетом поглощения РПИ в веществе пластин.

Рис. 2 – Частотные спектры РПИ на выходе радиатора, аналогичного примененному в работах [I0,II], для электронов с энергией 680 Мэв [I3,28]. Кружки (○) соответствуют стопке пластин. Крестики (+) – эквиваленту (сжатой стопке). Квадратики (□) –экспериментальным данным [I0,II]. Сплошная кривая – расчетный спектр РПИ по обычной теории. Штриховая кривая – расчет по формуле, учитывающей многократное рассеяние, выполненный в работах [I0,II]. Штрих-пунктирные кривые – расчетные спектры тормозного излучения с учетом поляризации среды (нижняя кривая) и без этого учета (верхняя кривая).

Рис. 3 – След электрона с энергией 3 Гэв в стримерной камере. Жирные пятна – следы фотоэлектронов, возникших в газе камеры в результате поглощения квантов РПИ.

Рис. 4 – Схема установка, SC – стримерная камера, T_1 – радиатор, $\bar{S}_1, S_2, S_3$ – аппертурные сцинтилляционные счетчики.

Рис. 5 – Зависимость интенсивности переходного излучения от лоренц-фактора γ; $\overset{\mathrm{T}}{\mathrm{I}}$ –данные работы [I6], $\overset{\mathrm{I}}{\mathrm{o}}$ –данные работы [I9].

Рис. 6 – Схема опыта. Радиатор в контейнере с газом. РПИ, возникающее в радиаторе, поглощается в газе (Kr) и характеристическое излучение детектируется твердыми счетчиками, окружающих контейнер.

Рис. 7 – Схема опыта по угловой дискриминации. M -слоистая среда, $CsJ(Tl)$ -детектор с дыркой, через которую первичный электрон фиксируется аппертурными счетчиками C_1, C_2, C_3.

Рис. 8 – Частотные спектры РПИ, генерируемые в пенопласте различной толщины электронами с энергией 3,0 Гэв.

Рис. 9 – Частотный спектр РПИ из стопок органических пленок. Число пленок в стопке варьируется от 32 до 595. Для 32 и 125 слойных стопок приведены теоретические данные с учетом поглощения.

Рис. 10 – Распределение числа событий по энергии, выделенной в газовом (Xe) -сцинтилляционном счетчике при прохождении электронов с энергией 31 Гэв. Черными точками обозначены случаи в отсутствии радиатора.

Рис. 11 – Гистограмма, рассчитанная методом Монте-Карло для 200 событий. Пунктиром показано ожидаемое для РПИ. Сплошная линия – распределение ионизационных потерь для тех же 200 событий.

Рис. 12 – Гистограммы, сосчитанные методом Монте-Карло, энерговыделения в 2-х и в 3-х камерных модулях при прохождении через радиатор электронов с энергией 15 Гэв. Сплошная линия флуктуации, вычисленные по теории Чечина и Ермиловой.

Рис. I3 – Зависимость длины жидководородной струи от давления над поверхностью жидкого водорода.

Рис. I4 – Схема опыта по регистрации РПИ с помощью двух дрейфовых камер I,II. Формы сигналов с дрейфовых камер при наличии квантов РПИ и только ионизационных потерь.

Рис. I5 – Иллюстрация к методу смещения центра тяжести зарядов. Кривая для π – мезонов – гауссовское распределение.

Рис. I6 – Распределение по $\Delta X = X_1 - X_2$ для электронов с радиатором.

Рис. I7 – Двумерное распределение по E и ΔX для π –мезонов.

Рис. I8 – Двумерное распределение по E и ΔX для электронов при наличии радиатора.

ЛИТЕРАТУРА

I. Г.М.Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (I959)

2. К.А.Барсуков, ЖЭТФ, 37, II06 (I959)

3. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, ЖЭТФ, I6, I5 (I946)

4. И.М.Франк, Нобелевская лекция, УФН, 68, 397 (I959)

5.а) М.Л.Тер-Микаелян, А.Д.Газазян, ЖЭТФ, 39, I693 (I960)

б) М.Л.Тер-Микаелян, "Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях", Изд.АН Арм.ССР, Ереван, I969

6. Г.М.Гарибян, И.И.Гольдман, ДАН Арм.ССР, 3I, 2I9 (I960)

7. А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, М.Л.Тер-Микаелян, ЖЭТФ, 42, 2002 (I96I)

8. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, Изв.АН СССР, сер.физическая, 28, I864 (I964)

9. A.I.Alikhanian, Loeb Lectures, Harvard, February, 1965

I0. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Франгян, Письма в ЖЭТФ 4, 277 (I966)

II. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, ЖЭТФ 52, II2I (I967)

I2. М.П.Лорикян, Научное сообщение ЕФИ, 58 (I974)

I3. А.И.Алиханян, Е.С.Беляков, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.М.Маркарян, К.К.Шихляров, Письма в ЖЭТФ I8, 35 (I973)

I4. А.И.Алиханян, М.П.Лорикян и др. Доклад на сессии АН СССР, г.Таллин, 2 января (I970)

I5. A.I.Alikhanian, K.M.Avakian, G.M.Garibian, M.P.Lorikian, K.K.Shikhliarov, Phys.Rev.Lett. 25, 636, (1970)

I6. К.М.Авакян, А.И.Алиханян, Г.М.Гарибян, М.П.Лорикян, К.К.Шихляров Изв.АН Арм.ССР, Физика, 5, 267 (I970)

I7. L.C.L.Yuan, C.L.Wang, H.Uto, F.Prunster, Phys.Lett.31B, 609 (1970)

I8. L.Yuan, C.L.Wang, S.Prunster, Phys.Rev.Lett. 23,496 (1969)

I9. В.И.Николаенко,С.А.Славатинский,В.С.Упрочкин,С.К.Шаулов Письма в ЖЭТФ, I6, 6I0 (I972)

20. Г.М.Гарибян,Л.А.Геворгян,Ян Ши, Изв.АН Арм.ССР, Физика, 8, 248 (I973); ЖЭТФ, 66, 552 (I974)

2I. H.Uto, L.Yuan, G.I.Dell, C.L.Wang, NIM 97, 389 (1971)

22. L.Yuan, 12-th Conf.on Cosmic Rays, Hobart,p.1505 (1971)

23. А.И.Алиханян,К.А.Испирян,А.Г.Оганесян, ЯФ, I0, 549 (I969)

24. А.И.Алиханян,К.А.Испирян,А.Г.Оганесян,А.Г.Таманян. Письма в ЖЭТФ, II, 347 (I970)

25. Ф.Р.Арутюнян,А.А.Назарян,Г.Б.Торгомян,А.А.Франгян. Международная конференция по аппаратуре в физ.высоких энергий. том 2, стр.530, (I97I)

26. Г.М.Гарибян,Ян Ши. ЖЭТФ, 70,I627 (I976); Изв.АН Арм.ССР, Физика,I2, I05 (I977); Л.А.Варданян,Г.М.Гарибян,Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР,Физика, II, 329 (I976)

27. Ф.Р.Арутюнян,А.А.Назарян,А.А.Франгян. ЖЭТФ, 62, 2044 (I972)

28. А.И.Алиханян. Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Фраскати, 350 (I973)

29. А.И.Алиханян,Э.С.Беляков,М.П.Лорикян,К.Ж.Маркарян,К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ, I7, 453 (I973); I8, 698 (I973); ЖЭТФ, 65, I930 (I973)

30. А.И.Алиханян,С.А.Канканян,А.Г.Оганесян,А.Г.Таманян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 8, 228 (I973)

3I. A.I.Alikhanian,S.A.Kankanian,A.G.Oganesian,A.G.Tamanian, Preprint EFI - ME - 18 (1972);Phys.Rev.Lett.-30,109 (1973)

32. M.L.Cherry, D.Muller and T.Prince. NIM, 115 141 (1974)
33. M.L.Cherry, G.Hartmann, D.Muller, T.Prince.Phys.Rev.D10, 3594 (1974)
34. К.Г.Антонян,А.Т.Авунджян,С.Р.Казарян,С.А.Канканян,А.Г.Оганесян,А.Г.Таманян. Научное сообщение ЕФИ-130 (1975)
35. О.Г.Оганесян,А.Б.Саркисян и М.Атач. Труды этого симпозиума
36. J.E.Bateman, NIM 103, 565 (1972)
37. А.И.Алиханян,Ю.Т.Борзунов,А.Г.Зельдович,А.П.Шмелева. Препринт ФИАН 126 (1975)
38. В.В.Авакян,А.И.Алиханян,Л.С.Багдасарян и др. Научное сообщение ЕФИ-100 (1974)
39. В.В.Авакян,А.З.Авунджян и др. Изв.АН СССР № 5,1058 (1976)
40. М.П.Лорикян. ПТЭ № 3, 73, 1971
41. Drukier A.K., Velette, G.Waysonb, L.Yuan, Peters F., Lett. al N.Cim. 14, 300 (1975)
42. Я.Б.Файнберг и Н.А.Хижняк. ЖЭТФ 32, 883 (1957)
43. Э.А.Беглоян,Э.Д.Газазян,Э.М.Лазиев. "Радиотехника и электроника" 21, 164 (1976)

REVIEW OF WORKS ON X-RAY TRANSITION RADIATION AND DETECTORS CARRIED OUT IN SOVIET UNION

A.I.ALIKHANIAN

LEBEDEV PHYSICAL INSTITUTE

ABSTRACT

A review of experimental works on the observation of X-ray transition radiation (XTR) in streamer chambers, XTR production in chaotical media, arrangements with radiators, placed in gas-absorber and with angular discrimination, results on spectral investigations is given. The critics of the works, in which the obtained data significantly exceed the predictions of the usual XTR theory is given. The explanation of this discrepancy by multiple scattering influence according to T-Mikaelian's theory is shown to be unjustified. The correct calculation according to this theory doesn't result in such a significant increase of intensity. A series of measurements, carried out especially by the group Alikhanian, Lorikian et al gave results in agreement with the theory and didn't reveal any anomal increase of XTR intensity. A detector designed for hadron identification in the momentum region 30 - 400 GeV/c is described. The possibility of making a radiator based on liquid hydrogen is considered. It's described the arrangement for investigation of cosmic ray hadron component. The preliminary results of the work with drift-electroluminiscent chamber are given.

REVIEW OF EXPERIMENTAL WORKS*

LUKE C.L. YUAN

Brookhaven National Laboratory

Upton, N.Y., U.S.A.

I. Introduction

I beleive that we have come a long way in the investigation of transition radiation (TR) since the first theoretical prediction of its existence by Ginzburg and Frank[1] and the subsequent theoretical formulations by G.M.Garibian.[2]

I shall briefly review some of the significant experimental achievements on TR during the past years and then I shall give a brief review of some of the more recent developments on the TR detector which I beleive are of great importance. Due to the limited time of this report, I shall not be able to cover all of the experimental works which will be reported later in this symposium.

*Work supported by the joint auspices of the U.S. Energy Research and Development Administration in collaboration with the U.S. National Science Foundation.

From the very beginning of the experimental work on TR the first experimental evidence for the TR effect was esta - blished by Chudakov and Mickhaliak[3a] using an electron beam and by Goldsmith and Jelley[3b] using 5 MeV protons. The first experimental work at high energies was performed by the Yerevan group under the guidance of A.I.Alikhanian in the observation of 1000 GeV muons of cosmic radiation.

In our intense interest in the study of particle physics for a better understanding of the nature of matter there have built, in various countries in the world, several particle accelerators of exceedingly high energies in order to produce the very high energy interactions which we wish to study. Leading examples of these are the 400GeV proton synchrotron at the Fermi National Accelerator Laboratory in Batavia, U.S.A.; a similar one at CERN, European Organization For Nuclear Research in Geneva, Switzerland; the 32 GeV proton colliding beams (ISR) also at CERN; the electron colliding beams at SLAC,Stanford Linear Accelerator Laboratory at Stanford, California, U.S.A., and a similar one at DESY in Hamburg, Germany. All these high energy sources have been operating successfully and many im - portant contributions and new discoveries have been made utilizing the conventional detectors. However, the successes of many experimental works have been greatly limited due to the lack of appropriate detectors which can differentiate particles well in the relativistic region. The well known conventional detectors such as the scintillation detector, the solid state detector, the bubble chamber, the wire proportional chamber, the Cerenkov detector, etc. have performance charac -

teristics which are all based on the velocity ($\beta = v/c$) of the particle to be investigated. In the relativistic region, for all particles, $\beta \to 1$, hence the detector resolution diminishes down to zero, and it becomes extremely difficult to distinguish these particles, one from the other. It would be essential to have a detector whose resolution does not fall down at relativistic energies, i.e. a detector having a charcteristic which depends not on the velocity β, but on some quantity related to the relativistic properties of the high energy particles being investigated, such as the Lorentz factor $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. It turns out the TR possesses just such a desirable property, i.e. the total intensity generated by a charged particle in the x-ray region is linearly proportional to the γ of the particle. Therefore a detector utilizing the TR principle would be most useful in particle physics and cosmic ray physics investigations especially in the ultra relativistic energies.

II. Major Achievements in Experimental Work on TR

The list below summarizes some of the important achievements accomplished during the past decade on the experimental work on TR[4].

(1) Establishment of feasibility of measuring TR from a single charged particle, both in the optical and in the x-ray region, by using multi-layered radiators with regular or irregular spacings.

(2) Verification of the logarithmic dependence of the op-

tical TR on γ for the charged particle.

(3) Verification of the linear dependence charcteristic of the x-ray TR intensity on γ.

(4) Verification of the $\theta_m \approx 1/\gamma$ relationship both in the x-ray and in the optical regions of TR.

(5) Measurement of the TR energy spectra for different γ's in the x-ray region is in reasonably good agreement with theoretical predictions for both regular and irregular spaced radiators.

(6) Verification of the formation zone effect both in x-ray and in optical region for air and for material media.

(7) Verification of the total TR intensity emitted as predicted by theory in both x-ray and optical region.

(8) Verification of the interference patterns of TR in both optical and x-ray regions.

(9) Essential elimination of the Landau tail effect of the ionization loss spectrum by means of a simple computer device.

III. Practical TR Detector Design and Performance Charcteristics

Because of the much more favorable characteristics of the x-ray TR, only these detectors are considered here and any detector design involving optical TR will not be dealt with. At present, there are two general methods of utilizing x-ray TR detector with some possible variations.

(1) Magnetic Deflection Method.

As shown in Fig.1, a stack of radiators, R, is placed in front of a magnetic field such that the charged particle to be investigated, after passing through R is deflected away by the magnetic field but the TR x-rays emitted from the radiators proceeds forward and is detected by a solid state or scintillation x-ray detector placed directly behind the magnet. A typical example of the x-ray spectrum is shown in Fig. 2 by the peaked curve on the right hand side whereas the very narrow peak on the left hand side is the pedestal. The position of the peak of the spectrum is a measure of the γ of the particle involved. The resolution of this method can be greatly improved by a) using a thick solid state x-ray detector with sufficient cross-sectional area to absorb and measure the total energy of the x-rays emitted, and b) using a series of two or more such detectors in cascade which can be easily accomplished in a beam transport system of a high energy beam line.

High resolution can be achieved with this method; but it is rather restricted to small angle applications. Hence its useful scope is limited.

(2) Sandwich Method

Owing to the very low probability(~1%)for emitting a TR photon from one interface at the passage of a relativistic charged particle, a large number of interfaces are needed to obtain sufficient number of TR photons in the design of a TR detec - tor. However, the self absorption effect of the radiator material on the emitted x-rays limits the maximum number of radiator foils that can be used effectively. About ten years

ago a compromise method of TR detector was devised at Brookhaven to increase effectively the number of detectable low energy photons by inserting a low energy x-ray detector (such as a wire proportional chamber) into each subdivided stack of radiators as shown in Fig.3. Such a design allows the low energy TR x-rays to be detected by the inserted x-ray detectors without being lost due to self absorption. These inserted x-ray detectors have necessarily to be "thin" detectors such that the ionisation loss of the primary particle is not much greater than the TR signal itself. One has to subtract the ionisation loss signal from the combined signal in order to obtain the TR intensity. A multiwire proportional chamber filled with Xenon or Argon gas mixtures works well as an x-ray detector. In order to avoid the wide fluctuations of the Landau spectrum tail, a simple computer device[5] has been constracted which essentially eliminates this effect.

Such a sandwich type TR detector, ranging from a single element up to an array of 30 elements have been studied in high energy hadron and electron beams. Typical examples of such investigations are shown in the following figures: Fig.4 shows the separation of a 2 GeV/c electron and pion beam using a 10-element sandwich with wire proportional chambers filled with Argon P10 gas. Figs.5,6 and 7 show the results obtained in a 250 GeV/c hadron beam at the Fermi National Accelerator Laboratory using a 30-element sandwich detector with Argon P10 filled wire proportional chambers and the simple computer device described above. Fig.5 shows the separation of pions and protons at 100 GeV/c, Fig. 6 shows the pion TR and the dE/dx spec-

tra respectively at 200 GeV/c and Fig.7 shows an appreciably increased separation of the two spectra due to larger TR signals with an increased γ corresponding to a pion momentum of 250 GeV/c. All the energy spectra show essentially Gaussian distributions without evidence of a Landau tail, thus demonstrating the effectiveness of the simple computer device mentioned above.

Due to economical reasons, all the wire proportional chambers used in the above investigations were filled with Argon P10 gas instead of Xenon gas which would yield an expected larger separation by approximately a factor of two or better. This would lead to a good separation of particles with much fewer number of sandwich elements needed. Further investigations using Xe filled chambers and at higher hadron energies are in progress.

Such sandwich type TR detectors are being used successfully both in accelerator experiments and in cosmic ray investigations. Examples of these are the studies of the J/ψ particle decaying into electron pairs at the CERN-ISR[6] in Geneva; the studies of the pion/proton ratio in cosmic radiation at the Aragats Cosmic Ray Laboratory[7] at Yerevan etc. Investigations carried out at the Fermi Laboratory in Batavia for pions at 100 GeV/c ($\gamma \approx 700$) have shown the usefulness of the sandwich type detector at such low γ values. One can probably expect that the present design of this type of TR detector is useful for γ values as low as ≈ 350. Similar studies at low values have also been reported[8].

Owing to the growing interest in the utilisation of TR detectors at present accelerator energies, some new results at

low γ values are presented below, Figs. 8 and 9 show the TR yield, TR/I (the ratio of TR signal to the ionization loss) from 100 GeV/c pions obtained with a single wire proportional chamber filled with Argon P10 gas for various radiator mate - rials, various thicknesses of material and at various spacings. In Fig.8, the TR yield is plotted as a function of the number of radiator foils (1/4 mil Mylar) at 30 mil spacing. It is seen that the TR yield increases with the number of foils up to $\sim$400 foils, after which further increase in the number of radiators would not increase the TR signal. Fig. 9 shows the relative TR yield for different Mylar radiator thickness and for the equivalent amount of styrofoam and ethafoam material. It is clearly evident that both the styrofoam and the ethafoam material are much inferior in TR yield even at the low γ values of $\sim$ 700 as compared with that of the Mylar foils. Fig.10 shows some relative TR yields for 1,5 and 10 chambers for 100 and 200 foils, Fig. 11 shows the relative yield for different thick- nesses of Mylar foils and Fig.12 shows the respective TR ener- gy spectrum obtained at γ = 1000 with a single chamber filled with Xenon and with Argon respectively for a stack of 500 Mylar foils, 1/4 mil thick and spaced at 30 mils. The calculated TR energy spectra emerging from 500 and 300 foils respectively are also shown.

3) New Approach to TR Detector Using Superconducting Granules.

The sandwich method of TR detector as described in section 2 above, has demonstrated its usefulness and has been employed effectively for certain experiments: However, there exist a

number of major difficulties which are basic in such a design . A new method for the basic design of a TR detector has recently been developed using superheated superconducting granules[9] whose characteristics are such that the major difficulties and the low efficiency of detection inherent in the conventional design can be overcome. Thus, as will been seen later, this new method of TR detector would be able to overcome the following defects:

(i) the self absorption effect of radiators,

(ii) the ionization loss effect of the primary particle,

(iii) the lack of x-ray detection efficiency, and

(iv) the solid angle limitations.

The general principle of a superconducting granule TR detector can be summarized briefly as follows: The critical state, S_c, of type I superconducting granules is generally a function of the critical temperature, T_c, and the critical magnetic field, H_c, present. Below the critical state the granules are in the superconducting state whereas above the critical state, they turn into the normal state. If one increases very slightly either the temperature above T_c or more simply, the magnetic field slightly above H_c, the granules under this condition would still remain superconducting; but they are now in a superheated superconducting state which is a metastable state. If a charged relativistic particle passes through a number of such superheated superconducting granules which are suspended in a medium of wax or similar substance, these granules would remain in the superheated superconducting state if

the energy loss of the traversing particle due to ionization in the granules is below the threshold for state flipping of each granule. However, for the particular granule at whose surface a TR x-ray is emitted, the TR energy would immediately be totally or partially absorbed by the metal granule thus causing it to flip into the normal state. Such state flipping of a single granule or of a number of granules can be detected by several methods making use of the "Meissner" effect occurred during the state flipping. The total number of granules flipped would provide a measure of the total energy or γ of the traversing particle.

Thus new method of TR detector offers the important advantages pertaining to an ideal TR detector in which

(i) each radiator serves also as a detector of x-rays,

(ii) the ionization loss effect of the primary particle is eliminated,

(iii) the detection efficiency for high energy x-rays as well as for low energy x-rays is extremely high since the granules are high Z metals,

(iv) because of the large number of interfaces available within a small thickness of the detector since the size of the granules is small ($\sim$1 - 65μm), a TR detector can be realized with a thickness of a few cm. The size of the effective detection area of such a detector system is only limited by economical considerations.

(v) such a detector system also provides information on the space location of the traversing particle.

Most of the basic features of this method have been proven experimentally[9]. The details of this method as well as some recent results of our investigation is given in a companion report entitled "New Developments on Transition Radiation Detectors Using Superconducting Granules" also presented in this Symposium.

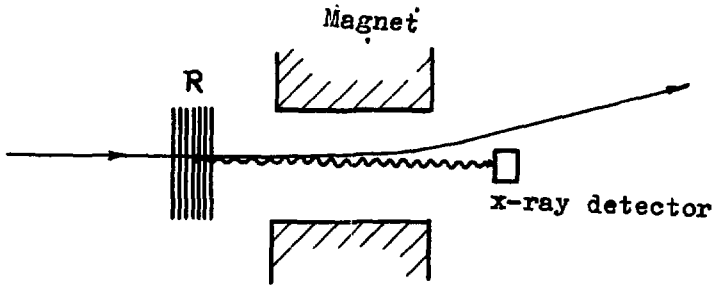


Fig. 1

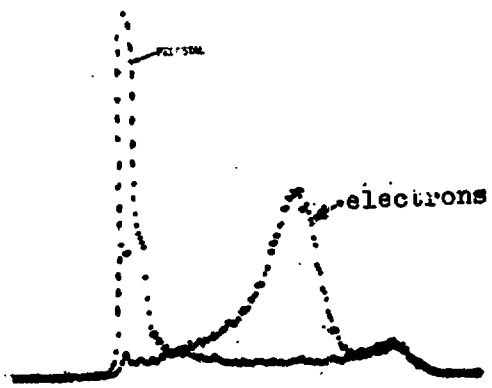


Fig. 2

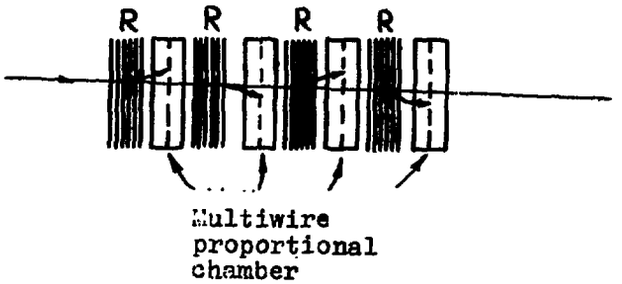


Fig. 3

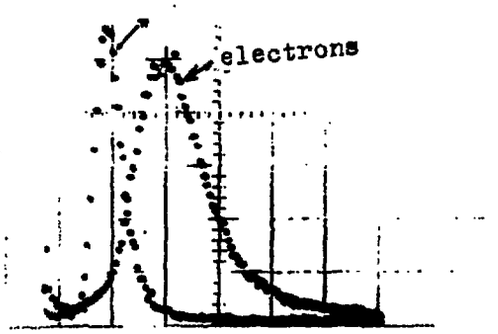


Fig. 4

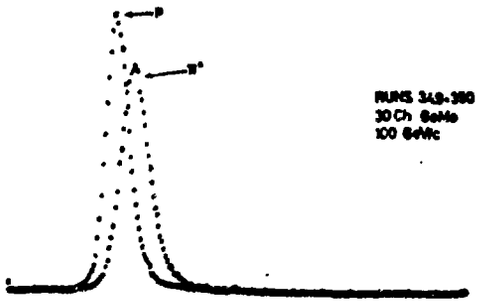


Fig. 5

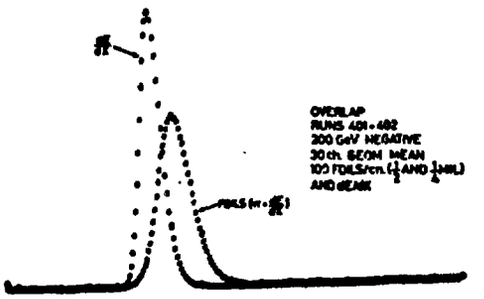


Fig. 6

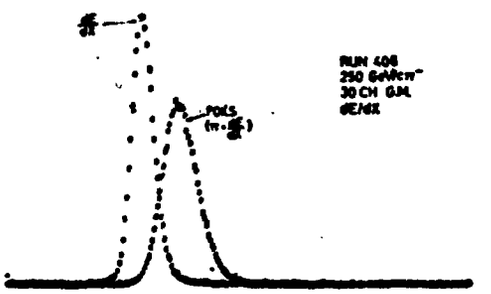
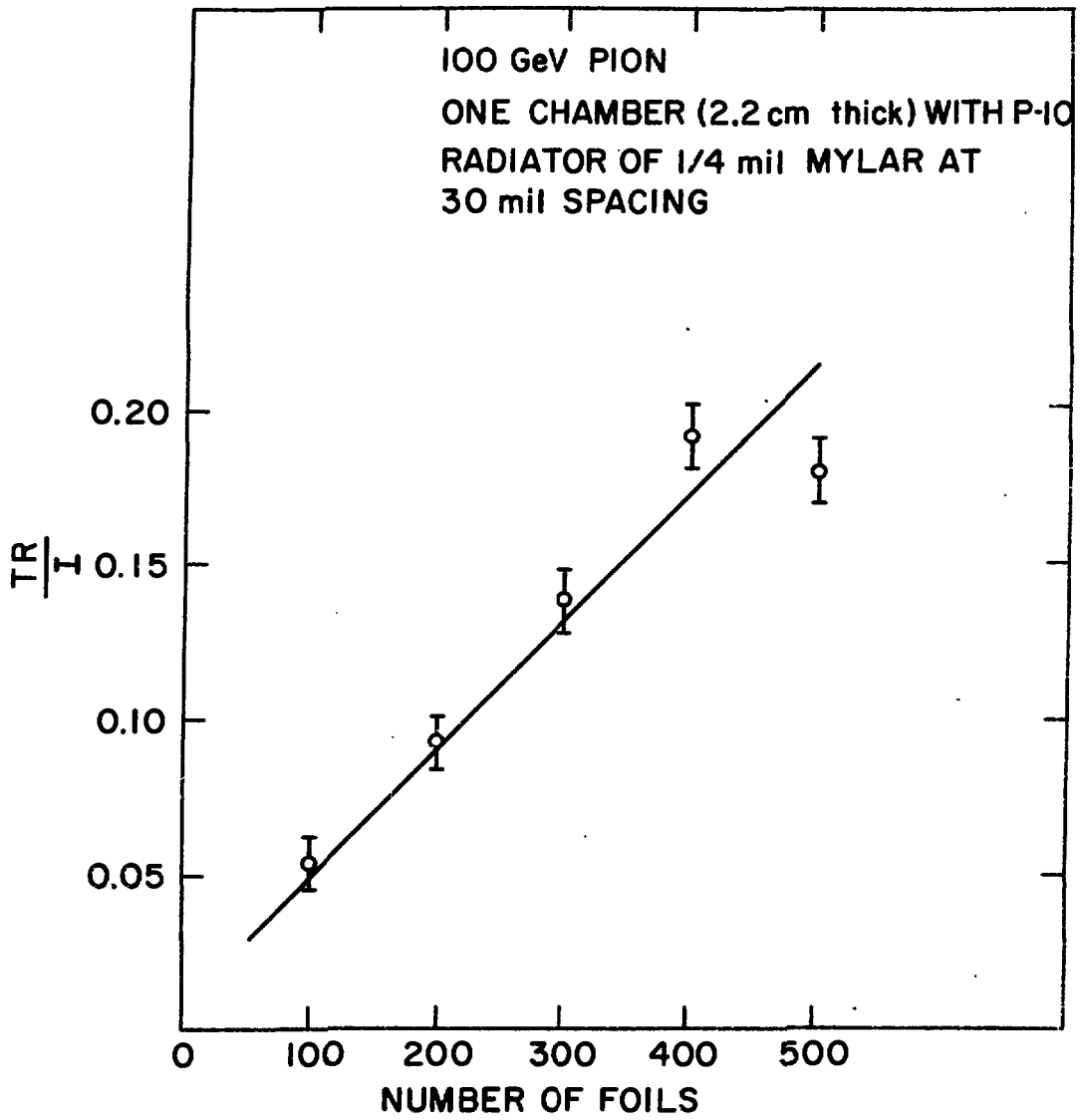


Fig. 7


100 GeV PION
ONE CHAMBER (2.2 cm thick) WITH P-10
RADIATOR OF 1/4 mil MYLAR AT
30 mil SPACING
0.20
0.15
0.10
0.05
T/R
0
100
200
300
400
500
NUMBER OF FOILS

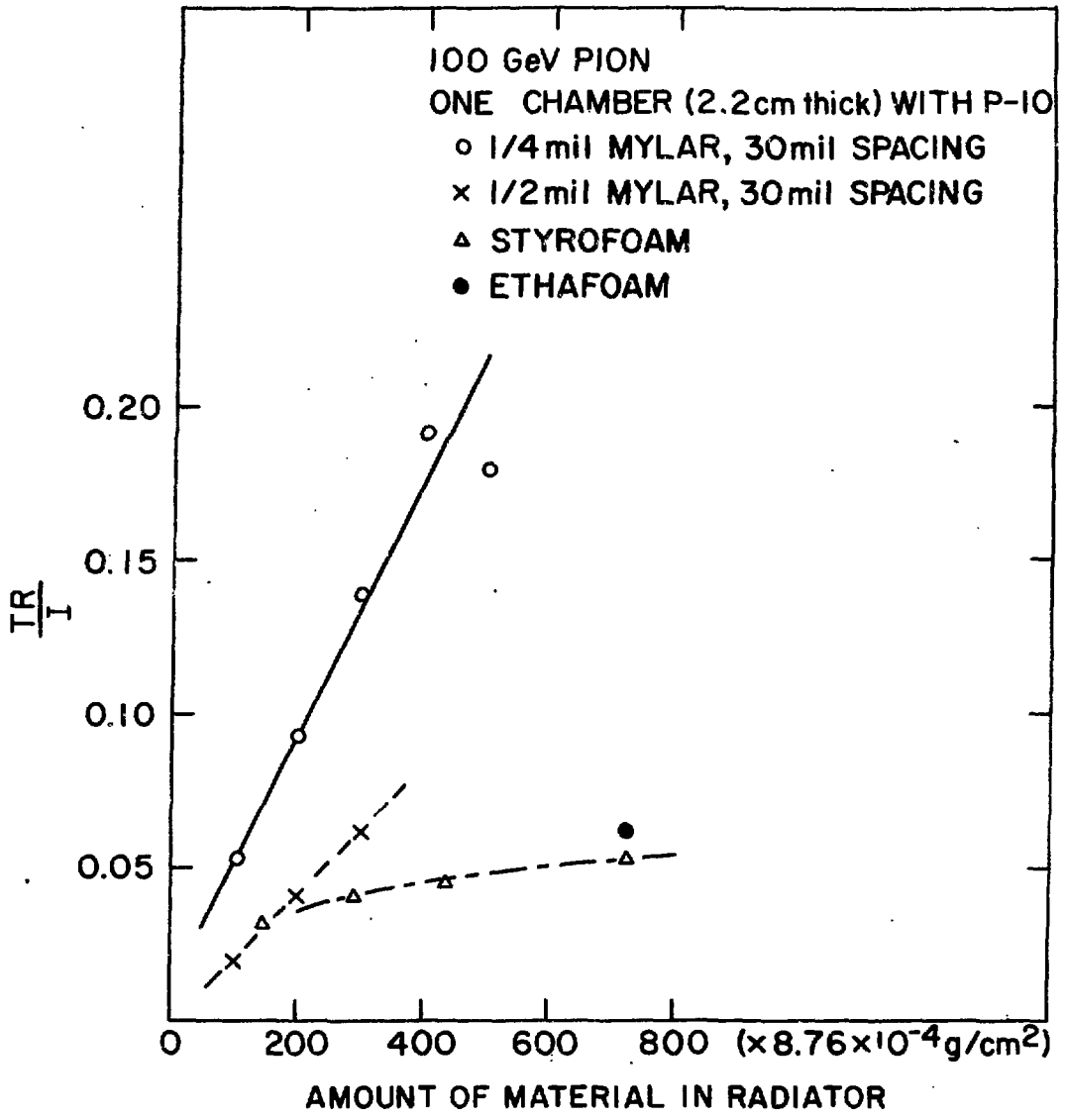

100 GeV PION
ONE CHAMBER (2.2cm thick) WITH P-10
o 1/4 mil MYLAR, 30 mil SPACING
× 1/2 mil MYLAR, 30 mil SPACING
△ STYROFOAM
● ETHAFOAM
0.20
0.15
0.10
0.05
TR/T
0
200
400
600
800
(×8.76×10⁻⁴g/cm²)
AMOUNT OF MATERIAL IN RADIATOR

Fig. 9

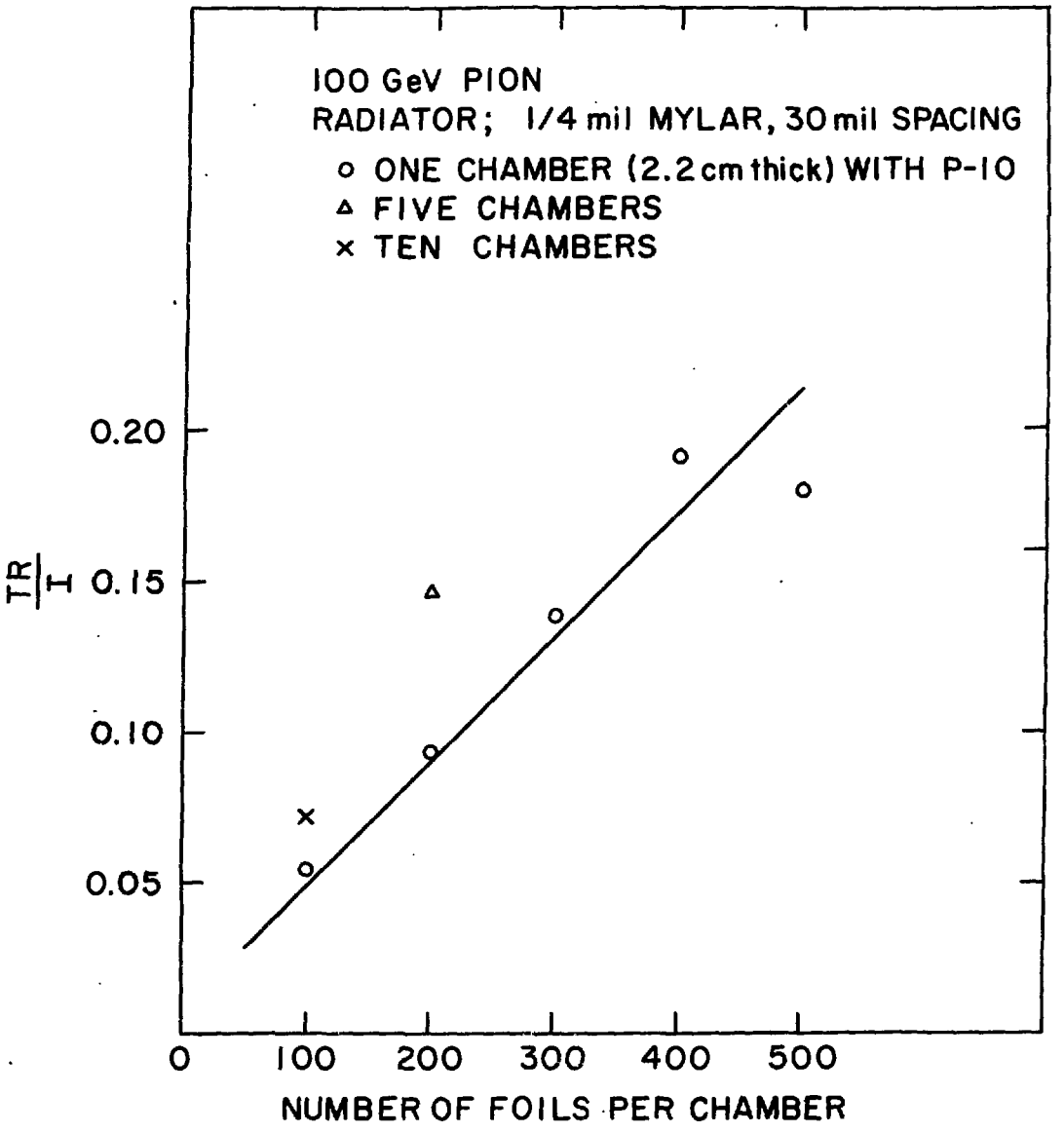

100 GeV PION
RADIATOR; 1/4 mil MYLAR, 30 mil SPACING
o ONE CHAMBER (2.2 cm thick) WITH P-10
Δ FIVE CHAMBERS
× TEN CHAMBERS
0.20
0.15
0.10
0.05
TR/H
0
100
200
300
400
500
NUMBER OF FOILS PER CHAMBER

Fig. 10

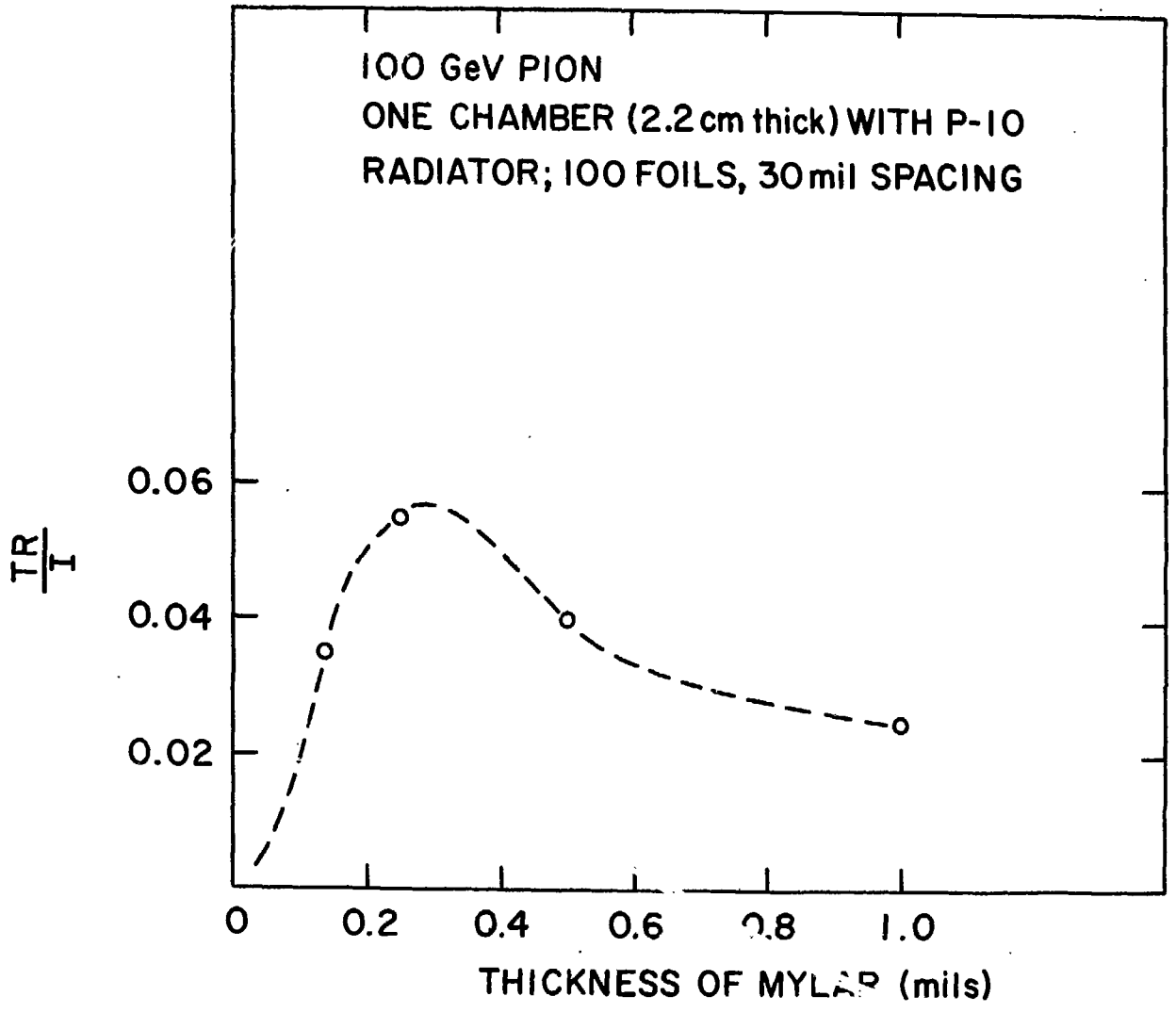

100 GeV PION
ONE CHAMBER (2.2 cm thick) WITH P-10
RADIATOR; 100 FOILS, 30 mil SPACING
TR/T
0.06
0.04
0.02
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
THICKNESS OF MYLAR (mils)

Fig. 11

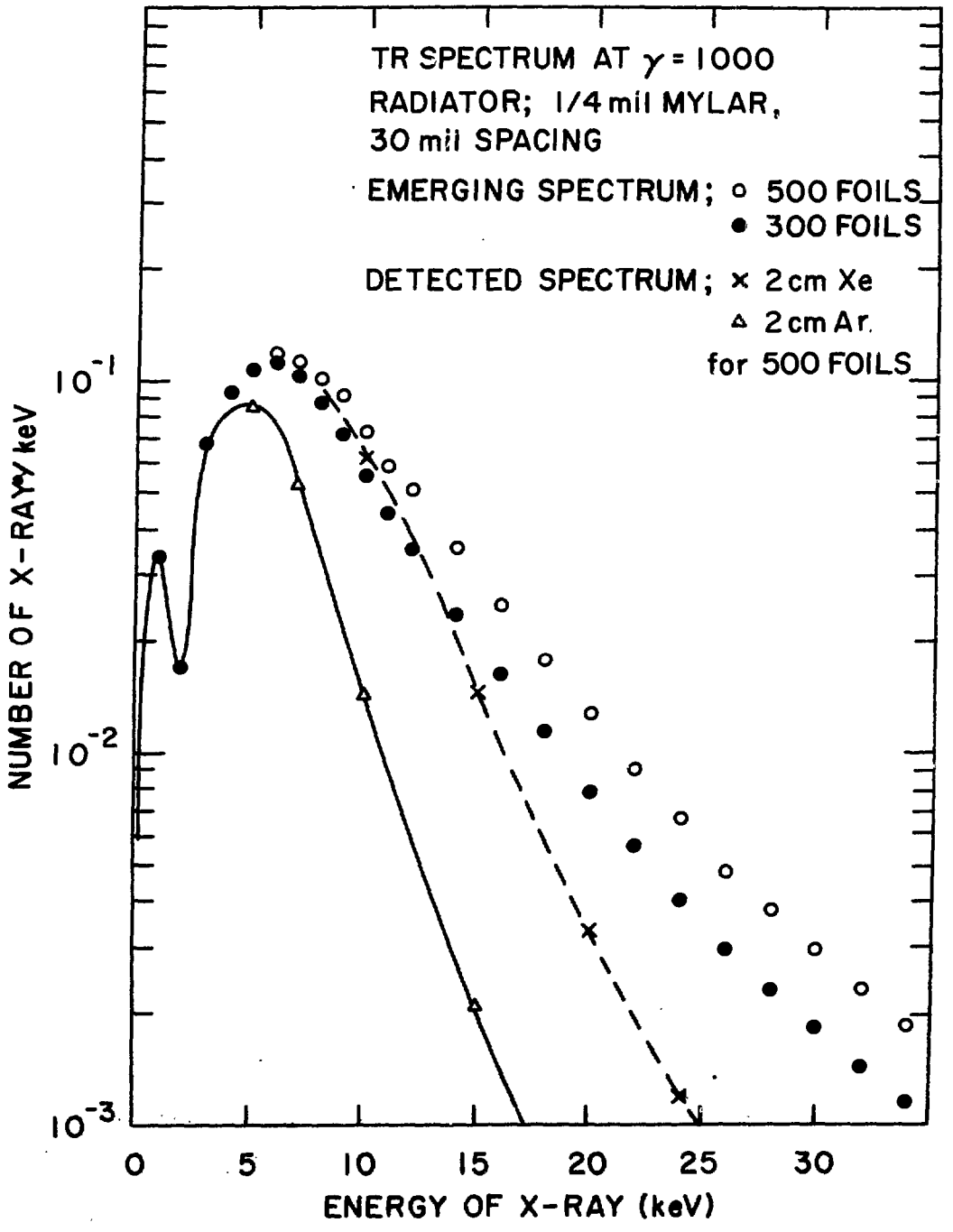

TR SPECTRUM AT γ = 1000
RADIATOR; 1/4 mil MYLAR,
30 mil SPACING
EMERGING SPECTRUM; ○ 500 FOILS
● 300 FOILS
DETECTED SPECTRUM; × 2 cm Xe
△ 2 cm Ar.
for 500 FOILS
NUMBER OF X-RAYS/ keV
10⁻¹
10⁻²
10⁻³
0
5
10
15
20
25
30
ENERGY OF X-RAY (keV)

Figure Captions:

Fig. 1. Sketch for the magnet deflection method set-up.

Fig. 2. Energy spectrum of transition radiation by 10 GeV electrons.

Fig. 3. Sketch for the sandwich method set-up.

Fig.4. Separation of electrons and pions at 2 GeV/c with 10-Chamber sandwich detector.

Fig. 5. Transition radiation from protons and pions at 100 GeV/c using a 30-chamber sandwich detector.

Fig.6. Transition radiation from 200 GeV/c pions using 30-element detector.

Fig.7 Transition radiatiation from 250 GeV/c pions using 30-element detector.

Fig. 8. TR yield for 100 GeV/c pions using a single element detector with 1/4 mil Mylar radiators at 30 mil spacing.

Fig.9. TR yield for 100 GeV/c pions using a single element detector with Mylar,styrofoam and ethafoam radiators.

Fig.10. TR yield for GeV/c pions using 1-element, 5-element, and 10-element detectors with 1/4 mil Mylar foils at 30 mil spacing.

Fig.11 TR yield for 100 GeV/c pions using a single element detector for different thicknesses of Mylar radiators.

Fig. 12. TR spectrum at γ = 1000 using Xenon and Argon filled chamber in comparison with the calculated emerging spectrum.

References

1. V.L.Ginzburg and I.M.Frank, JETP(USSR) 16, 15 (1945).
2. G.M.Garibyan, JETP (USSR) 33, 1403 (1957) Soviet Phys. JETP 6, 1079 (1958), JETP (USSR) 37, 527 (1959), Soviet Phys. JETP 10, 372 (1960).
3a. Stanislaus Mickhaliak, Dissertation on the "Investigation of Transition Radiation" in the Moscow State University under the Guidance of Prof. A.E. Chudakov, 1961.
3b. P.Goldsmith and J.V.Jelly, Phil.Mag. 4, 836 (1959).
4. For detailed references, refer to Luke C.L.Yuan: "Recent Progress in Transition Radiation Detector Techniques", Proc. of the Int.Conf. on Instrumentation for High-Energy Physics, Frascati, 1973.
5. V.Radeka, L.C.Rogers, L.C.L.Yuan, H.Uto and G.F.Dell, Nucl. Instr. and Methods 133, 525-529 (1976).
6. W.J.Willis: "Transition Radiation Detectors Used in ISR Experiment of Electron Pair Production". Proc.of the Int. Symp. on Transition Radiation, Yerevan, 1977.
7. V.V.Avakyan, L.S.Bagdasaryan et al: "Utilization of XTR for the Identification of Hadrons in Cosmic Rays". Proc. of the Int. Symp. on Transition Radiation, Yerevan, 1977.
8. C.Camps et al., Nucl.Instr. & Methods 131, 411-416 (1975).
9. A.K.Drukier, C.Valette, G.Waysand, L.C.L.Yuan and F.Peters, Lettere Al Nuovo Cimento 14, 300 (1975).

ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА С УЧЕТОМ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

ЯН ШИ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Дан краткий обзор теоретических исследований свойств излучения в рентгеновской и более жесткой области частот, образуемого ультрарелятивистской заряженной частицей при прохождении через пластину и стопку пластин с учетом многократного рассеяния и поглощающей способности вещества пластин. Приведены формулы для частотно-углового и частотного распределений полного излучения в случаях пластины и стопки пластин с большими расстояниями между пластинами, а также стопки с достаточно толстыми пластинами. Указан метод расчета распределений излучения в общем случае произвольной стопки. Проведен подробный анализ частотного распределения полного излучения, состоящего из тормозного излучения и краевого эффекта. Обсуждается вопрос экспериментального выделени.. краевого эффекта из полного излучения.

При прохождении ультрарелятивистской заряженной частицы через слой вещества возникают переходное и тормозное излучения в рентгеновской и более жесткой области частот. Первые работы, посвященные этому вопросу, были выполнены Гарибяном и Померанчуком [1] и Пафомовым [2] . Количественная теория явления в случае одной границы раздела полубесконечной непоглощающей среды с вакуумом была развита Гольдманом [3] , Гарибяном [4] ,Тер-новским [5], Пафомовым [6] с использованием методики кинетического уравнения Мигдала [7] . Заметим, что в указанных работах [3-6] имеется неоднозначность в вопросе выделения краевого

эффекта.

Аналогичная задача об образовании излучения в непоглощающей пластине рассматривалась Терновским [5] методом квантового кинетического уравнения и Пафомовым [8] в классическом приближении. Однако в первой работе отсутствует подробный анализ результатов, а во второй имеются неточности.

Корректная формула для частотно-углового распределения излучения, образуемого в непоглощающей пластине произвольной толщины была получена недавно Гарибяном и автором [9] . В той же работе путем явного аналитического интегрирования указанной формулы по углу излучения было получено выражение для частотного спектра. Были произведены подробный анализ этого выражения и соответствующий численный расчет.

Учет поглощающей способности вещества в случае полубесконечной среды в оптической области частот был произведен Пафомовым [10] . В области очень жестких частот этот вопрос проанализировали Барышевский и Нго Дань Ньан [11] в предельном случае большого поглощения.

Общие формулы для частотно-углового и частотного распределений полного излучения в случае поглощающей пластины были получены и предварительно проанализированы Варданяном, Гарибяном и автором [12] .

Далее теория была обобщена [13] на случай стопки из произвольного числа регулярно расположенных пластин. В той же работе было предложено определение краевого эффекта и был рассмотрен вопрос экспериментального выделения краевого эффекта из полного излучения, образуемого в пластине или стопке пластин с учетом поглощающей способности вещества.

Следует отметить, что в литературе влияние многократного рассеяния на образование излучения в непоглощающей периодической среде до недавнего времени рассматривалось в модели, где периодической неоднородностью обладает лишь электронная плотность, а рассеивающие ядра считаются однородно распределенными по всей среде [I4] . В [I3] было показано, что имеется область значений лоренц-фактора заряда γ и частоты излучения ω, где результаты обеих теорий практически совпадают. Но наряду с этим имеется область значений γ и ω, для которых две теории приводят к существенно разным краевым эффектам.

В настоящем докладе приведены основные результаты работ [9,I2,I3] . При этом главное внимание будет уделено анализу полученных формул и физической интерпретации, а детали математических выкладок будут в значительной мере опущены.

I. Частотно-угловое и частотное распределения для пластин

Рассмотрим прежде всего образование излучения ультрарелятивистской заряженной частицей с лоренц-фактором γ при прохождении через пластину произвольной толщины a . При этом с самого начала мы будем учитывать поглощающую способность вещества пластины, а непоглощающую пластину всегда можно рассматривать как частный случай пластины с нулевой поглощающей способностью.

Пусть частица движется в вакууме со скоростью $\vec{v}_0$ вдоль оси z из ∞ и в точке $\vec{r}_0 = 0$ влетает перпендикулярно в пластину с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Распределение интенсивности образующегося излучения в вакууме

на далеких расстояниях за пластиной определяется формулой

$$dW(\vec{\theta}_0,\omega)=\frac{e^2\omega^2}{4\pi^2c^3}\left|\vec{A}\right|^2 d\vec{\theta}_0 d\omega, \qquad (I)$$

где $d\vec{\theta}_0=\theta_0 d\theta_0 d\varphi$ - элемент телесного угла в направлении распространения излучения относительно первоначального направления движения частицы, $\vec{A}$ - величина, пропорциональная Фурье-компоненте векторного потенциала.

Заряженная частица в пластине движется по некоторой траектории, обусловленной многократным рассеянием на атомах вещества. При этом будем считать, что абсолютная величина скорости v остается неизменной, а изменения направления скорости малы [7]. После вылета из пластины заряд движется снова с постоянной скоростью $\vec{v}_1$, отличной, вообще говоря, от $\vec{v}_0$.

Для того, чтобы получить наблюдаемую интенсивность излучения, необходимо произвести усреднение выражения (I) по всем возможным траекториям заряда. Такое усреднение можно осуществить пользуясь методикой работы Мигдала [7] и решением, данным Гольдманом [3]. В результате получим [I2]

$$\langle dW(\theta_0,\omega)\rangle=(W_1+W_2)\,d\omega d\zeta, \qquad (2)$$

$$W_1=-\frac{2e^2}{\pi c}\,\mathrm{Re}\left\{6\int_0^{x_a}\exp[h(x-x_a)]dx\int_0^{x_a-x}M(x,y)\,dy\right\}, \qquad (3)$$

$$W_2=\frac{e^2}{\pi c}\,\mathrm{Re}\left\{\frac{\zeta\exp(-hx_a)}{(\gamma^{-2}+\zeta)^2}+6\int_0^{\infty}dx\int_0^{\infty}\frac{x_a+s_0/[1+x_a(x+y)]}{[1+x_a(x+y)]^2}\cdot\right.$$

$$\left.\cdot\exp\left\{-(x+y)\left[s_1+s_0/[1+x_a(x+y)]\right]\right\}dy-\right.$$

$$-\frac{2s_0}{\gamma^{-2}+\zeta}\exp[-(h+s_2)x_a]\int_0^{\infty}\frac{\exp[-s_1x-s_0(x+th x_a)/(1+x th x_a)]}{ch^2x_a(1+x th x_a)^2}dx-$$

$$-\frac{2s_0}{\gamma^{-2}+\zeta}\exp(-hx_a)\int_0^{x_a}\frac{\exp[-s_2x-s_0 th x]}{ch^2x}dx-$$

$$-2\delta\int_0^{x_a}\exp(-hx)dx\int_0^{\infty}\frac{(\xi(x_a-x)+s_0)\exp[-s_2x-s_1y-s_0(\xi-1)/\xi(x_a-x)]}{\xi^3(chx+y shx)^2}dy\Big\},\quad(4)$$

где $\zeta=\theta_0^2$, $\delta=\frac{(1-i)}{4}\sqrt{\frac{\omega}{q}}$, $q=q_0\gamma^{-2}$, $q_0=E_s^2/(8Lm^2c^3)$

$h=2i\delta\mu c/\omega$, $x_a=(1-i)\sqrt{\omega q_0}a/v$, $s_0=\delta\zeta$, $s_1=\delta\gamma^{-2}$, $s_2=\delta g$,

$$g=g'+ig''=\gamma^{-2}+\frac{\omega_0^2}{\omega^2}-i\frac{\mu c}{\omega},\qquad(5а)$$

$$\xi=1+\frac{(x_a-x)(shx+ychx)}{chx+yshx},\qquad(5б)$$

$$M(x,y)=\left(x+\frac{s_0}{1+xthy}\right)\frac{\exp[-s_2y-s_0thy/(1+xthy)]}{(1+xthy)^2ch^2y},\qquad(5в)$$

m –масса покоя пролетающей частицы, E_s = 21 Мэв,

μ , ω_0 и L – линейный коэффициент поглощения, плазменная частота и радиационная единица длины вещества пластины.

Приведенные выше формулы (2) – (4) справедливы при выполнении следующих двух нежестких неравенств

$$q_0a/v\gamma^2\ll 1.\qquad(6)$$

и

$$\mu q_0 a^2 / v\gamma^2 \ll 1. \qquad (7)$$

В формуле (2) член W_1 соответствует излучению в пластине (диаграмма а, рис.I). Что касается члена W_2, то первые три его слагаемых соответствуют излучениям, испущенным до пластины (диаграмма $б$), после нее (в) и интерференции между ними (г), четвертое и пятое слагаемые - интерференции излучения в пластине с излучениями, испущенными до и после пластины (диаграммы $д$ и $е$).

Частотно-угловое распределение (2)-(4) удается проинтегрировать по углу излучения θ_0 (или ζ). Правда, непосредственное интегрирование до бесконечно большого верхнего предела приводит к определенным трудностям. Но этих трудностей можно избежать, если сначала интегрировать по ζ до некоторого большого, но конечного значения ζ_m, а затем, после соответствующего разложения, устремить ζ_m к бесконечности (подробнее см [9]). В результате получим частотное распределение [I2]

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол} = \frac{2e^2}{\pi c} Re \left\{ \frac{1+\exp(-hx_a)}{2} \left(\ln\left|\frac{s_2}{s_1}\right| - 1 - \right.\right.$$

$$- \frac{s_2}{h} \ln \frac{s_2+h}{s_2} \Big) - \exp(-hx_a) Ei(-s_2 x_a) - \frac{s_2}{h} [\exp(-hx_a) Ei(-s_2 x_a) -$$

$$- Ei(-(h+s_2)x_a)] - \frac{s_1 \exp[-(h+s_2)x_a]}{ch^2 x_a} \int_0^\infty \frac{\exp(-s_1 x)}{(1+x\,th x_a)^2} \Big[\frac{1}{\alpha} +$$

$$+ \exp(\alpha) Ei(-\alpha)] dx + \int_0^{x_a} [\exp(-hx_a) + \exp(-hx)] \Big[\frac{1}{x} - \frac{1}{sh x\, ch x} -$$

$$\left. - \frac{s_1 \exp(s_1 th x) Ei(-s_1 th x)}{ch^2 x} \right] \exp(-s_2 x) dx + \qquad (8)$$

$$+\int_0^{x_a} \frac{\exp(-hx)-\exp(-hx_a)}{h}\left(\frac{1}{x^2}-\frac{1}{\mathrm{sh}^2 x}\right)\exp(-s_2 x)\,dx\Big\},$$

$$\alpha=\frac{s_1(x+\mathrm{th}\,x_a)}{1+x\,\mathrm{th}\,x_a},$$

$\mathrm{Ei}(z)$- интегральная показательная функция от комплексного аргумента z (см.например, [15]).

2. Слабо поглощающая пластина

Если устремить коэффициент поглощения μ (или, что то же самое, h) к нулю, то формулы частотно-углового (2)-(4) и частотного (8) распределений, как и следовало ожидать, переходят в соответствующие формулы (17)-(19) и (30) работы [9] , полученные без учета поглощения.

То же самое имеет место и в случае, когда выполнены одновременно два условия:

1. Длина поглощения μ^{-1} много больше толщины пластины a , т.е.

$$hx_a=\mu a \ll 1. \qquad (9)$$

2. Модуль мнимой части величины g , т.е. $|g''|$ много меньше $g'-\gamma^{-2}$, т.е.

$$|h| \ll |s_2-s_1|. \qquad (10)$$

Необходимо отметить, что наличие конечной (пусть даже малой) поглощающей способности непременно приводит к нарушению условия (10) при достаточно больших частотах. А это в свою очередь может привести к некоторым новым последствиям (см. [16,17]) Поэтому будем проводить анализ, не предполагая $\mu = 0$.

Рассмотрим сначала слабо поглощающую пластину, т.е. пласти-

ну с толщиной, удовлетворяющей условию (9). Для такой пластины в интенсивности полного излучения можно выделить часть, прямо пропорциональную толщине a и соответствующую тормозному излучению, испускаемому со всей длины пути частицы внутри пластины. Эта часть выделяется из последнего интеграла формулы (8), обусловленного диаграммой a :

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{торм} = \frac{2e^2}{\pi c} Re\left[x_a \int_0^{\infty} exp(-(s_2+h)x)\left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{sh^2 x}\right)dx \right] = \quad (II)$$

$$= \frac{a}{z_{торм}} \left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle ,$$

где

$$z_{торм} = \frac{c}{\sqrt{\omega q}} \quad (I2)$$

– зона формирования тормозного излучения с учетом многократного рассеяния.

Легко видеть, что когда

$$\frac{a}{z_{торм}} = |x_a| \gg 1 , \quad (I3)$$

величина (II) является главным членом в полной интенсивности.

Величина $\langle dW_м(\omega)/d\omega \rangle / z_{торм}$ описывает тормозное излучение, испускаемое с единицы пути в бесконечной непоглощающей среде. Нетрудно убедиться, что она в точности совпадает с известным выражением Мигдала [7] .

Разность между интенсивностями полного и тормозного излучений обусловлена влиянием границ, и естественно назвать ее краевым эффектом

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол} - \frac{a}{Z_{торм}} \left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle . \quad (14)$$

При этом мы будем распространять это понятие краевого эффекта и на тот случай, когда условие (13) не выполняется.

Частотный спектр краевого эффекта (14), вообще говоря, сложным образом зависит от частоты излучения ω, лоренц-фактора заряда γ, а также толщины a. Однако, оказывается, удается получить сравнительно простые выражения для (14) в некоторых предельных случаях.

Для этого заметим, что для слабо поглощающей пластины в формуле (8) определяющую роль играют три параметра: x_a, S_2 и S_1. Эти параметры имеют четкий физический смысл. Параметр x_a связан с отношением толщины пластины a к зоне формирования тормозного излучения $Z_{торм}$ (см. (13)). Что касается S_2 и S_1, то они соответствуют отношениям $Z_{торм}$ к зонам формирования переходного излучения в веществе с учетом его поглощающей способности

$$Z_{пер.п} = \frac{2c}{\omega |g|} \quad (15)$$

и в вакууме

$$Z_{вак} = \frac{2c\gamma^2}{\omega} . \quad (16)$$

А именно:

$$|S_2| = \frac{Z_{торм}}{\sqrt{2}\, Z_{пер.п.}} , \qquad |S_1| = \frac{Z_{торм}}{\sqrt{2}\, Z_{вак}} . \quad (17)$$

Легко видеть из определений (15) и (16), что $|S_2| \geq |S_1|$.

Рассмотрим (14) отдельно для случаев больших и малых зна-

чений $|S_2|$.

а) Пусть

$$|S_2| \gg 1, \qquad \text{т.е.} \quad Z_{торм.} \gg Z_{пер.п} . \tag{I8}$$

Тогда главные вклады в интегралы формулы (8), содержащие $exp(-S_2 x)$, вносят малые значения x . Разлагая предэкспоненциальные сомножители в подынтегральных функциях по степеням x , можно показать, что при выполнении неравенства (I8) краевой эффект состоит из двух членов:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пер} + \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{инт.} . \tag{I9}$$

Первый член есть интенсивность обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния), образуемого в слабо поглощающей пластине (нижеприведенная формула следует также из общей формулы [I8] при выполнении условия (9))

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пер.} = \frac{2e^2}{\pi c} Re \left\{ \frac{S_2+S_1}{S_2-S_1} \ln \frac{S_2}{S_1} + \left(\frac{S_2}{S_2-S_1} + \frac{S_1}{S_2+h-S_1} \right) \cdot \right.$$

$$\cdot \left[exp[-(S_2-S_1)x_a] Ei(-S_1 x_a) - Ei(-S_2 x_a) \right] + 2exp(-S_2 x_a) +$$

$$+ S_2 x_a Ei(-S_2 x_a) + S_1 x_a exp[-(S_2-S_1)x_a] Ei(S_1 x_a) - \tag{20}$$

$$\left. - \frac{S_2}{h} \ln \frac{S_2+h}{S_2} - 1 \right\} .$$

Что касается второго члена, то его в известном смысле можно интерпретировать как описывающий интерференцию между переходным и мигдаловским тормозным (II) излучениями.

Нетрудно показать, что если

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пер} \Big/ \left(\frac{2e^2}{\pi c}\right) \sim 1,$$

то главным в краевом эффекте является переходное излучение. Написанное выше соотношение имеет место, когда толщина пластины a порядка или больше $z_{пер.п}$, т.е.

$$\frac{a}{z_{пер.п}} = |s_2 x_a| \gtrsim 1 \qquad (21)$$

и $z_{пер.п}$ заметно отличается от $z_{бак}$, т.е.

$$|s_2 - s_1| \sim |s_2|. \qquad (22)$$

В противном случае, когда

$$\frac{a}{z_{пер.п}} = |s_2 x_a| \ll 1, \qquad (23)$$

или же

$$\frac{z_{бак} - z_{пер.п}}{z_{бак}} = \left|1 - \frac{\gamma^{-2}}{g}\right| \ll 1, \qquad (24)$$

в краевом эффекте, вообще говоря, необходимо учесть также и интерференционный член.

Заметим, что, имея в виду выражение для g (см.(5а)), условие (24) можно записать также в виде [16]

$$\omega \gg \max\left\{\omega_0\gamma;\ \mu c \gamma^2\right\}. \qquad (25)$$

Приведем явные выражения для спектра краевого эффекта с учетом интерференционного члена.

Пусть выполнены условия (18) и (23). Ясно, что это возможно только если $|x_a| \ll 1$. Потребуем выполнения еще одно-

го дополнительного условия

$$\left|\frac{x_a}{s_1}\right| \ll 1 \qquad \langle \theta_m^2 \rangle_a \ll \gamma^{-2}, \tag{26}$$

где

$$\langle \theta_m^2 \rangle_a = \frac{4qa}{v} \tag{27}$$

– средний квадрат угла многократного рассеяния на толщине пластины.

Тогда после соответствующего разложения получим

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \frac{2e^2}{\pi c}\left\{\frac{|(s_2 - s_1)x_a|^2}{4}(1 - 2C - 2\ln|s_1 x_a|) + Re\left[\frac{(s_2 - s_1)x_a}{3 s_1 s_2}\right]\right\}. \tag{28}$$

Из этой формулы видно, что при достаточно малой толщине a интерференционный член (второе слагаемое) может стать главным.

При выполнении неравенства (I8) тормозное излучение имеет вид [I9]

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{торм} = \frac{2e^2}{3\pi c} Re\,\frac{x_a}{s_2} = \frac{8e^2 a q g'}{3\pi c^2 |g|^2}. \tag{29}$$

Поэтому с учетом (28) полное излучение при достаточно малой дается простой формулой Бете–Гайтлера (см. [9])

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол} = \frac{8e^2 q a}{3\pi c^2}\gamma^2. \tag{30}$$

Пусть теперь выполнены условия (I8) и (24) и, чтобы не повторять предыдущее рассмотрение, потребуем еще $|x_a| \gtrsim 1$.

Тогда в силу (I8) имеем $|S_2 x_a| \gg 1$.

Разложение дает

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{K\gamma} = \frac{e^2\gamma^4}{3\pi c}\left\{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4 + \left(\frac{\mu c}{\omega}\right)^2 + \frac{56\mu^2 a q_0 c}{5\omega^2} \quad \frac{256}{7}\left(\frac{q_0}{\omega}\right)^2\right\}. \qquad (3I)$$

При $\mu = 0$ эта формула, естественно, совпадает с соответствующей формулой (4I) работы [9] . При больших частотах величина μ практически не зависит от частоты. Тогда из (3I) видно, что при

$$\omega > \omega_0^2 \cdot \left[\frac{256}{7} q_0^2 - \frac{56}{5}\mu^2 a q_0 c - (\mu c)^2\right]^{-1/2} \qquad (32)$$

краевой эффект становится отрицательным, будучи малым по сравнению с тормозным излучением (II). Поэтому интенсивность полного излучения остается положительной.

б) Пусть теперь

$$|S_2| \ll 1 \qquad , \text{т.е. } Z_{торм} \ll Z_{пер.п.}. \qquad (33)$$

Тогда, оказывается, картина зависит от отношения среднего квадрата угла многократного рассеяния на толщине пластине $\langle \theta_m^2 \rangle_a$ к квадрату угла максимального излучения γ^{-2} .

I) Если $\langle \theta_m^2 \rangle_a \gg \gamma^{-2}$, то

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{K\gamma} = \frac{2e^2}{\pi c} Re\left\{\ln \frac{sh x_a}{S_1} - 1 - C - x_a\right\} \qquad (34)$$

($C = 0.5772$ - постоянная Эйлера).

Отсюда, в частности, следует, что если дополнительно еще выполнены условия (I3) и (I0), то получим

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \frac{2e^2}{\pi c} \left\{ \ln \frac{1}{2|6\gamma^{-2}|} - 1 - C \right\}. \qquad (35)$$

В аналогичной формуле (36) работы [9] допущены, к сожалению, неточности. Правильной является приведенная выше формула (35).

2) Если $\langle \theta_m^2 \rangle_a \ll \gamma^{-2}$, то

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \frac{2e^2}{\pi c} Re \frac{x_a}{3S_1} . \qquad (36)$$

В [9] было отмечено, что неравенство (33) имеет место при $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_2$ и $\gamma \gg \gamma_{кр}$, где $\omega_1 \approx (\omega_0^4 \gamma^2/q_0)^{1/3}$, $\omega_2 \approx q_0 \gamma^2$, $\gamma_{кр} \approx \omega_0/q_0$. Однако наличие ненулевой поглощающей способности вещества приводит к тому, что сужается область значений γ и ω , при которых имеет место неравенство (33). Более того, как показывает непосредственная оценка, это неравенство может иметь место только в том случае, когда быстрой заряженной частицей является электрон. Для мюона или еще более тяжелой заряженной частицы неравенство (33) не удовлетворяется ни при каких значениях γ и ω из-за малости q_0 .

Для иллюстрации на рис.2 приведены интенсивности полного излучения (8) (сплошные кривые), а также обычного переходного излучения (20) (штриховые кривые) в зависимости от толщины пластины a при фиксированной частоте ω = 200 кэв. В качестве вещества взят углерод, быстрой частицей является электрон. Из рисунка видна линейная зависимость при больших и малых толщинах из-за заметного вклада тормозного излучения. При промежуточных толщинах влияние многократного рассеяния сказывается

в некотором сглаживании интерференционных осцилляций. При $\gamma = 10^4$ линейный рост интенсивности излучения наступает значительно раньше, чем в случае $\gamma = 10^5$ из-за условия (13).

На рис.3 приведены частотные спектры полного и тормозного излучения, краевого эффекта и обычного переходного излучения, образуемых электроном в майларовой пластине толщиной в 1 мм.

3. Сильно поглощающая пластина

Рассмотрим теперь пластину, толщина которой значительно больше длины поглощения, так что

$$\exp(-\mu a) \ll 1. \tag{37}$$

Тогда формула (8) примет следующий вид

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол} = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re}\left\{ \frac{1}{2}\left(\ln\left|\frac{s_2}{s_1}\right| - \frac{s_2}{h} \ln\frac{s_2+h}{s_2} - 1 \right) + \right.$$

$$+ \int_0^\infty \exp[-(s_2+h)x]\left[\frac{1}{x} - \frac{1}{\operatorname{sh}x \operatorname{ch}x} - \frac{s_1 \exp(s_1 \operatorname{th}x) E_i(-s_1 \operatorname{th}x)}{\operatorname{ch}^2 x}\right] dx + \tag{38}$$

$$\left. + \frac{1}{h} \int_0^\infty \exp[-(s_2+h)x]\left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{\operatorname{sh}^2 x}\right) dx \right\}.$$

Условие (37) означает, что волны, образованные на первой границе пластины, практически полностью поглощаются в ней и не доходят до второй границы. Другими словами, пластина ведет себя как полубесконечная среда, из которой вылетает заряд. Поэтому естественно, в формуле (38) исчезла всякая зависимость от толщины a.

При выполнении (37) полное излучение (38), вышедшее из

среды, образуется на слое толщиной порядка длины поглощения μ^{-1} вблизи второй границы. В этом смысле полное излучение целиком является "краевым" в рассматриваемом случае. Однако все же желательно выделить из него некоторую часть, которая при $\mu \to 0$ совпала бы с известным тормозным излучением по Мигдалу, испущенным с длины поглощения. Такой части(ее будем называть тормозным излучением в поглощающей среде) соответствует последний интеграл в (38), который можно записать в виде (ср. (II)):

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{\text{торм}} = \frac{1}{\mu Z_{\text{торм}}} \left\langle \frac{dW_M(\omega)}{d\omega} \right\rangle = \tag{39}$$

$$= \frac{2e^2}{\mu Z_{\text{торм}} \pi c} \operatorname{Re}\left[(1-i)\int_0^\infty e^{i(k+S_2)x}\left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{\operatorname{sh}^2 x}\right)dx\right].$$

Аналогично (I4), краевой эффект будем определять как разность между интенсивностями полного и тормозного излучений:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{\text{кэ}} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{\text{пол}} - \frac{1}{\mu Z_{\text{торм}}} \left\langle \frac{dW_M(\omega)}{d\omega} \right\rangle. \tag{40}$$

Проанализируем формулы (38)-(39) в предельных случаях большого и малого значений $Z_{\text{торм}}/Z_{\text{пер.п}}$ (или $|S_2|$).

а) Пусть $|S_2| \gg 1$.

Тогда интенсивность тормозного излучения равна [I9,I2]

$$\frac{2e^2}{\mu Z_{\text{торм}} \pi c} \operatorname{Re}\left[\frac{(1-i)}{3(k+S_2)}\right] = \frac{8e^2 q g'}{3\mu c^2 \pi |g|^2} \tag{4I}$$

Краевой эффект, как и в случае слабо поглощающей пластины, состоит из переходного излучения и интерференционного члена, соответствующих первым двум слагаемым формулы (38). Когда бы-

полнено условие (22), или другими словами, в "дограничной" области частот (имеет место неравенство, обратное (25)),первое слагаемое (38) много больше второго и краевой эффект совпадает с обычным переходным излучением, образуемым заряженной частией, вылетающей из полубесконечной поглощающей среды в вакуум (см. [I6]).

Сравним интенсивности переходного и тормозного излучений в рассматриваемом случае. Отношение этих интенсивностей можно оценить как

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пер} \Big/ \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{торм} \sim \frac{\mu c |g|^2}{4 g' q} . \qquad (42)$$

Условие $|S_2| \gg 1$ можно записать также в виде

$$4q \ll \omega |g|^2 . \qquad (43)$$

Отсюда видно, что отношение (42) много больше единицы, если $\mu c/\omega$ больше или порядка g' . Это отношение велико также, если имеет место более жесткое, чем (43), условие (именно этот случай был рассмотрен в [II])

$$4q \ll (\mu c)^2/\omega \quad \text{или} \quad \mu^2 z_{торм} \ll 1 . \qquad (44).$$

Если же $\mu c/\omega \ll g'$ (например, в рентгеновской области частот) и имеет место неравенство (43), то интенсивности переходного и тормозного излучений могут быть сравнимы.

В "заграничной" области частот (25) переходное излучение мало и необходимо учесть интерференционный член. Тогда

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \frac{e^2\gamma^4}{6\pi c}\left\{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4 + \left(\frac{\mu c}{\omega}\right)^2 + \frac{28}{5}\cdot\frac{\mu c}{\omega}\left(\frac{4q_0}{\omega}\right) + \frac{256}{35}\left(\frac{4q_0}{\omega}\right)^2\right\}. \quad (45)$$

Сравнивая (45) с (4I) можно убедиться, что краевой эффект в этой области частот мал по сравнению с тормозным излучением. Однако, в отличие от случая слабо поглощающей пластины, краевой эффект теперь всегда является положительным.

б) Пусть теперь $|S_2| << 1$.

В этом случае интерференционный член (второе слагаемое в (38)) не мал. После соответствующего разложения получим

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ} = \frac{e^2}{\pi c}\left\{\ln\frac{1}{|S_1 S_2|} - 1 - 2C - Re\left(\frac{S_2}{h}\ln\frac{S_2+h}{S_2}\right)\right\}, \quad (46)$$

$$\frac{1}{\mu z_{торм}}\left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle = \frac{2e^2}{\mu\pi c^2}\sqrt{\omega q} \quad . \quad (47)$$

Сравним эти два выражения. Отношение краевого эффекта (46) к тормозному излучению (47) имеет значение порядка $\mu c/\sqrt{\omega q}$. Как следует из условия $|S_2| << 1$, указанное отношение мало.

Вопросу тормозного излучения в среде посвящено много работ (см.обзор [20] и приведенную в нем библиографию).

В указанном обзоре [20] отмечено, что решение задачи будет строгим, если рассмотреть образование излучения быстрым зарядом в пластине вещества конечной толщины с учетом поглощающей способности вещества пластины, что и было сделано в [I2] и проанализировано выше.

4. Краевой эффект в произвольной пластине

В предыдущих двух разделах мы показали, что как в слабо, так и в сильно поглощающих пластинах, можно из полного излучения разумным образом выделить тормозное излучение. Только, если в слабо поглощающей пластине оно было пропорционально толщине всей пластины (см. формулу (II)), то в сильно поглощающей пластине оно пропорционально длине поглощения μ^{-1} (см. формулу (39)).

Для пластины произвольной толщины естественно ввести понятие "эффективной толщины" пластины

$$a_{эфф} = \frac{1 - \exp(-\mu a)}{\mu}$$

и считать, что тормозное излучение пропорционально $a_{эфф}$:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{торм} = \frac{a_{эфф}}{Z_{торм}} \left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle = \frac{1-\exp(-\mu a)}{\mu Z_{торм}} \left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle, \quad (48)$$

где величина $\langle dW_м(\omega)/d\omega \rangle$ определяется из (39).

В предельных случаях больших и малых значений μa величина $a_{эфф}$ переходит соответственно в μ^{-1} и a, и формула (48) переходит в (39) и (II).

Разность между полным (8) и тормозным (48) излучениями будем называть краевым эффектом [13] (ж)

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кр} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол} - \frac{1-\exp(-\mu a)}{\mu Z_{торм}} \left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle . \quad (49)$$

(ж) Такое определение является в известном смысле условным. Но мы будем им пользоваться из-за удобства и возможности естественным образом обобщить его на случай стопки.

Важно заметить, что когда толщина пластины a много больше одной из зон формирования тормозного или переходного излучений, т.е.

$$a \gg \min\left\{z_{торм}, z_{пер.п}\right\}, \qquad (50)$$

краевой эффект становится независящим от a. Не зависит от a также и величина $\langle dW_M(\omega)/d\omega \rangle$.

Отсюда следует, что для экспериментального выделения краевого эффекта из полного излучения необходимо, вообще говоря, сделать три измерения. Два измерения необходимо сделать на пластине при толщинах a_1 и a_2, удовлетворяющих (50), для нахождения (из формулы (49)) $\langle dW_M(\omega)/d\omega \rangle$, а третье измерение - на данной пластине.

Таким образом, многократное рассеяние заряженной частицы в поглощающей пластине приводит к тому, что I) появляется тормозное излучение (48), пропорциональное "эффективной толщине" пластины и 2) вместо обычного переходного излучения следует говорить о краевом эффекте (49). В основе краевого эффекта лежат как переходный, так и тормозной механизмы образования излучения. Причем каждый из этих механизмов характеризуется соответствующей зоной формирования. Доминирует, естественно, более быстрый механизм, т.е. имеющий более короткую зону формирования. Однако, необходимо иметь также в виду, что переходное излучение образуется с достаточной интенсивностью только при наличии еще двух дополнительных условий (2I) и (22).

На рис.4 приведены зависимости зон формирования от частоты для различных значений γ. В качестве вещества взят свинец, а быстрой заряженной частицей является электрон. Сплошные кри-

вые соответствуют $z_{пер.\,п}$, штриховые – $z_{торм.}$. Для сравнения приведены также значения зоны формирования переходного излучения в непоглощающем веществе $z_{пер} = 2c/(\omega g')$ (точечные кривые).

На рис.5 схематически показаны разные области значений γ и ω , в которых выполнены разные условия.

В области A выполнены условия (I8) и (22). В ней тормозное излучение определяется формулой

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{торм} = \frac{8e^2 q g'}{3\pi c^2 |g|^2} \cdot \frac{1-\exp(-\mu a)}{\mu} , \qquad (5I)$$

(ср.(29) и (4I)), а краевой эффект практически совпадает с обычным переходным излучением, если пластина не слишком тонкая, иначе краевой эффект определяется формулой (28).

В областях AB и B выполнено условие (33). Тормозное излучение определяется формулой

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{торм} = \frac{2e^2}{\pi c^2} \cdot \sqrt{\omega q} \cdot \frac{1-\exp(-\mu a)}{\mu} \qquad (52)$$

(ср.(47)), а краевой эффект – (34),(36) или (46). Штриховая кривая определяет граничную частоту с учетом поглощающей способности среды $\omega'_{гр} = \mu c \gamma^2$ (см. [I6]), т.е. частотный спектр обычного переходного излучения, вообще говоря, простирается и на область AB. Краевой эффект в этой области порядка или больше переходного излучения, а в области B – значительно больше. Другими словами, в областях B и AB имеет место своеобразное обогащение спектра.

В области C выполнены условия (I8) и (24). В этом случае краевой эффект мал (по сравнению , например, с краевым эффек-

том в области A при том же значении γ, но на меньшей частоте). Что касается тормозного излучения, то в достаточно толстой пластине ($a \gtrsim z_{торм}$ или μ^{-1}) оно много больше краевого эффекта. В тонкой же пластине, когда выполнены условия (9), (23) и (26), оно вместе с краевым эффектом определяется формулой Бете-Гайтлера (30).

Наконец, в области D из-за закона сохранения энергии никакое излучение невозможно.

5. Стопка пластин [13]

Интенсивность полного излучения, испускаемого из стопки пластин с учетом многократного рассеяния заряда в пластинах, в принципе можно вычислить аналогично тому, как было сделано для одной пластины. В общем случае получается довольно громоздкая формула из-за интерференции между пластинами стопки. Однако, формула становится вполне обозримой в двух весьма важных частных случаях.

а. Большие расстояния между пластинами

Когда расстояние b между пластинами много больше зоны формирования переходного излучения в вакууме

$$b \gg z_{вак}\,, \tag{53}$$

интерференция между пластинами становится несущественной. Оказывается, в этом случае частотный спектр полного излучения стопки после усреднения по небольшому интервалу частот пропорционален аналогичной величине для одной пластины этой стопки:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол}_{N,a} = N_{эфф} \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол}_{1,a}\,, \tag{54}$$

где N и a – число пластин и толщина каждой пластины в стопке а

$$N_{эфф} = \frac{1 - exp(-N\mu a)}{1 - exp(-\mu a)} \qquad (55)$$

– эффективное число пластин в стопке.

б. Приближение ближайших соседей

Когда толщина пластины стопки a больше или, по крайней мере, порядка $z_{торм}$ или μ^{-1}, в качестве первого приближения можно не учитывать всех интерференционных членов, а ограничиться только учетом интерференций между рядом стоящими пластинами, или "ближайшими соседями". Соответствующая формула для частотного спектра полного излучения дана в [13].

В случае, когда толщина пластины a близка к $z_{торм}$ или μ^{-1}, или, тем более, меньше, приближение ближайших соседей может стать неудовлетворительным. Для его улучшения необходимо учесть интерференцию между все более дальними соседями. В результате мы получим некоторый ряд, параметром разложения которого служит величина порядка $exp(-\varkappa_a)$ или $exp(-\mu a)$. Поскольку величина $\varkappa_a$ имеет положительную действительную часть, а μa и вовсе положительная, то этот ряд сходится весьма быстро, начиная с членов, содержащих $m|\varkappa_a|$ (или $m\mu a$) ~ 1. Физически это означает, что при наличии многократного рассеяния фазы волн расстраиваются, а при наличии поглощения амплитуды волн уменьшаются, и поэтому интерференция между волнами, возникающими в достаточно отдаленных участках траектории заряда, становится несущественной.

Краевой эффект в стопке можно определить аналогично (49)

с заменой a на N_a во втором слагаемом, или, что то же, с дополнительными множителями $N_{эфф}$ в этом слагаемом:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ}_{N,a} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{пол}_{N,a} - \frac{N_{эфф}\, a_{эфф}}{Z_{торм}} \left\langle \frac{dW_м(\omega)}{d\omega} \right\rangle . \quad (56)$$

При больших вакуумных отсеках (53), как уже говорилось, происходит сложение интенсивностей полных излучений с учетом их поглощения в последующих пластинах. Из (54) и определения краевого эффекта (56) видно, что при этом происходит также сложение краевых эффектов:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ}_{N,a} = N_{эфф} \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle^{кэ}_{1,a} . \qquad (\text{при } \beta \gg Z_{вак})$$

В эксперименте наблюдаемой величиной является интенсивность полного излучения, испущенного из пластины или стопки. Согласно определению краевого эффекта (56) или (49), для экспериментального выделения краевого эффекта из полного излучения необходимо найти еще величину $Z^{-1}_{торм} \langle dW_м(\omega)/d\omega \rangle$ при помощи дополнительных измерений. В [13] показано, что в общем случае число таких дополнительных измерений равно двум.

6. Модель однородно распределенных ядер

Ранее в литературе влияние многократного рассеяния на образование излучения в непоглощающей периодической среде рассматривалось в модели, где периодической неоднородностью обладает лишь электронная плотность, а рассеивающие ядра считаются однородно распределенными по всей среде [14] . Последнее допущение не выполняется, когда в качестве среды используются стоп-

ки пластин. Поэтому важно выяснить, насколько модель однородно распределенных ядер [I4] описывает реальные слоистые среды. При этом речь идет о сравнении величин краевого эффекта (разность полного и тормозного излучений), вычисленных в модели [I4] и в нашем подходе [I3], исходящем из реального распределения ядер, отличного от нуля только в пределах пластин.

Такое сравнение было проведено для стопки с большими расстояниями между пластинами (условие (53)). Можно показать [I3], что в этой области значений ω и γ, где переходное излучение является главным в краевом эффекте (область A на рис.5), результаты обоих подходов в основном совпадают (небольшое различие имеется в степени сглаживания максимумов и минимумов в частотном спектре). Однако в той области значений ω и γ, где велик интерференционный член в краевом эффекте (области B и AB на рис.5), или, другими словами, имеется "обогащение" спектра, модель однородно распределенных ядер дает значительно меньший результат. Физически это связано со следующим обстоятельством. "Обогащение" спектра обусловлено тем, что заряд рассеивается по-разному внутри и вне пластин, но это не описывается в модели однородно распределенных ядер (см.рис.6). В области C рис.5 два подхода также дают разные результаты. Однако там главным является тормозное излучение, по определению одинаковое в обоих подходах, и краевые эффекты представляют несколько меньший интерес.

Для иллюстрации на рис.7 приведены спектры краевого эффекта, вычисленные в двух подходах. В случае легкого вещества (майлара) приведенные кривые практически совпадают (ср., однако, [2I]). В случае же тяжелого вещества (вольфрама) при $\gamma \geq 10^4$

и больших частотах $\omega > 200$ кэв разница между двумя теориями становится все более значительной.

Автор искренне благодарен Г.М.Гарибяну за постоянное внимание к работе и плодотворные обсуждения, а также В.А.Джрбашяну за полезную дискуссию.

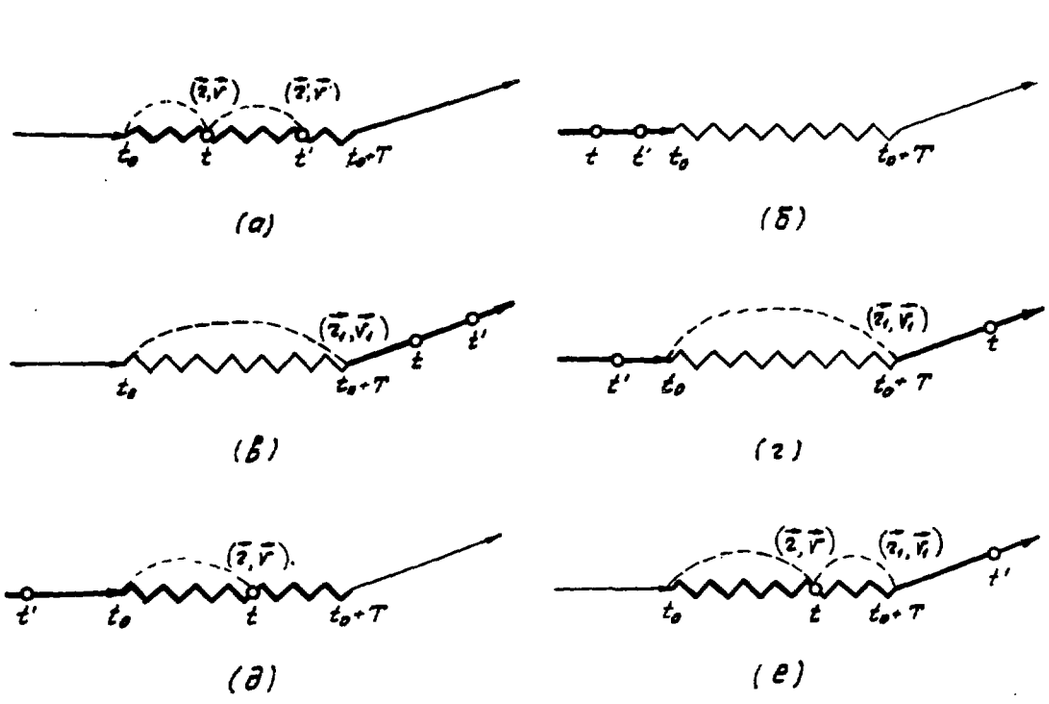


Рис.I Диаграммы, соответствующие разным членам формулы для излучения, возникающего при прохождении заряда через пластину. Прямые линии соответствуют движению частицы в вакууме, зигзагообразные – в пластине при наличии многократного рассеяния. Жирные части диаграмм указывают на области интегрирования по моментам времени, отмеченным кружками. Штриховые линии соответствуют относительным вероятностям с интегрированием по аргументам, указанным у их правых концов. Диаграмма а соответствует формуле (3), диаграммы б, в, г, д и е – членам формулы (4).

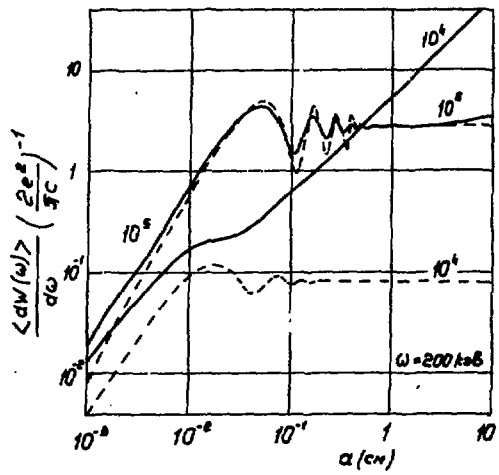


Рис.2 Зависимость интенсивности излучения при частоте ω = 200 кэв от толщины пластины α. Сплошные кривые соответствуют полному излучению (формула (8)). Штриховые кривые - обычному переходному излучению без учета влияния многократного рассеяния. Цифры на кривых указывают на значения лоренц-фактора пролетающего через пластину быстрого электрона.

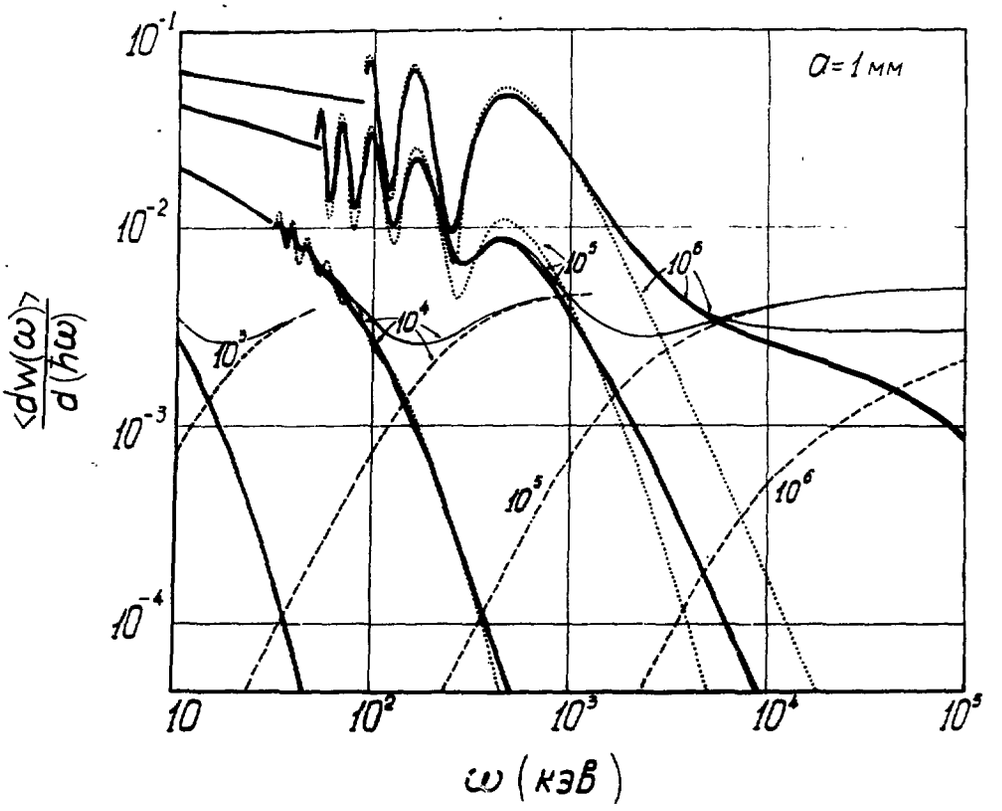


Рис.3 Частотные спектры излучений, возникающих в майларовой пластине толщиной I мм. Тонкие сплошные кривые – полное излучение, вычисленное по формуле (8); жирные штриховые кривые – тормозное излучение с I мм пути в бесконечной среде; жирные сплошные кривые – разность этих величин, т.е. краевой эффект в пластине; точечные кривые – обычное переходное излучение в пластине. При достаточно малых частотах, ввиду сильных осцилляций кривых, на рисунке приведены лишь усредненные частотные спектры. Цифры на кривых указывают на γ -фактор заряда.

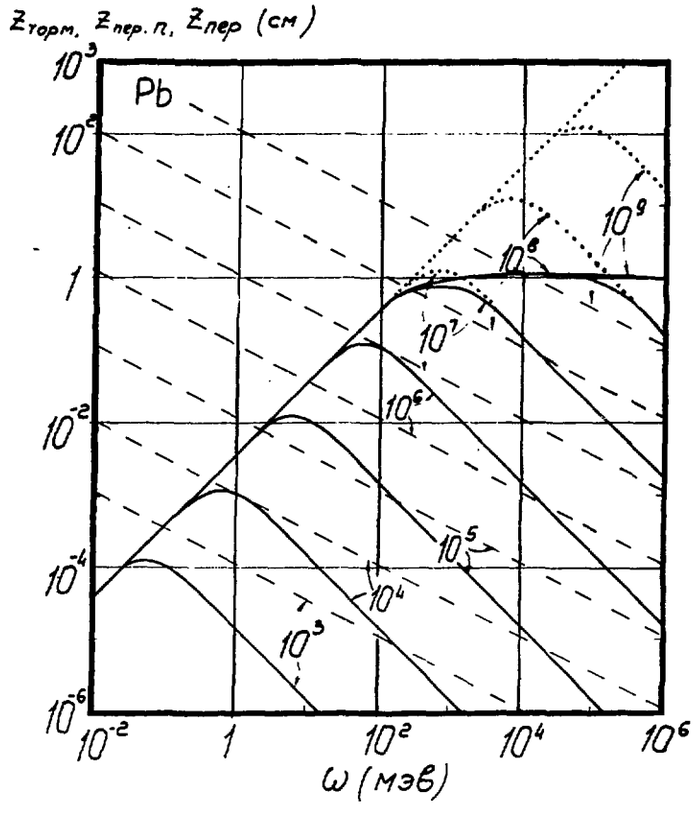


Рис.4 Зависимость зон формирования переходного ($Z_{пер.п}$ сплошные кривые) и тормозного ($Z_{торм}$ штриховые кривые) излучений от частоты ω для свинца. Точечные кривые соответствуют зоне формирования переходного излучения без учета поглощающей способности вещества $Z_{пер}$. Цифры на кривых указывают на значения γ -фактора электрона.

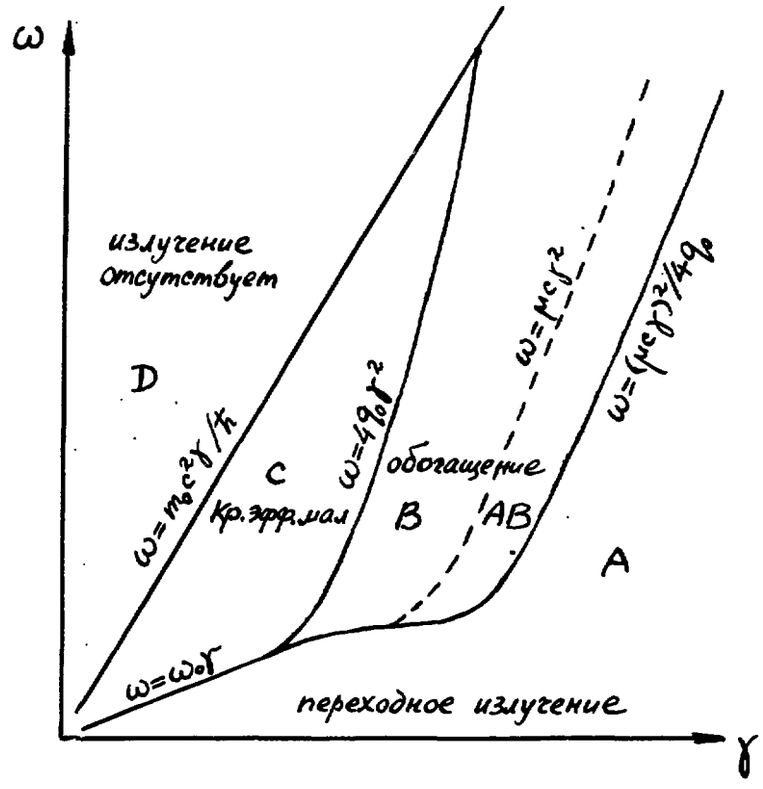


Рис.5 Разные области значений γ и ω, где выполнены следующие условия: (A) — $z_{торм} \gg z_{пер.п}$, $z_{бак} \sim z_{пер.п}$,
(AB) — $z_{бак} - z_{пер.п} \sim z_{пер.п}$, $z_{пер.п} \gg z_{торм}$,
(B) — $z_{бак} \approx z_{пер.п} \gg z_{торм}$,
(C) — $z_{торм} \gg z_{бак} \approx z_{пер.п}$,
(D) — $E > \hbar\omega$.

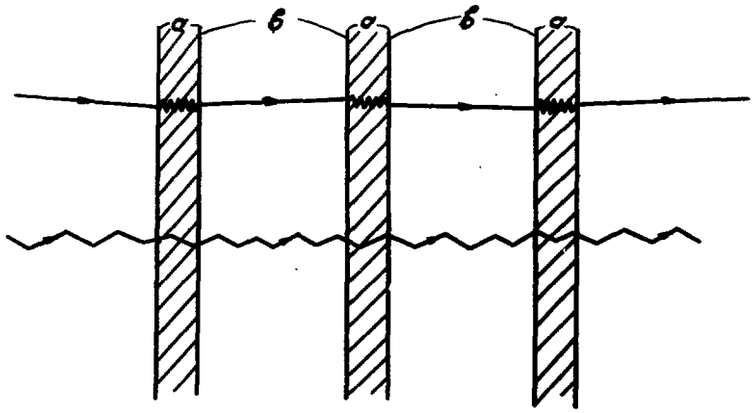


Рис.6 Траектории заряженной частицы, проходящей через стопку пластин (верхняя кривая) и в модели однородно распределенных ядер (нижняя кривая). Суммарная рассеивающая способность, приходящаяся на один период $(a+b)$, в обоих случаях одна и та же.

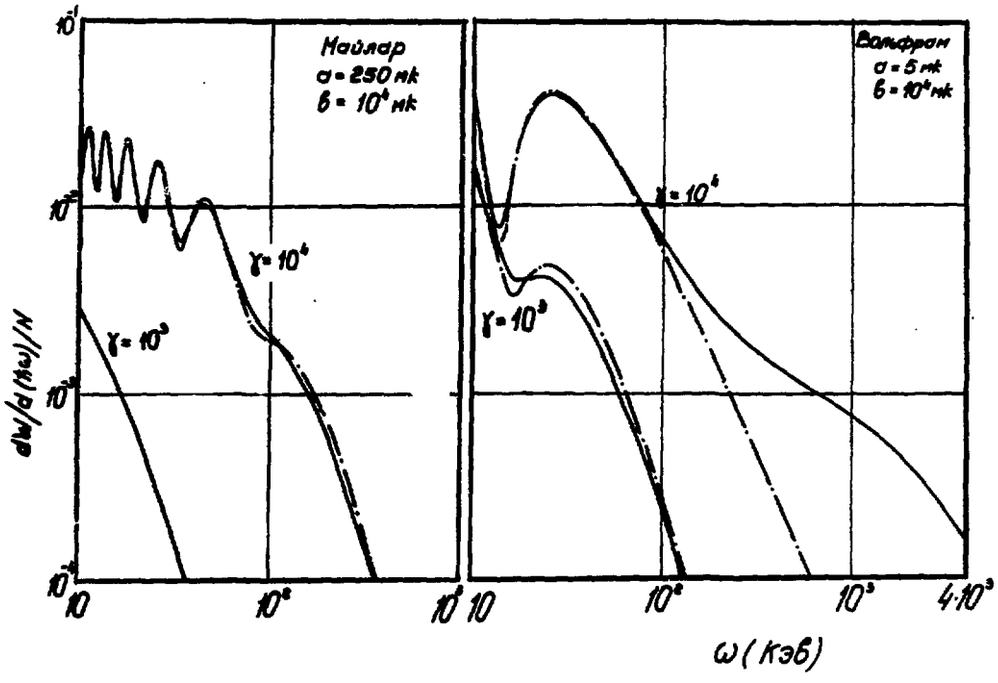


Рис.7 Частотные спектры краевого эффекта в стопке майларовых (ω_0 = 24,4 эв, L = 28,7 см) и вольфрамовых (ω_0 = 80,3эв L = 0,35 см) пластин. Сплошные кривые вычислены согласно (I4) и (8). Штрих-пунктирные кривые вычислены согласно модели однородно распределенных ядер (стр. 368 работы [I4 б]). При $\gamma = I0^3$ в случае майлара обе кривые совпадают. Для всех случаев спектр обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния) совпадает с соответствующими штрих-пунктирными кривыми с точностью до нескольких процентов.

ЛИТЕРАТУРА

I Г.М.Гарибян,И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 37,I828,I959.

2 В.Е.Пафомов. ДАН СССР, I33,I3I5, I960.

3 И.И.Гольдман. ЖЭТФ, 38, I866, I960.

4 Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 39, 332, I960.

5 Ф.Ф.Терновский. ЖЭТФ, 39, I7I, I960.

6 В.Е.Пафомов. ЖЭТФ, 47, 530, I964.

7 А.Б.Мигдал. ДАН СССР, 96, 49, I954.

8 В.Е.Пафомов. ЖЭТФ, 49, I222, I965.

9 Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 70, I627, I976.

I0 В.Е.Пафомов. ЖЭТФ, 52, 208, I976.

II В.Г.Барышевский, Нго Дань Ньан. ЯФ, 20, I2I9, I974.

I2 Л.А.Варданян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР,Физика, II, 329, I976.

I3 Г.М.Гарибян, Ян Ши. Изв.АН Арм.ССР, Физика, I2, I05, I977.

I4 М.Л.Тер-Микаелян а) Письма в ЖЭТФ, 8, I00,I968;
б) "Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях". Изд. АН Арм.ССР,Ереван,I969.

I5 И.С.Градштейн, И.М.Рыжик "Таблицы интегралов, сумм,рядов и произведений". М.,I97I.
Н.Н.Лебедев,"Специальные функции и их применение",М-Л,I963.

I6 Г.М.Гарибян, Ян Ши. Письма в ЖЭТФ, 24, 269,I976.

I7 А.Л.Авакян, Ян Ши. Труды Симпозиума по переходному излучению,I977.

I8 В.А.Джрбашян. Изв. АН Арм.ССР, I0, 427,I975; Труды Симпозиума, I977.

I9 М.Л.Тер-Микаелян. ДАН СССР, 94, I033,I954.

20 М.И.Рязанов. УФН, II4, 393, I974.

2I Ф.Р.Арутюнян, А.А.Назарян, А.А.Франгян. ЖЭТФ, 62,2044, I972.

ULTRARELATIVISTIC CHARGE RADIATION TAKING INTO ACCOUNT THE MULTIPLE SCATTERING

C. YANG

Yerevan Physics Institute,Armenia,USSR

Abstract

It's given short review of theoretical investigations of the properties of the radiation in X-ray and higher frequency region produced by a ultrarelativistic charged particle pas - sing through a plate and a stack of plates taking into account the multiple scattering and absorption ability of the plate matter. The formulae for the frequency angular and frequency distributions of the total radiation in the cases of a plate and a stack of plates with large distances between the plates as well as for a stack with sufficiently thick plates are gi- ven. The method of calculation of the radiation distributions in the general case of an arbitrary stack is pointed out. A detailed analysis of the frequency distribution of the total radiation, consisting of bremsstrahlung and edge effect is carried out. The problem of experimental separation of the edge effect from the total radiation is discussed.

THE SPECTRUM AND ENERGY DEPENDENCE OF X-RAY TRANSITION RADIATION*

Dietrich Müller and Michael L. Cherry
Enrico Fermi Institute, University of Chicago
Chicago, Illinois 60637 USA

Abstract

We present and discuss recent measurements of the frequency spectrum of transition radiation produced by 5 to 9 GeV electrons. X-rays generated in radiators consisting of multiple polypropylene foils or of plastic foam were detected either with a single crystal Bragg spectrometer or with an NaI scintillator. The results of this experiment are in precise agreement with the predictions of the theory of transition radiation. In particular, the pronounced modulation of the spectrum due to interference effects, the hardening of the radiation with increasing foil thickness, and the saturation at high electron energies were observed in detail. We shall also discuss the results of measurements of the total transition radiation yield at Fermilab with electron energies up to 300 GeV. Finally, we will draw some conclusions regarding the design of transition radiation detectors that can be used for energy measurements over the range $\gamma = E/mc^2 = 300$ to 10^5.

*Supported, in part, by NASA grants NGL 14-001-005 and NGL 14-001-258

1. Introduction. The successful application of transition radiation detectors in high energy physics and cosmic ray instrumentation depends crucially on a properly optimized design of radiators and detectors, which depends in turn on an understanding of the detailed theoretical predictions. The theory of transition radiation[1-3] describes the characteristic features of the radiation process -- in particular, the frequency spectrum of x-ray transition radiation and the dependence of the radiation yield on the particle energy, both of which are of prime importance for practical applications. In order to test these predictions, we have performed a precise measurement of the frequency spectrum, and we have investigated the characteristic dependence of the spectrum on the radiator dimensions. We have also measured the total radiation yield of transition radiation with various radiators, over a very wide energy range, up to Lorentz factors $\gamma = E/mc^2 \approx 10^6$. We shall present the results from these experiments, and we shall discuss the use of transition radiation detectors for energy measurements over the range $300 \lesssim \gamma \lesssim 10^5$.

2. Characteristic Features of Transition Radiation. We consider highly relativistic particles ($\gamma \gg 1$) traversing a radiator of N parallel foils of thickness l_1 separated by distances l_2 in a gas. Our notation is as follows: ω = x-ray frequency; ω_1, ω_2 = plasma frequencies of foils and gas; σ_1, σ_2 = x-ray absorption cross-sections in foils and gas; Z = charge of the particle. We make three assumptions which are valid in most practical cases:

$$l_2 \gg l_1 , \quad l_1\omega_1^2 \gg l_2\omega_2^2 , \quad \omega \gg \omega_1 \gg \omega_2 .$$

Then we can summarize the essential theoretical predictions in the following simple statements:
(1) Radiation of significant intensity is confined to frequencies below a "cut-off" frequency $\gamma\omega_1$; i.e. $\omega < \gamma\omega_1$. The frequency spectrum of the emitted radiation exhibits pronounced oscillations due to interference of the radiation at the various interfaces. At sufficiently high particle energies (i.e. close to γ_s or higher; see (2) below), most of the radiation appears around the last maximum in the spectrum, near $\omega_{max} = l_1\omega_1^2/2\pi c$.[4] (This assumes that the radiator is transparent to x-rays with frequencies around ω_{max}). Note that ω_{max} increases linearly with the foil thickness l_1 and is proportional to the matter density (in g/cm^2) of the foils.

(2) The total emitted radiation intensity increases with the particle Lorentz factor γ until saturation sets in near $\gamma_s = 0.6\,\omega_1\sqrt{l_1 l_2}/c$ [5]. Somewhat different approximations for the saturation energy have been used in previous publications[4,6]. For plastic foil radiators, and for energies below γ_s, the total energy radiated can be approximated as[3]

$$I(eV) \approx 0.1\,\gamma Z^2\,\frac{1-e^{-N(\sigma_1 l_1+\sigma_2 l_2)}}{\sigma_1 l_1+\sigma_2 l_2}$$

where the cross-sections $\sigma_1(\omega), \sigma_2(\omega)$ are evaluated at $\omega = \omega_{max}$.

3. Measurements of the Frequency Spectrum. We now describe an experiment that was designed to measure the oscillations in the frequency spectrum (which had previously been observed by Fabjan and Struczinsky[7]) with high precision, and to study their dependence on the thickness l_1 of the radiator foils. These measurements were performed with electrons of energy 5 to 9 GeV at the Cornell Synchrotron. Preliminary results have been reported in a recent publication[8].

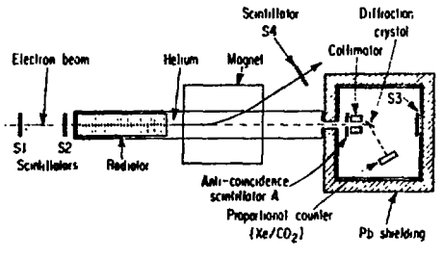


FIGURE 1 - Experimental setup.

Figure 1 shows the experimental arrangement. The electron beam, after passing through the radiator, was deflected with a magnet. The x-rays were analyzed with a Bragg spectrometer, using LiF or PET crystals and covering the energy range 4-30 keV. The reflected x-rays were detected with a xenon proportional counter, the signal of which was pulse height analyzed. This arrangement has an important advantage over other experiments[7] that employ a solid state x-ray detector directly in the particle beam; namely, it avoids pile-up effects, i.e. the possibility of several simultaneous x-rays, generated by the same particle, being mistaken as a single photon of much higher energy. The response of the spectrometer has been calibrated in the laboratory with x-ray machines over the entire frequency range of concern[5]. We used radiators of plastic foils or foam with total lengths typical of practical applications. The whole apparatus was kept in a helium-filled enclosure in order to minimize x-ray absorption. Great care was taken to insure proper alignment of the spectrometer, and to shield the detector against background.

Figure 2 shows an example of raw data. We plot the pulse height distribution measured with the proportional counter with the crystal set for an x-ray energy of 9.1 keV. The sharp peak due to x-rays is excellently resolved from background, and even a small second order scattering peak is visible. The background distribution was obtained by replacing the radiator with a solid piece of polyethylene.

The results of our measurements are shown in Figure 3 where we plot the measured x-ray intensities, normalized as photons per interface and incident electron. Results for three foil radiators are shown (polypropylene with thicknesses ℓ_1 = 82, 50, and 16 μm; spacing ℓ_2 = 1.4 mm in all cases). The smooth curves are the expected spectra calculated[5] on the basis of the theory[1,2], and taking into account the effects of the angular distribution of the incident electrons and of the emitted radiation. Aside from an overall normalization factor of 0.8 (the measured intensities are ~20% lower than the calculated spectra), we find excellent agreement between the measured and predicted behavior. The maxima and minima of the interference pattern are well resolved and appear exactly at the predicted frequencies. The hardening of the spectrum with increasing foil thickness can be clearly observed. For the 82 and 50 μm radiators,

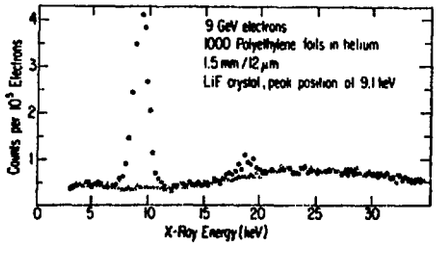


FIGURE 2 - Measured pulse height distributions in the proportional counter. Solid points show transition radiation from 1000 CH_2 foils; open symbols are obtained with background radiator.

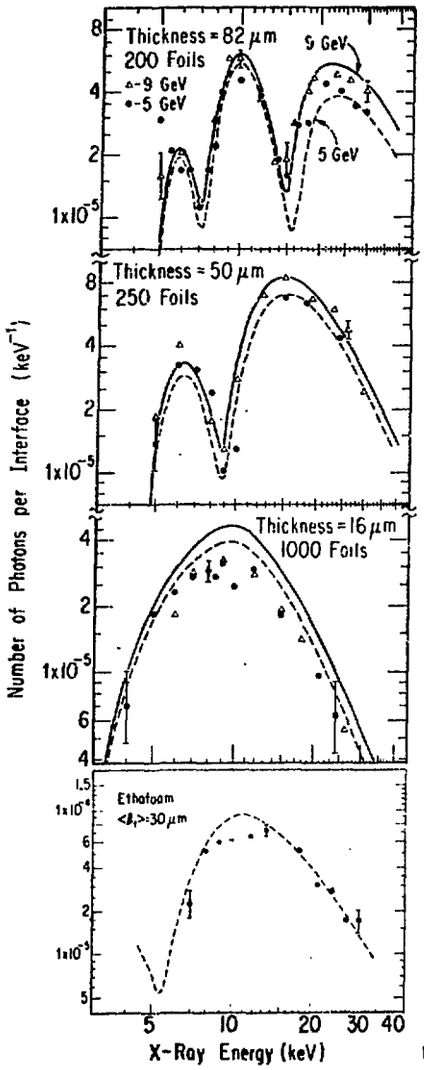


FIGURE 3 - Frequency spectra of transition radiation emerging from three foil radiators and a foam radiator, measured with crystal spectrometer.

most of the intensity appears at the last spectral maximum, slightly below the frequency ω_{max} ($\hbar\omega_{max}$ = 29 and 18 keV, respectively). For the 16 μm radiator, the low frequency oscillations are obscured by absorption. Saturation is predicted at electron energies between 5 and 11 GeV. As expected, our measured spectra for 5 and 9 GeV are nearly identical; only a small energy dependence may be noticeable for the thicker radiators near ω_{max}.

Also in Figure 3 we show a spectrum measured with a 30 cm long Ethafoam radiator. Ethafoam is a fairly regular closed-cell foam composed of polyethylene and air. A previous accelerator test[9] has shown, in agreement with the predictions of Garibian et al.[10], that the total yield from an Ethafoam radiator with average cell wall thickness $\langle l_1 \rangle$ and average cell wall diameter $\langle l_2 \rangle$ is nearly the same as the total yield from a plastic foil radiator with the same l_1, l_2, and total length. The curve in Figure 3d is calculated for an equivalent CH_2/air foil radiator with l_1 = 30 μm, l_2 = 1 mm, and N = 300. The peak at ω_{max} is clearly visible, and the frequency spectrum of the foam radiator is well fitted by the spectrum of the corresponding foil radiator.

We have also studied the behavior of a radiator that consists of 100 very thick (l_1 = 244 μm) and widely spaced (l_2 = 1.5 cm air) polypropylene foils. In this case, we expect a considerable hardening of the spectrum (ω_{max} = 86 keV), and saturation at much higher energies ($\gamma_s = 1.3 \times 10^5$). In order to measure the spectrum at frequencies up to 100 keV, we replaced the Bragg spectrometer with a thin NaI scintillator (thickness 0.37 mm) directly in the x-ray beam. This detector was 26% efficient at 86 keV, and it was calibrated over the range 6 - 122 keV. The measured pulse height distribution is shown in Figure 4. The smooth curve is the result of a Monte Carlo calculation taking into account the distribution of the transition radiation over frequency and angle, the effect of multiple-photon pile-up, background, escape of fluorescence photons and photoelectrons, and fluctuations due to the finite detector resolution. The

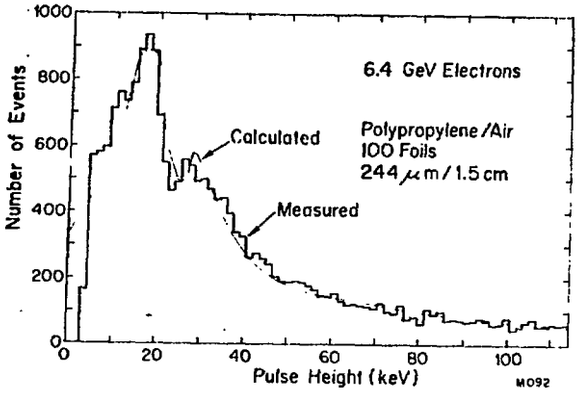


FIGURE 4 - Frequency spectrum measured with NaI scintillator.

measured and calculated distributions agree very well. We notice two maxima in the spectrum at 27 keV and 17 keV. No peak at ω_{max} = 86 keV is noticeable. This result is not surprising: The electron energy (6.4 GeV, $\gamma = 1.25 \times 10^4$) in this experiment is significantly lower than γ_s, and the peak at ω_{max} is not expected to appear unless γ approaches γ_s.

4. Energy Dependence of the Total Radiation Yield. The energy dependence of the total radiation yield is the feature that is most important when transition radiation detectors are to be used as discriminators between particles of different Lorentz factors, or, more challenging, as devices to measure the Lorentz factor of a particle. By choosing the proper radiator dimensions, one can design a radiator with a particular value of γ_s. The γ_s values of the radiators in Figure 3 are of the order $\gamma_s \approx 10^4$, while the radiator of Figure 4, with rather large values of ℓ_1 and ℓ_2, has $\gamma_s = 1.3 \times 10^5$. We have measured the energy dependence of the radiation yield from this last radiator (with N = 200 foils, ℓ_1 = 244 μm CH_2, ℓ_2 = 1.5 cm air) at Fermilab with electrons of 5 to 30 GeV. As a detector, we have used the same NaI scintillator described above. However, in this experiment, the electrons could not be deflected from the detector, and the measured pulse height distributions had contributions due to both the ionization signal of the particle and the superimposed x-rays. Background tests were performed with an equivalent solid block of polyethylene replacing the radiator; the average x-ray yield was obtained by subtraction. It is plotted versus the incident electron energy in Figure 5. The measured transition radiation yields increase with increasing electron energy up to at least 30 GeV, the highest energy available in this experiment. They agree fairly well with the theoretically predicted values, shown as the curve in Figure 5. We conclude that by increasing the radiator dimensions, it is possible to shift the saturation energy. Such a radiator, which shows an energy-dependent x-ray yield at rather high particle energies, might be useful in order to observe particles with very large γ-values (e.g., energetic cosmic ray muons with γ up to 10^5). The required length of the radiator, however, may impose practical limitations.

More common for practical applications are radiators similar to those used in Figure 3, with saturation energies of about $\gamma_s \approx 10^4$. For instance, we have flown a balloon-borne cosmic ray electron detector[11,12] with 15 cm thick polyethylene foam radiators (the same material as used for the spectral measurement in Figure 3d) followed by 2 cm thick Xe/CO_2 proportional chambers. We have recently calibrated this cosmic ray detector at Fermilab with protons, pions and electrons over the energy range 5 to 300 GeV. The results of this calibration constitute a measurement of the γ-dependence of the measured signals over the range $6 < \gamma < 6 \times 10^5$. This is summarized in Figure 6, where we plot the average pulse height,

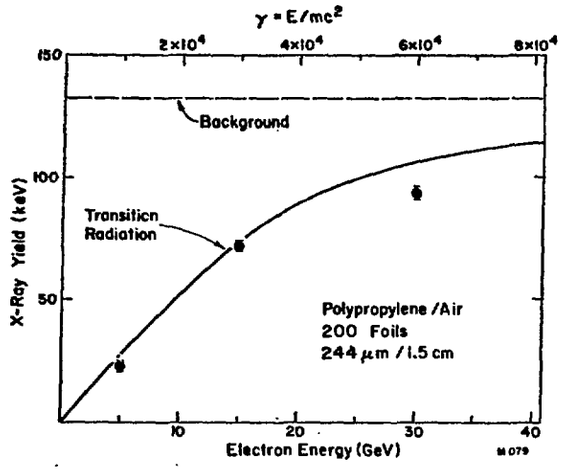


FIGURE 5 - Energy dependence of transition radiation from radiator designed to saturate at $\gamma_s \approx 10^5$.

measured with the proportional chamber, as a function of γ. The signals are shown in arbitrary units, normalized to the signal of 50 GeV pions and assuming that the ionization signal is in saturation for $\gamma > 300$. We notice that at $\gamma \lesssim 10^3$, the signals follow the well-known behavior of the ionization energy loss, while the increase at higher γ-values is due to transition radiation. In the region $10^4 < \gamma < 10^6$ no significant energy dependence of the transition radiation signal can be observed: the radiation yield saturates as expected, and remains constant up to energies two orders of magnitude above saturation. For the highest energy pion data point (300 GeV, $\gamma = 2150$) we also observe a small but significant transition radiation signal.

A further important application of transition radiation detectors is in the low energy range, $\gamma < 1000$. Detectors in this regime could be useful for the identification of hadrons at accelerator energies, and for the measurement of the composition and energy spectra of cosmic ray nuclei above a few hundred GeV/nucleon. At such low values, the emitted x-rays will be fairly soft: for instance, with polyethylene $\hbar\omega_1 = 6$ keV for $\gamma = 300$. If a plastic foil radiator is to be used, the foils must be thin in order to avoid reabsorption of the x-rays. It has been shown by Camps et al.[13] that a radiator of thin foils does indeed generate measurable transition radiation signals for electrons with $\gamma \geq 400$. We have therefore performed a series of Monte Carlo calculations in order to optimize the design of such a detector, with the main goal of constructing a detector for cosmic ray nuclei with $\gamma \geq 300$. We find that a rather good response can be expected with a sandwich of 5 radiator-detector pairs, containing a total of 11000 polyethylene foils in helium (thickness $\ell_1 = 4\,\mu$m and spacing $\ell_2 = 75\,\mu$m) and 5 xenon proportional chambers, each 0.5 cm thick (STP). The practical construction of such a detector is technically

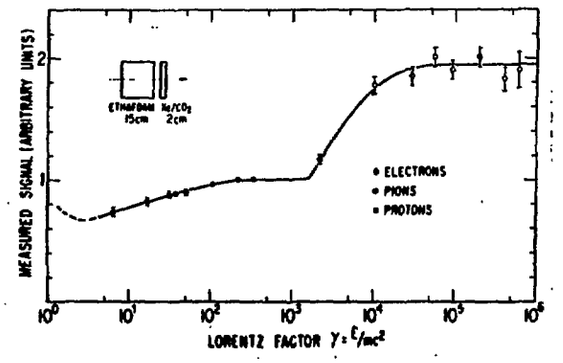


FIGURE 6 - Energy dependence of ionization and transition radiation signals in cosmic ray electron detector with 15 cm foam and 2 cm xenon detector. ($\gamma_s \approx 10^4$)

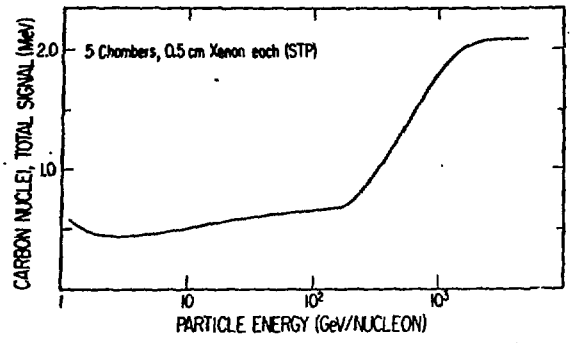


FIGURE 7 - Calculated energy dependence of ionization and transition radiation in cosmic ray nuclei experiment designed with $\gamma_S \approx 10^3$.

feasible. In Figure 7 we show the calculated energy response for cosmic ray carbon nuclei (Z = 6). The onset of transition radiation appears at $\gamma \approx 300$, and saturation is reached around $\gamma \approx 2000$.

The Z^2 dependence of the transition radiation signal leads to a considerable improvement in resolution for $Z > 1$ nuclei as compared to singly charged particles. The expected pulse height distributions shown in Figure 8 for protons (Z = 1), carbon (Z = 6), and Iron nuclei (Z = 26) are very promising. The width of the distributions sharpens drastically with increasing charge of the particle. What appears to be marginal for protons, leads to excellent resolution for carbon nuclei. Above about $\gamma = 300$, the distributions with transition radiation are well separated from the distribution due to ionization alone ($\gamma = 200$). Undoubtedly, the resolution of these detectors is good enough to make possible a measurement of the energy spectrum of cosmic ray nuclei at very high energies. We hope soon to be able to perform this experiment.

5. Conclusions. All our measurements of both the frequency spectrum and the energy dependence of the total yield, covering a broad range of x-ray frequencies and particle energies, support the theoretical predictions quite well. We find that the simple rules discussed in paragraph 2 can be applied to estimate the response of a detector system. In order to predict the detailed behavior and to optimize practical radiator-detector combinations, the explicit theoretical expressions[1-4], derived from classical electromagnetic theory, can then be used as a basis for numerical calculations. This makes it possible to design detectors for a variety of future applications in high energy and cosmic ray research.

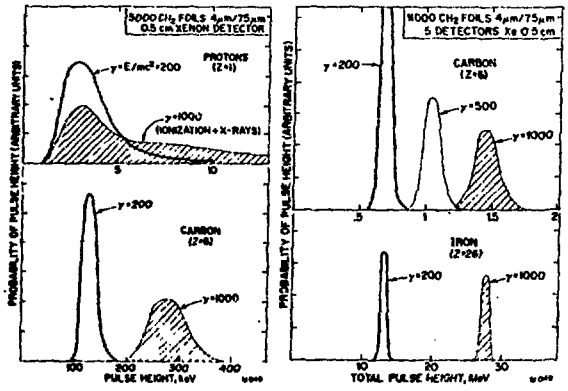


FIGURE 8 - Calculated pulse height distributions for ionization ($\gamma = 200$) and ionization plus transition radiation ($\gamma = 500, 1000$), with radiator designed for $\gamma_S \approx 10^3$. Single-detector response is shown in a) for protons and carbon. The average distribution from five radiators and detectors is shown in b) for carbon and iron nuclei.

6. Acknowledgements. We appreciate the help of D. Bonasera, E. Drag, Dr. G. Hartmann, W. Johnson, S. Jordan and T. Prince. Dr. R. L. Blake of Los Alamos gave us invaluable advice and assistance. We also thank the personnel of the Cornell University synchrotron and FNAL for their generous help and support.

7. References.

1. M. L. Ter-Mikaelian 1961, Nucl. Phys. 24, 43.
2. G. M. Garibian 1971, Zh. Eksp. Teor, Fiz. 60, 39 (Sov. Phys. - JETP 33, 23, 1971).
3. ———— 1973, Yerevan Physical Institute Scientific Report No. EFI 27 (73); and Proc. Int. Conf. Instrum. High Energy Physics, Frascati, 1973.
4. M. L. Cherry, G. Hartmann, D. Müller and T. A. Prince 1974, Phys. Rev. D10, 3594.
5. M. L. Cherry 1977, to be published.
6. X. Artru, G. Yodh and G. Mennessier 1975, Phys. Rev. D12, 1289.
7. C. W. Fabjan and W. Struczinsky 1975, Physics Letters 57B, 483.
8. M. L. Cherry and D. Müller 1977, Phys. Rev. Lett. 38, 5.
9. T. A. Prince, D. Müller, G. Hartmann and M. L. Cherry 1975, Nucl. Instrum. Methods 123, 231.
10. G. M. Garibian, L. A. Gevorgian and C. Yang 1974, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 66, 552 (Sov. Phys. - JETP 39, 265, 1974).
11. G. Hartmann, D. Müller and T. Prince 1977, Phys. Rev. Lett., in press.
12. ———— 1977, Int. Symposium on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan.
13. C. Camps, V. Commichau, M. Deutschmann, H. Göddeke, K. Hangarter, W. Liesmann, U. Pützhofen and R. Schulte 1975, Nucl. Instrum. Meth. 131, 411.

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (РПИ)

А.И.АЛИХАНЯН, В.А.ЧЕЧИН

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ.П.Н.ЛЕБЕДЕВА АН СССР

В связи с задачей вычисления РПИ, генерируемого в радиаторе сложной конфигурации, предлагается новый метод вычисления переходного электромагнитного поля, аналогичный эйкональному приближению в квантовой механике. Метод основан на том, что в наиболее интересной для физики высоких энергий области частот РПИ $\hbar\omega \gtrsim$ I кэв, диэлектрическая проницаемость обычных веществ весьма мало отличается от единицы: $|\epsilon(\omega) - 1| \ll 1$. Использование этого условия при решении уравнений Максвелла позволяет не только получить простым способом известные результаты теории РПИ, но и решить те задачи, для которых существующие точные методы либо весьма громоздки, либо вообще неприменимы, например, для радиатора в виде шара или случайной среды. Эйкональное приближение применено для вычисления работы, производимой заряженной релятивистской частицей при пролете через пластинку и случайную среду. Предлагается качественное объяснение результатов измерений РПИ в сверхпроводящих коллоидных системах (DESY , 1975-1976).

§ I. Введение

В последние годы повысился интерес к рентгеновскому переходному излучению (РПИ), главным образом в связи с созданием установок, способных измерять энергию релятивистских заряженных частиц в области лоренц-факторов $\gamma \gtrsim 10^3$, где другие приборы (например, черенковские счетчики) неэффективны [I,2]. Необходимые для правильной интерпретации экспериментов расчеты

интенсивности РПИ громоздки, а иногда ненадежны, так как теория переходного излучения, основанная на точном решении макроскопических уравнений Максвелла, приводит к компактным формулам лишь для простейшей геометрии: одна или несколько плоскопараллельных границ раздела [3,4]. Вместе с тем, действующие и проектируемые экспериментальные установки для наблюдения РПИ нередко обладают столь сложной геометрической конфигурацией радиаторов, что точный расчет излучения становится вообще невозможным. Речь идет, например, о радиаторах в виде пенопласта [5], дейтериевой пены [6] или коллоидной системы [7]x)

В данной работе предлагается приближенный метод вычисления интенсивности РПИ, применимый в наиболее интересной для физики высоких энергий области частот $\hbar\omega \gtrsim$ 1 кэв. Метод (аналогичный эйкональному приближению в квантовой механике) основан на приближенном решении макроскопических уравнений Максвелла с учетом малых параметров, появляющихся в этой области частот. Эйкональное приближение (давая в простейших случаях результаты совпадающие с точными в обсуждаемой области частот) позволяет находить РПИ и само переходное электромагнитное поле в радиаторах сложной геометрической конфигурации. В частности, в работе вычислена энергия, теряемая релятивистской заряженной частицей при пересечении пластинки с флуктуирующей толщиной и в случайной среде. Простая аналитическая структура получающихся выражений позволяет более последовательно учесть влияние мнимой части диэлектрической проницаемости ε на переходные

x) Впрочем, в некоторых случаях при расчете РПИ случайную среду можно с достаточной точностью заменить случайной стопкой плоско-параллельных пластинок [8].

эффекты и прояснить их физический смысл.

§ 2. Приближенные методы в теории рентгеновского переходного излучения

Для вычисления интенсивности переходного излучения необходимо найти электромагнитное поле, возникающее при движении заряженной частицы в неоднородной среде и описываемое макроскопическими уравнениями Максвелла с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\vec{r})$. Если $\varepsilon(\vec{r})$ является кусочно-постоянной функцией координат, то эти уравнения можно решить в каждой из областей постоянства ε, и основная проблема заключается в сшивке полученных решений с учетом обычных граничных условий для электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей. Этот метод, приводя для нескольких плоско-параллельных границ раздела к известным формулам переходного излучения, весьма ограничен, так как в более сложных случаях он приводит к очень громоздким формулам, либо вообще неприменим (например, для неплоских границ раздела или произвольных $\varepsilon(\vec{r})$).

Рассмотрим приближенные методы решения уравнений для электрического поля, следующих из уравнений Максвелла:

$$\left(\hat{\Delta} + \omega^2 \varepsilon(\vec{r}) - \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\right)\vec{E}(\vec{r}) = -4\pi i\omega \vec{j}(\vec{r}). \qquad (1)$$

где $\vec{E}(\vec{r})$ и $\vec{j}(\vec{r}) = (2\pi)^{-1} e \int \vec{v}\,\delta(\vec{r}-\vec{v}t)\exp(i\omega t)\,dt$ – фурье-разложения электрического поля и плотности тока, создаваемого частицей с зарядом e (аргумент ω у всех величин будем для простоты опускать); $\vec{v}$ – скорость частицы, считающаяся постоянной; скорость света и, в дальнейшем, постоянная Планка $\hbar$

полагаются равными единице.

Сформулируем условия, выполняющиеся в области частот $\omega \gtrsim$ I кэв и позволяющие приближенно решать уравнение (I). Во-первых, в этой области частот $\varepsilon(\vec{r})$ мало отличается от некоторого однородного значения $\varepsilon_0 \approx 1$ [x].

$$|\varepsilon_1(\vec{r})| \equiv |\varepsilon(\vec{r}) - \varepsilon_0| \ll \varepsilon_0 . \qquad (2)$$

Условие (2) во всяком случае выполняется при $\omega \gg$ $\gg \omega_i(\vec{r})$ ($\omega_i(\vec{r})$ – потенциал ионизации i-ой электронной оболочки атомов вещества), так как при этом $\varepsilon(\vec{r}) \approx 1 - \sigma/\omega^2$ где $\sqrt{\sigma(\vec{r})}$ – плазменная частота вещества. Для конденсированных сред $\sqrt{\sigma} \sim$ I0 эв и, следовательно, $|\varepsilon_1(\vec{r})| \lesssim 10^{-4}$. Более того, легко проверить, что условие (2) выполняется и в том случае, если некоторые из потенциалов ионизации лежат в области частот $\omega \gtrsim$ I кэв.

Во-вторых, для макроскопических неоднородностей, имеющих размеры порядка $a \gtrsim$ 10^{-5}см имеем:

$$a\omega = a/\lambda \gg 1 . \qquad (3)$$

Так как $\lambda \lesssim$ $2 \cdot 10^{-8}$см.

В третьих, будем считать, что

$$\lambda \left| \operatorname{grad} \varepsilon_1(\vec{r}) \right| \ll \left| \varepsilon_1(\vec{r}) \right| \qquad (4)$$

---

x) В качестве ε_0 может быть взята, например, средняя по объему $\overline{\varepsilon(\vec{r})}$ или же диэлектрическая проницаемость промежутков между неоднородностями.

Условие (4) с учетом (3) может нарушаться лишь вблизи резких границ неоднородностей, где $\varepsilon_1(\vec{\tau})$ меняется скачком. Однако, из физических соображений границу раздела всего можно считать размытой на толщину $S \gg \lambda$ (но $S \ll a$), обеспечив тем самым выполнение условия (4) всюду.

Используя (2) - (4), получим условие применимости борновского приближения для уравнения (I), записав его в эквивалентной интегральной форме:

$$\vec{E}(\vec{\tau}) = \vec{E}_0(\vec{\tau}) - \omega^2 \int \hat{G}_0(\vec{\tau}-\vec{\tau}')\varepsilon_1(\vec{\tau}')\vec{E}(\vec{\tau}')\,d\vec{\tau}' =$$

$$= \vec{E}_0(\vec{\tau}) - \omega^2 \int \hat{G}(\vec{\tau},\vec{\tau}')\varepsilon_1(\vec{\tau}')\vec{E}_0(\vec{\tau}')\,d\vec{\tau}' = \vec{E}_0(\vec{\tau}) + \vec{E}_1(\vec{\tau});$$

(5)

$$\vec{E}_0(\vec{\tau}) = \int \vec{E}_0(\vec{q})\exp(i\vec{q}\vec{\tau})\,d\vec{q};\quad E_0(\vec{q}) = \frac{ie\delta(\omega-\vec{q}\vec{v})}{2\pi^2\Lambda_0}\left(\omega\vec{v}-\frac{\vec{q}}{\varepsilon_0}\right);$$

$$\Lambda_0 = \vec{q}^2 - \varepsilon_0\omega^2;\quad \hat{G}_0(\vec{\tau}-\vec{\tau}') = -\left(\hat{I} + \frac{\vec{\nabla}\cdot\vec{\nabla}}{\varepsilon_0\omega^2}\right)\frac{\exp(i\omega\sqrt{\varepsilon_0}\,|\vec{\tau}-\vec{\tau}'|)}{4\pi|\vec{\tau}-\vec{\tau}'|}.$$

Здесь $\vec{E}_0(\vec{\tau})$ - решение уравнения (I) с однородным значением ε_0, $\hat{G}_0(\vec{\tau}-\vec{\tau}')$ и $\hat{G}(\vec{\tau},\vec{\tau}')$ - функции Грина уравнения (I) с однородным и неоднородным значениями ε_0 и $\varepsilon(\vec{\tau})$ соответственно, $\hat{I}$ и $\vec{\nabla}\cdot\vec{\nabla}$ -единичный тензор и тензорная вторая производная. Условие применимости борновского приближения к уравнению (5) имеет вид: $|\vec{E}_0| \gg \omega^2\left|\int \hat{G}_0\varepsilon_1\vec{E}_0\,d\vec{\tau}'\right|$ Проинтегрируем это выражение дважды по частям, перенеся действие дифференциального оператора в $\hat{G}_0$ на $\varepsilon_1\vec{E}_0$, а за-

тем, используя (4), на $\vec{E}_0$. Опустим поверхностные интегралы (считая, что на бесконечности $\varepsilon_1 \to 0$) и потребуем выполнения выписанного условия для всех волн $exp(i\vec{q}\vec{r})$ на которые раскладывается поле $\vec{E}_0(\vec{r})$. Отбросив далее в обеих частях условия векторные множители, несущественные в релятивистском случае (когда перпендикулярная к $\vec{v}$ компонента $\vec{q}$ мала: $|\vec{q}_\perp| \cong \varkappa << q_\parallel = \frac{\omega}{v}$) , получим окончательно

$$\frac{\omega^2}{4\pi}\left|\int exp(i\omega\sqrt{\varepsilon_0}y + i\vec{q}\vec{y})\,\varepsilon_1(\vec{r}+\vec{y})\,\frac{d\vec{y}}{y}\right| << 1, \qquad (7)$$

где $\vec{y} = \vec{r}' - \vec{r}$, а точка $\vec{r}$ берется в области неоднородности. Оценка интеграла в (7), с учетом (3), проводится аналогично получению условия применимости борновского приближения для быстрых частиц в квантовой механике, с тем лишь отличием, что в (7) входит "несвободная" волна $exp(i\vec{q}\vec{r})$ с $\vec{q}^2$ не равном $\varepsilon_0\omega^2$ (но очень близком к $\varepsilon_0\omega^2$ в релятивистском случае). Интегрирование быстроосциллирующей функции в (7) вблизи угла $\Theta = (\vec{q}\,\hat{}\,\vec{r}) = \pi$ (при котором фаза в (7) имеет минимум, если $\omega > 0$), дает:

$$\lambda^{-1}\cdot\left|Z_\phi\,\varepsilon_1\left[exp(ia/Z_\phi) - 1\right]\right| << 1, \qquad (8)$$

где $Z_\phi = |\omega\sqrt{\varepsilon_0} - |\vec{q}||^{-1}$ - фактически зона формирования РПИ. Условие (8) является существенно более сильным (при $a >> \lambda$), чем условие (2) и практически исключает возможность использования борновского приближения в теории РПИ. Действительно, из (8) легко получить: $\omega \gg \omega_{гр}$, где $\omega_{гр}$ - граничная частота РПИ, выше которой излучение практически отсут-

ствует. Следовательно, борновское приближение (с учетом 3)) может дать лишь высокоэнергетическую часть РПИ, что и ...) обнаружено прямым расчетом в работе [9] . Отметим, что для малых неоднородностей ($a << \lambda$) борновское приближение вполне применимо, так как аналогичная оценка дает: $|\varepsilon_1| << 1$.

Неравенства (2) - (4), как легко проверить, совершенно аналогичны условиям применимости эйконального приближения в квантовой механике. В соответствии с этим возьмем для функции Грина $\hat{G}(\vec{\tau}, \vec{\tau}')$ следующее выражение, характерное для эйконального приближения [10] :

$$\hat{G}(\vec{\tau}, \vec{\tau}') = -\left(\hat{I} + \frac{\hat{\vec{\nabla}}\cdot\vec{\nabla}}{\varepsilon(\vec{\tau})\omega^2}\right)\frac{exp[i\psi(\vec{\tau}, \vec{\tau}')]}{4\pi|\vec{\tau} - \vec{\tau}'|}; \quad (9)$$

$$\psi(\vec{\tau}, \vec{\tau}') = \omega\int_0^{|\vec{\tau}-\vec{\tau}'|}\sqrt{\varepsilon(s)}\,ds,$$

где интегрирование проводится по прямой, соединяющей точки $\vec{\tau}$ и $\vec{\tau}'$. Функция Грина типа (9) использовалась в работе [11] для вычисления интенсивности РПИ, генерируемого космическими лучами на межзвездной пыли. Близкая к эйкональной квазиклассическая функция Грина (имеющая добавочный предэкспоненциальный множитель) применялась для решения одномерных задач в монографии [12] . Подставив (9) в (5) и дважды проинтегрировав по частям, получим:

$$\vec{E}_1(\vec{\tau}) = \int \eta(\vec{\tau}, \vec{q})\,\vec{E}'(\vec{\tau}, \vec{q})\,exp(i\vec{q}\,\vec{\tau})\,d\vec{q};\quad d\vec{q} = \frac{d\omega}{v}dy\,dx;$$

$$\vec{E}'(\vec{\tau}, \vec{q}) = \frac{ie\delta(\omega - \vec{q}\vec{v})}{2\pi^2\Lambda_0}\left[\omega\vec{v} + \frac{\vec{q}(\vec{q}^2 - (\varepsilon(\vec{\tau}) + \varepsilon_0)\omega^2)}{\varepsilon(\vec{\tau})\varepsilon_0\omega^2}\right]; \quad (10)$$

$$\eta(\vec{\tau},\vec{q}) = \frac{\omega^2}{4\pi}\int exp[i\psi(\vec{\tau},\vec{\tau}') + i\vec{q}\vec{y}]\varepsilon_1(\vec{\tau}+\vec{y})\frac{d\vec{y}}{y}.$$

Проинтегрировав далее в $\eta(\vec{\tau},\vec{q})$ по угловым переменным (так же как в формуле (7), но с учетом обоих знаков частоты), имеем:

$$\eta(\vec{\tau},\vec{q}) = \frac{i\omega^2}{2q}\int_0^{\infty} exp[i\psi(\vec{\tau},\vec{\tau}+\vec{y}) - iqy]\varepsilon_1(\vec{\tau}+\vec{y})\frac{d\vec{y}}{y}, \qquad (II)$$

где для удобства введена нечетная функция частоты: $q = |\vec{q}|\,sgn\,\omega$ Интегрирование в (II) проводится от точки $\vec{\tau}$ в направлении $-\vec{q}\,sgn\,\omega$.

Формулы (I0) и (II) являются основными исходными формулами эйконального приближения; они будут использованы в § 3 для вычисления работы заряженной частицы над полным электромагнитным полем. Эта величина дает полную энергию, теряемую частицей в неоднородной среде и включает в себя как ионизационные потери энергии и черенковское излучение, так и переходное излучение.

Для вычисления интенсивности одного лишь переходного излучения можно исходить из (I0) и (II) при ассимптотически больших $|\vec{\tau}|$. Проще, однако, заново решить уравнения для фурье-разложения вектор-потенциала $\vec{A}(\vec{\tau},\omega)$ в лоренцовской калибровке, используя скалярную эйкональную функцию Грина

$$G(\vec{\tau},\vec{\tau}') = -\,exp[i\psi(\vec{\tau},\vec{\tau}')]\,/\,4\pi|\vec{\tau}-\vec{\tau}'|.$$

Действуя вполне аналогично вышеизложенному, но не отделяя при решении уравнений нулевой член $\vec{A}_0(\vec{\tau},\omega)$ (то есть рассматривая как источник поля внешний ток) получим магнитное поле $\vec{H}(\vec{\tau},\omega)$ при $|\vec{\tau}| \to \infty$ и дифференциальный

частотно-угловой спектр РПИ

$$\frac{d^2S}{d\omega d\Omega} : \vec{H}(\vec{r},\omega) = \frac{i\omega e\sqrt{\varepsilon_0}}{2\pi r}[\vec{n}\vec{v}]M\exp(i\psi_0);$$

$$M = \int_{-\infty}^{\infty}\exp[i\tilde{\psi}(\vec{n},\vec{v}t) + i\omega t]\,dt; \qquad (I2)$$

$$\frac{d^2S}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2v^2\sin^2\theta}{4\pi^2}|M|^2. \qquad (I3)$$

Здесь $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении излучения:

$$\psi_0 \equiv \psi(\vec{r}, t=0) = \omega\int_0^r\sqrt{\varepsilon(s)}\,ds \simeq \omega r;\ \tilde{\psi}(\vec{n},\vec{v}t) = \psi(\vec{r},\vec{v}t) - \psi_0$$

разность фаз, зависящая от $\vec{n}$ и $\vec{v}t$, но не от r;
θ - угол между $\vec{n}$ и $\vec{v}$.

Формулы (I2),(I3) позволяют получить простые выражения для интенсивности РПИ от радиаторов в виде шара, наклонной пластинки и т.п. В случае нормального падения частицы на систему плоско-параллельных границ раздела эйкональное приближение (I2) и (I3) совпадает фактически с конструктивным способом нахождения интенсивности РПИ, предложенным Гарибяном [I3]. Действительно, если частица в момент $t = 0$ пересекает границу раздела, то

$$\tilde{\psi}(t>0) = -v\omega t\sqrt{\varepsilon_0}\cos\theta;\ \tilde{\psi}(t<0) = -v\omega t(\sqrt{\varepsilon} - \sin^2\theta\sqrt{\varepsilon_0})/\cos\theta,$$

что отличается при $t < 0$ на малые члены $\sim\theta^2, \sim|\varepsilon - \varepsilon_0|$ относительно порядка $O(1/\gamma^2)$ от результата Гарибяна:

$\tilde{\psi}(t<0) = -v\omega t\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_0\sin^2\theta}$. Более того, обычный

метод улучшения эйконального приближения – интегрирование в $\psi(\vec{r}, \vec{v}t)$ производить не по прямой, а по "классической" траектории луча (т.е. с учетом преломления на границе) приводит в данном случае точно к способу вычислений Гарибяна. Однако, в таком усложнении нет необходимости, так как можно показать, что простое и улучшенное эйкональные приближения (также как и квазиклассическое приближение и конструктивный метод Гарибяна) обладают одинаковой точностью: все эти методы правильно дают лишь первый член разложения $\frac{d^2S}{d\omega d\mathcal{R}}$ по степеням малых в релятивистском случае величин $\theta^2;\ |\varepsilon-\varepsilon_0|;\ 1/\gamma^2$. Учитывая это, можно в наиболее существенной области РПИ $\theta^2 \sim |\varepsilon-\varepsilon_0| \sim 1/\gamma^2$ ограничиться простым эйкональным приближением, в котором, кроме того, надо опустить поправки $O(1/\gamma^2)$ (положив, например, $\sin\theta \sim \theta$ в (I3)).

§ 3. Энергия, теряемая заряженной частицей при пересечении случайной пластинки

Вычислим в эйкональном приближении работу $\mathcal{P}$, производимую заряженной частицей над полным электромагнитным полем при нормальном пролете через пластинку толщины a. Согласно (5) полное электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1$. Работа $\mathcal{P}_0$ над полем $\vec{E}_0$ равна обычным ионизационным потерям и черенковскому излучению (т.е. полным потерям энергии) в среде ε_0. Работа $\mathcal{P}_1$ над полем $\vec{E}_1$ равна:

$$\mathcal{P}_1 = -e\int_{-\infty}^{\infty}\vec{E}_1(\vec{r}=\vec{v}t,t)\vec{v}dt = -\frac{e}{v}\int_{-\infty}^{\infty}dz\int_{-\infty}^{\infty}d\omega\,\vec{E}_1(x=y=0,z,\omega)\vec{v}\exp\left(-\frac{i\omega z}{v}\right) \qquad (I4)$$

Используя (II), вычислим $\eta(\vec{\tau}, \vec{q})$;

$$\eta(z<0)=0;\ \eta(0<z<a)=\frac{\varepsilon_1 v\omega}{2\alpha}\left[\exp(i\alpha z)-1\right];$$

$$\eta(z>0)=\frac{\varepsilon_1 v\omega}{2\alpha}\left[\exp i(z-a)\alpha_0\right]\left[\exp(i\alpha a)-1\right];$$

$$\alpha=\frac{(\omega\sqrt{\varepsilon}-q)qv}{\omega};\qquad \alpha_0=\frac{(\omega\sqrt{\varepsilon_0}-q)qv}{\omega}.$$

Подставив эти выражения в (I0) и (I4) и проинтегрировав по z получим:

$$\mathcal{P}_1=\frac{ie^2}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\omega d\omega\int_0^{z_{max}}x dx\left(\frac{1-\varepsilon v^2}{\varepsilon v^2\Lambda}-\frac{1-\varepsilon_0 v^2}{\varepsilon_0 v^2\Lambda_0}\right)\mu\left\{a+\left[1-\exp(i\alpha a)\right]\left(\frac{i\xi}{\alpha_0}-\frac{i}{\alpha}\right)\right\}; \qquad (I5)$$

$$\Lambda=\vec{q}^2-\varepsilon\omega^2;\ \mu=\frac{q+\omega\sqrt{\varepsilon}}{2q};\ \xi=\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)\frac{1+\left[\omega(\varepsilon_0 v^2-1)/vx\right]^2}{1+\omega^2(\varepsilon_0 v^2-1)(\varepsilon v^2-1)/v^2x^2}.$$

Интегрирование в (I5) проводится и по области малых частот, в которой условия $|\varepsilon_1|\ll 1$, $a\omega\gg 1$ могут нарушаться. Однако, в рассматриваемом случае основной вклад в $\mathcal{P}_1$, как будет видно из дальнейшего, вносит область больших частот, где эти условия выполняются.

Первое слагаемое $\mathcal{P}_{ион}$ в (I5) пропорциональное a, равно с точностью до множителя μ, разности полных потерь энергии в среде ε на пути a и этой же величины в среде ε_0. Линий множитель μ, обязанный эйкональному приближению, заметно отличается от единицы, когда $|\vec{q}|\gg\omega\sqrt{\varepsilon}$. Одновременно приближение, сделанное в (I0) при интегрировании по угловым переменным становится неприменимо, а более точное рассмотрение, возможное лишь в простейших случаях, приводит к

$\mu = 1$. Во всяком случае, множитель μ несущественно влияет на интеграл по $\varkappa$, так как большие $\varkappa$ дают в $\mathcal{P}_{ион}$ лишь логарифмический вклад. Конкретный рассчет показывает, что ошибка, вносимая μ не превышает 2%.
Учитывая это, положим в дальнейшем $\mu = 1$.

Второе слагаемое $\mathcal{P}_n$ (а) в (I5) описывает суммарный переходной эффект, то есть переходное излучение и поправки к локальным ионизационным потерям энергии вблизи границ раздела двух сред [I4] . В соответствии со сказанным выше о точности эйконального приближения запишем $\mathcal{P}_n$ (а) в более простом виде, сохранив лишь главные в релятивистском случае члены; а именно, положим $\xi = 1$; $\mu = 1$; $\alpha = -\Lambda/2\omega$; $\alpha_0 = -\Lambda_0/2\omega$. Тогда x)

$$\mathcal{P}_n(a) = \frac{2e^2}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\omega^4 d\omega \int_0^{\infty}\frac{\varkappa^3 d\varkappa\, \varepsilon_1^2}{\Lambda^2\Lambda_0^2}\left[1 - \exp(-i\Lambda a/2\omega)\right]. \qquad (I6)$$

В области частот, где ε и ε_0 вещественны, переход в (I6) к интегрированию по положительным частотам приводит к релятивистскому пределу обычной формулы для полной энергии РПИ; соответствующая часть работы $\mathcal{P}_n$ (а) расходуется лишь на излучение. Подчеркнем еще раз, что в общем случае $\mathcal{P}_n$ (а) не совпадает с энергией, излучаемой из пластинки, поскольку в $\mathcal{P}_n$ (а) содержится и та энергия переходного поля, которая поглощается в пластинке и вблизи нее. Интересно было бы вычислить (I6) при

x) Первые два члена разложения (I6) по степеням a равны с обсуждаемой точностью соответствующим членам разложения точного выражения для работы $\mathcal{P}_n$ (а) [I5] .

произвольных ε , так как для тяжелых веществ в рассматриваемой области частот ($\omega \gtrsim$ I кэв) $Im\,\varepsilon$ может играть заметную роль. Вычисление интегралов типа (I6) наиболее корректно проводить с учетом аналитических свойств диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, как функции комплексной ω . Однако использование обычного при таких вычислениях приема - замыкания контура интегрирования по ω через верхнюю полуплоскость - невозможно в (I6) из-за неограниченного роста множителя $exp(i\alpha a)$ при $\omega \to i\cdot\infty$. Замыкание же контура через нижнюю полуплоскость неудобно из-за многочисленных особенностей подынтегрального выражения [x] Тем не менее стремление вычислить (I6) аналитически имеет не только эстетическое, но и чисто прагматическое обоснование: численные расчеты (I6) для комплексных ε громоздки и ненадежны из-за сложного вида $\varepsilon(\omega)$ в области частот, где существенно поглощение.

Выход из данной ситуации предлагается следующий. Экспоненциальный множитель, усложняющий расчет, связан со строгой определенностью толщины пластинки. Если же радиатор РПИ описывается пластинкой с флуктуирующей толщиной, то $exp(i\alpha a)$ может замениться на более удобный для вычислений множитель. Например, для описания случайных сред типа пенопласта можно использовать гамма - распределение [8] :

$$W_{k,\mu}(a) = a^k exp(-a/\mu)/\mu^{k+1} k! \; ; \; k = 0,1,2\ldots ; \int_0^\infty W_{k,\mu}(a)\,da = 1$$

---

x) Отметим, что использование аналитических свойств ε при вычислении полного излучения вообще невозможно: соответствующее подынтегральное выражение имеет особенности во всей комплексной плоскости ω ,так как содержит и $\varepsilon(\omega)$ и $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon(-\omega)$.

В этом случае при расчете средней работы экспоненциальный множитель $exp(i\alpha a)$ заменяется на $(1-i\alpha\frac{\bar{a}}{k+1})^{-k-1}$; $\bar{a}=\mu(k+1)$. Ограничимся для иллюстрации простейшим распределением $W_{0,\mu}(a)$, тогда $\bar{a}=\mu$ и

$$\bar{P}_n(\bar{a})=\frac{2e^2}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\omega^4\varepsilon_1^2 d\omega\int_0^{\infty}\frac{x^3 dx}{\Lambda_0^2\Lambda(\Lambda-2i\omega/\bar{a})}. \quad (17)$$

Подынтегральное выражение в (17) имеет в верхней полуплоскости два простых и один двойной полюса, расположенных на мнимой оси. Вычисление (17) проводится аналогично методу Ландау вычисления полных потерь энергии заряженных частиц в однородной среде [16]. Замкнем контур интегрирования по ω бесконечным полукругом в верхней полуплоскости, возьмем вычеты в полюсах (двойной полюс временно заменим двумя близкими простыми полюсами) и перейдем от интегрирования по x к интегрированию по координатам соответствующих полюсов на мнимой оси $\omega=i\nu$; сделав затем перегруппировку членов, получим окончательно (в дальнейшем будем опускать значок среднего у $\bar{a}$):

$$\bar{P}_n(a)=ae^2\left\{-\int_{\nu_0}^{\nu_1}\nu d\nu\left(\frac{1}{v^2}-\varepsilon\right)+\int_{\nu_a}^{\nu_a}\nu d\nu\left(\frac{1}{v^2}-\varepsilon_a\right)\varepsilon_1^2/(\varepsilon_a-\varepsilon_0)^2\right\}, \quad (18)$$

где $\varepsilon_a(i\nu)=\varepsilon(i\nu)+\frac{2}{a\nu}$, а пределы интегрирования равны либо положительным корням уравнений: $\varepsilon_0(i\nu_0)=1/v^2$, $\varepsilon(i\nu_1)=1/v^2$, $\varepsilon_a(i\nu_a)=1/v^2$, либо нулю, если соответствующее уравнение не имеет положительного решения.

Поскольку интегрирование в (18) проводится по мнимой оси частот, где $\varepsilon_0(i\nu)$ и $\varepsilon(i\nu)$ являются монотонными вещественными функциями, вычисление (18) гораздо проще, чем

(I6) или (I7). Действительно, в общем случае $\varepsilon(i\nu)=1+$ $+6\int f(\nu')d\nu'/(\nu'^2+\nu^2)$, где $f(\nu')$ -распределенная сила осцилляторов атомов среды ε . Это выражение с хорошей точностью можно заменить на сумму $\varepsilon=1+6\sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2+\nu^2}$, где f_i - дискретные силы осцилляторов, равные относительному числу электронов на i -ой оболочке. После такого упрощения формула (I8) превращается в интеграл от рациональной функции.

Проанализируем (I8), рассмотрев некоторые частные случаи. Для определенности считаем $6>6_0\neq 0$. Если ε и ε_0 во всей области интегрирования в (I8) могут быть взяты в виде $\varepsilon=1+6/\nu^2$ и $\varepsilon_0=1+6_0/\nu^2$, то $\nu_1=\sqrt{6}\,v\gamma$, $\nu_0=\sqrt{6_0}\,v\gamma$, , а вычисление интегралов дает:

$$\bar{P}_n(a)=e^2a6\left\{(1-\eta^2)\left(\frac{\xi\eta-1+\eta^2}{\xi\eta+\chi a}-\frac{1}{2}\right)+\frac{(1-\eta^2)^2+\xi^2}{\xi^2}\ln\frac{1-\eta^2+\chi_a}{1-\eta^2+\xi\eta}-\ln\frac{\chi_a}{\xi}\right\}, \quad (I9)$$

$$\eta=\sqrt{\frac{6_0}{6}},\ \xi=\frac{2v\gamma}{a\sqrt{6}},\ \chi_a=\frac{2\nu_a}{a6}=\xi\left(\frac{\xi}{2}+\sqrt{1+\frac{\xi^2}{4}}\right).$$

Формула (I9), во всяком случае, применима при $\gamma\gg\gamma_\phi=\frac{\omega_i}{\sqrt{6_0}}$ это, кстати, означает, что полные потери в средах ε и ε_0 вышли на соответствующие плато Ферми. При $\xi\ll 1$ (что возможно лишь при $\gamma_\phi\ll a\sqrt{6}$) из (I9) получим $\bar{P}_n(a)=$ $=\frac{2}{3}e^2\gamma(\sqrt{6}-\sqrt{6_0})^2/(\sqrt{6}+\sqrt{6_0})$, при $\gamma_\phi\ll\gamma\ll\frac{a\sqrt{6}}{2}$, что совпадает с известным результатом Гарибяна для двух границ раздела, расположенных на расстоянии много больше, чем зона формирования $2\gamma/\sqrt{6}$ [I7] . При $\xi\gg 1$ (I9) дает:

$$\bar{P}_n(a)=\frac{e^2a6}{2}\left\{\ln\frac{46\gamma^2}{[2\sqrt{6_0}\gamma+a(6-6_0)]^2}-1+\frac{6_0}{6}\right\};\ \gamma\gg\gamma_\phi;\ \gamma\gg\frac{a\sqrt{6}}{2} \quad (20)$$

Наконец, при $\gamma \gg (\sigma-\sigma_0)\,a/2\sqrt{\sigma_0}$ $\bar{\mathcal{P}}_n$ выходит на плато

$$\bar{\mathcal{P}}_n(a)=\frac{e^2 a\sigma}{2}\left\{\ln\frac{\sigma}{\sigma_0}-1+\frac{\sigma_0}{\sigma}\right\}. \qquad (21)$$

Формулы (20) и (21) дают ультрарелятивистский предел (18) в общем случае, причем, если $\sigma_0 \to 0$, то $\bar{\mathcal{P}}_n(a)$ имеет неограниченный логарифмический рост:

$$\bar{\mathcal{P}}_n(a)=\frac{e^2 a\sigma}{2}\left\{\ln\frac{4\gamma^2}{a^2\sigma}-1\right\};\ \sigma_0\to 0,\ \gamma\gg\frac{a\sqrt{\sigma}}{2}. \qquad (22)$$

С ростом γ ошибка эйконального приближения уменьшается поэтому можно думать, что (20-22) дают верный релятивистский предел точного выражения для $\bar{\mathcal{P}}_n(a)$.

При вычислении $\bar{\mathcal{P}}_n(a)$ выше использовалось простейшее гамма-распределение $W_{0,\mu}(a)$. Среднее $\bar{\mathcal{P}}(\kappa,\mu=\int\mathcal{P}(a)\,W_{\kappa,\mu}(a)\,da$ при $\kappa\geq 1$ можно получить сразу же, не проводя снова интегрирования по ω и $\varkappa$. Действительно, распределения $W_{\kappa,\mu}(a)$ удовлетворяют рекуррентному соотношению $W_{\kappa+1,\mu}(a)=W_{\kappa,\mu}(a)+\frac{\mu}{\kappa+1}\frac{dW_{\kappa,\mu}(a)}{d\mu}$ аналогичное соотношение выполняется для $\bar{\mathcal{P}}(\kappa,\mu)$. Следовательно, $\bar{\mathcal{P}}(\kappa,\mu)$ могут быть получены из приведенных выше формул для $\bar{\mathcal{P}}(\kappa=0,\bar{a})$ конечным числом дифференцирований по $\bar{a}$. Легко проверить, что зависимость $\bar{\mathcal{P}}(\kappa,\bar{a})$ от $\bar{a}$ либо вообще отсутствует (если $\bar{\mathcal{P}}(0,\bar{a})\sim\bar{a}$), либо очень слабая. Например, вместо (22) при $\kappa\geq 1$ имеем:

$$\bar{\mathcal{P}}_n(\kappa,\bar{a})=\frac{e^2\bar{a}\sigma}{2}\left\{\ln\frac{4\gamma^2}{\bar{a}^2\sigma}-1+C_\kappa\right\};\ C_\kappa=2\left(\ln(\kappa+1)+1-\sum_1^{\kappa+1}\frac{1}{n}\right)\xrightarrow[\kappa\to\infty]{}0{,}85$$

Из приведенных формул ясно видно соотношение между суммарными переходными эффектами и полными ионизационными потерями. Работа $\bar{P}_n(a)$ имеет такой же логарифмический рост, что и $\bar{P}_{ион}$ в (I5):

$$\bar{P}_{ион}(a) = \frac{e^2 a\sigma}{2}\left\{\ln\frac{2mE_{max}v^2\gamma^2}{\langle\nu_1^2+\omega_i^2\rangle} - \gamma^2 + \frac{\nu_1^2}{\sigma v^2\gamma^2}\right\}, \qquad (23)$$

где $\ln\langle\nu_1^2+\omega_i^2\rangle = \sum_i f_i \ln(\nu_1^2+\omega_i^2)$, m - масса электрона, E_{max} - максимальная регистрируемая энергия, передаваемая в одном столкновении частицы с атомом (в трековых детекторах $E_{max}\sim$ I0÷I00 кэв). Для простоты опущены полные ионизационные потери в среде ε_0, считающиеся постоянными. Выход на плато Ферми в $\bar{P}_{ион}$ происходит при $\gamma \gtrsim \bar{\omega}/\sqrt{\sigma}$ ($\bar{\omega}$ - средний потенциал ионизации), а логарифмическая зависимость в $\bar{P}_n(a)$ начинается при $\gamma \gtrsim \frac{a\sqrt{\sigma}}{2}$. Если $\bar{\omega}/\sqrt{\sigma} < a\sqrt{\sigma}/2$, то полная работа $\bar{P}_1 = \bar{P}_{ион} + \bar{P}_n$ при $\bar{\omega}/\sqrt{\sigma} < \gamma < a\sqrt{\sigma}/2$ имеет ограниченное плато, после которого логарифмический рост возобновляется, вторично выходя на плато при $\gamma > a(\sigma-\sigma_0)/2\sqrt{\sigma_0}$ (см. [I7]). Если же $\bar{\omega}/\sqrt{\sigma} > a\sqrt{\sigma}/2$, то $\bar{P}_1$ имеет непрерывающийся логарифмический рост. Эти замечания иллюстрируются на рис.I, где приведена величина $2\bar{P}_1(a)/e^2 a\sigma$ вычисленная по (I6) и (23) для $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon(i\nu) = 1+\sigma/(\nu^2+\bar{\omega}^2)$, как функция от $\sqrt{\sigma}\,\gamma/\bar{\omega}$ при различных значениях параметра $v = 2\bar{\omega}/a\sigma$. Аддитивный параметр $\ln\frac{2mc^2E_{max}}{\sigma} = 20$

В заключение этой части отметим, что оценка толщины пластинки, в которой подавлен эффект плотности, приведенная в [I5,I7],

означает фактически $v \gg 1$; нарушение этого условия не снимает логарифмический рост $\bar{P}_1(a)$, а лишь сдвигает его в область больших γ .

§ 4. Энергия, теряемая заряженной частицей в случайной среде

Пусть релятивистская частица движется в среде ε_0 , в которой имеются неоднородности с диэлектрической проницаемостью ε ,причем размеры неоднородностей $a \gg \lambda$. Вычислим среднюю работу $\bar{P}_1$, производимую полным полем над частицей. В общем случае эйкональный метод позволяет учесть влияние искривления границ раздела и поперечных размеров неоднороднос - тей, однако, для простоты заменим неоднородную среду стопкой плоско-параллельных пластинок с толщинами a_i и промежутками между ними b_i , равными последовательным отрезкам траектории частицы в среде ε и среде ε_0 . В релятивистском случае такое приближение вполне оправдано, если $a\omega \gg \gamma$.

Рассмотрим какой-либо период в стопке, образованный промежутком b_0 и следующей за ним в направлении $\vec{v}$ пластинкой a_0 . Если точка z лежит на расстоянии z от пластинки a_1 (нумерация последовательных пластинок и промежутков проводится в направлении $-\vec{v}$), то согласно (II): $\eta(z \in \varepsilon_0) = \frac{\varepsilon_1 \omega v}{2\alpha} \varphi \exp(i\alpha_0 z)$;

$$\varphi = \exp(i\alpha a_1) - 1 + \sum_{k=2}^{\infty} \exp(i\alpha a_k - 1) \exp \sum_{m=1}^{k-1} (i\alpha a_m + i\alpha_0 b_m)$$

Если же точка z' лежит в пластинке a_0 на расстоянии z' от промежутка b_0 , то

$$\eta(\mathcal{Z}'\epsilon\varepsilon)=\frac{\varepsilon_1\omega v}{2\alpha}\left[\exp(i\alpha\mathcal{Z}')-1+\gamma\exp\left(i\alpha\mathcal{Z}'+i\alpha_0 b_0\right)\right].$$

Используя эти выражения в формулах (I0) и (I4) и проинтегрировав по $\mathcal{Z}$ от 0 до a_0 и по $\mathcal{Z}'$ от 0 до b_0, получим работу $\mathcal{P}_1$ на одном периоде, зависящую от набора $\{a_\kappa, b_\kappa\}$, $\kappa = 0,1,2,\ldots$. Усреднив затем по всем возможным наборам в предположении, что различные a_κ и b_κ независимы, придем к формуле (I5) с заменой:

$$a\to\bar{a};\ 1-\exp(i\alpha a)\to\left[1-\overline{\exp(i\alpha a)}\right]\left[1-\overline{\exp(i\alpha_0 b)}\right]\left[1-\overline{\exp(i\alpha a+i\alpha_0 b)}\right]^{-1},$$

где усреднение проводится по распределениям $W_1(a)$ и $W_2(b)$. Если $W_1(a)=W_{0,\bar{a}}(a)$, $W_2(b)=W_{0,\bar{b}}(b)$, то после усреднения и тех упрощений, что были сделаны при выводе формулы (I6), получим формулу (I7) с полюсным знаменателем $\Lambda_0[\Lambda\Lambda_0-2i\omega(\Lambda_0/\bar{a}+\Lambda/\bar{b})]$. Дальнейшие вычисления аналогичны вышеизложенным и приводят вместо (I8) к следующей формуле (значок среднего у $\bar{a}$ и $\bar{b}$ снова опускаем):

$$\bar{\mathcal{P}}_n(a,b)=e^2\left\{b\int_{\nu_b}^{\nu_3}\nu d\nu\left(\frac{1}{v^2}-\varepsilon_0\right)-a\int_{\nu_3}^{\nu_1}\nu d\nu\left(\frac{1}{v^2}-\varepsilon\right)+2\int_{\nu_3}^{\nu_2}d\nu\left(\frac{1}{v^2}-\varepsilon_2\right)\frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)^2}{(\varepsilon_2-\varepsilon_0)(\varepsilon_2-\varepsilon)(\varepsilon_2-\varepsilon)}\right. \tag{24}$$

где ε_2 и ε_3 находятся из квадратного уравнения $(\varepsilon_{2,3}-\varepsilon_0)\cdot(\varepsilon_{2,3}-\varepsilon_0)=\frac{2}{a\nu}(\varepsilon_{2,3}-\varepsilon_0)+\frac{2}{b\nu}(\varepsilon_{2,3}-\varepsilon)$, а пределы интегрирования ν_2 и ν_3 равны, либо положительным корням уравнений $\varepsilon_{2,3}(i\nu_{2,3})=1/v^2$, либо нулю, если соответствующий корень становится отрицательным. При $b\to\infty$ формула (24) переходит в (I8) так как $\varepsilon_2\to\varepsilon_a$.

$\varepsilon_3 \to \varepsilon_0$, $\nu_2 \to \nu_a$, $\nu_3 \to \nu_0$, а первый интеграл в (24) выпадает.

В ультрарелятивистском пределе $\gamma \gg \gamma_\phi$ в подынтегральных выражениях в (24) можно положить $\varepsilon_0 = 1 + \sigma_0/\nu^2$, $\varepsilon = 1 + \sigma/\nu^2$. Вычисление (24) в этом случае приводит к довольно длинной формуле. Приведем лишь асимптотическое значение $\bar{P}_n(a, b)$, аналогичное формуле (21) при $\gamma \gg (\sigma - \sigma_0)\, ab / 2\sqrt{(a+b)(a\sigma + b\sigma_0)}$;

$$\bar{P}_n(a,b) = \frac{e^2}{2}\left\{ab \ln \frac{\sigma(a+b)}{a\sigma + b\sigma_0} + b\sigma_0 \ln \frac{\sigma_0(a+b)}{a\sigma + b\sigma_0}\right\}. \quad (25)$$

Как видно из (25) даже при $\sigma_0 = 0$, в отличие от $\bar{P}_n(a)$ в формуле (22), работа $\bar{P}_n(a, b)$ выходит на конечное значение при $\gamma \to \infty$: $\frac{e^2 a\sigma}{2} \ln \frac{a+b}{a}$

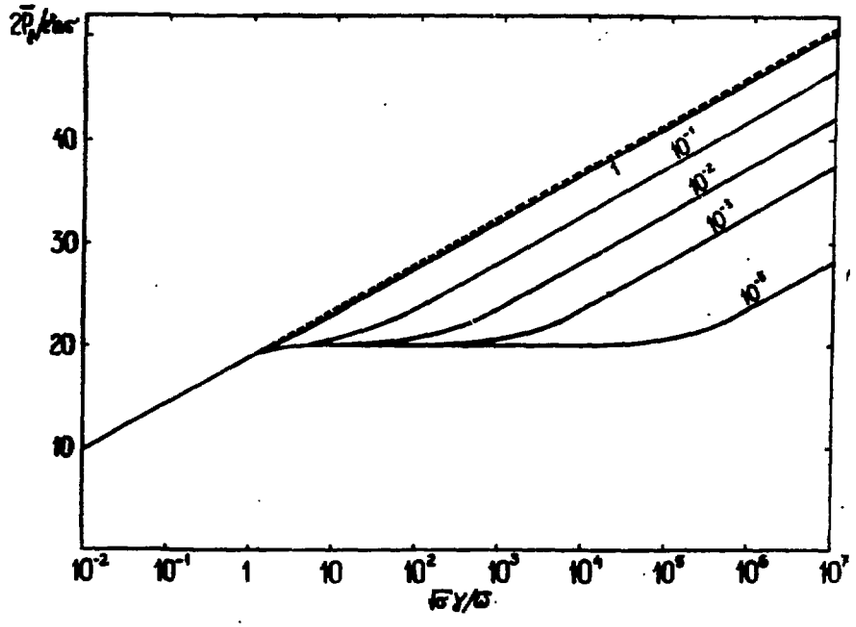
Величины $\bar{P}_n(a)$ и $\bar{P}_n(a, b)$, вычисленные по формулам (18) и (24) практически не зависят от модельного представления ε и ε_0 . В то же время разделение полной работы на полную энергию РПИ и на поправки к ионизационным потерям вблизи границ раздела существенно зависят от вида ε и ε_0 . Аналогичное обстоятельство хорошо известно в применении к черенковскому излучению и ионизационным потерям в однородной среде. Релятивистские пределы (19) и (25) соответствующих формул, как и плато Ферми для полных потерь в однородной среде вообще не содержат никаких характеристик вещества, кроме плазменной частоты.

Основное внимание в данной работе уделено вычислению ра-

боты $\bar{P}_1$ не только потому, что здесь возможно применение аналитических методов, но и потому, что в некоторых экспериментах наблюдается не излученная из радиатора энергия, а скорее полная энергия, выделившаяся в неоднородной среде. Например, в работе [7] предложена и исследована экспериментальная установка, в которой радиатором и одновременно детектором служит парафиновый стержень с вкрапленными в него сверхпроводящими оловянными гранулами. Измеряется число гранул N_2, перешедших в нормальное состояние при прохождении частицы, причем вероятность этого перехода при выделении в грануле энергии Δ есть $exp(-E_n/\Delta)$, где E_n - пороговая энергия, зависящая от размеров гранулы, температуры и внешнего магнитного поля ($E_n \approx$ 10÷50кэв) . Анализ эксперимента, проведенный самими авторами, основывался на предположении о большом влиянии многократного рассеяния на полученные результаты, что, как показано в работе [18], ошибочно.
Число гранул N_2 весьма сложно связано с энерговыделением (или возможно, с числом столкновений) заряженной частицы в области частот 10÷100 кэв. Во всяком случае, исходной величиной для вычисления N_2 должен быть спектр столкновений $d\bar{N}/d\omega$ частицы со средой, учитывающий как интерференционные явления (влияние зоны формирования), так и влияние поглощения, особенно на K - электронах. Хорошим приближением для $d\bar{N}/d\omega$ может служить спектр, использованный выше для получения формул (24) и (25) : $\frac{d\bar{N}}{d\omega} = \frac{4e^2}{\pi}\omega^3 Re\,\epsilon_1^2 \int_0^\infty x^3 \cdot dx e S^{-1}$

$$S = \Lambda\Lambda_0[\Lambda\Lambda_0 - 2i\omega(\Lambda_0/a + \Lambda/b)].$$

Благодарим Г.И.Мерзона, Л.П.Котенко и В.Е.Ермилову за полезные дискуссии.



ЛИТЕРАТУРА

I. J.Fishher, S.Iwata, V.Radeka, C.L.Wang, W.J.Willis, Nucl.Instr. and Methods 127, 525 (1975)

2. M.L.Cherry, G.Hartmann, D.Muller, T.Price, Phys.Rev. D10, 3594 (1974)

3. В.Л.Гинзбург,И.М.Франк ЖЭТФ, I6, I5 (I946)

4. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 33, I403 (I957),35, I435 (I958)

5. A.I.Alikhanian, K.M.Avakian, G.M.Garibian,M.P.Lorikian, K.K.Shikhliarov, Phys.Rev.Lett. 25, 635 (1970)

6. J.E.Bateman, Nucl.Instr.Meth. 103, 565 (1972)

7. A.K.Drulier, L.C.L.Yuan, Nucl.Instr. Meth. 138, 213

8. Г.М.Гарибян,Л.А.Геворгян,Ян Ши . ЖЭТФ, 66,552 (I974)

9. Г.М.Гарибян,Ян Ши. ЖЭТФ, 6I,930 (I97I)

I0. М.Гольдбергер,К.Ватсон. Теория столкновений,гл.6, Москва, I967

II. L.Durand,Astroph. Journ. 182, 417 (1973)

I2. М.А.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван,I969

I3. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 39, 332 (I960)

I4. В.А.Чечин. ДАН СССР, 22I, № 4, 8I3 (I974)

I5. Г.М.Гарибян,М.П.Лорикян. ДАН Арм.ССР,40, № I, 2I (I965)

I6. М.Д.Ландау,Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред,Москва,I958

I7. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (I959)

I8. А.А.Варданян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. Научное сообщение
ЕФИ-205(5I)-76.

EIKONAL APPROXIMATION IN X-RAY TRANSITION RADIATION (XTR) THEORY

A.I.ALIKHANIAN, V.A.CHECHIN

Lebedev Physical Institute, Moscow, USSR

Abstract

In condition with the calculation of XTR, generated in a complicated configuration radiator, a new method for the calculation of transition electromagnetic field, which is analogous to the eikonal approximation in quantum mechanics is suggested. The method is based on the fact, that in the XTR frequency region $\hbar\omega \gtrsim 1$ keV, which is of the most interest for high-energy physics, the dielectric constant of the usual substances differs very slightly from unity: $|\varepsilon(\omega)-1| \ll 1$. When solving Maxwell equations, the use of this condition allows one not only to obtain the well-known results of the XTR theory in the simple way, but also to solve those problems for which the existing exact methods are either very complicated or they are invalid: for instance, in the case of sphere or arbitrary medium radiator. The eikonal approximation is applicable for the calculation of the work, done by a charged relativistic particle passing through a plate or an arbitrary medium. A qualitative explanation of the results on XTR measurements in superconducting colloid systems (DESY, 1975-1976) is suggested.

ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ИДЕАЛЬНЫЕ И МОЗАИЧНЫЕ КРИСТАЛЛЫ

А.М.АФАНАСЬЕВ, М.А.АГИНЯН

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ.И.В.КУРЧАТОВА

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

При пролете заряженной ультрарелятивистской частицы через идеальный кристалл наряду с переходным излучением открывается новый канал для излучения частицы, обусловленный периодичностью структуры кристалла. В настоящей работе исследуется вопрос о том, в какой мере влияет на данное излучение мозаичность кристалла. Удалось также получить простые аналитические выражения для интегральной интенсивности этого излучения и в случае идеального кристалла. Полученные нами результаты показывают, что интегральная интенсивность излучения слабо чувствительна к степени совершенства кристалла.

I. Введение

Как было показано в ряде работ [I-3], при пролете заряженной ультрарелятивистской частицы через идеальный кристалл наряду с переходным излучением (см.например, [4]), открывается новый канал для излучения частицы, обусловленный периодичностью структуры кристалла.

Быстрая заряженная частица несет на себе электромагнитное поле, которое очень близко к свободному полю излучения. В кристалле может иметь место дифракция поля частиц на брэгговские углы. При этом возникает излучение в диапазоне частот, соот-

ветствующих рентгеновским частотам, которое, как показано в работах [I], сосредоточено в узких угловых и частотных интервалах и имеет заметную интенсивность, вполне доступную для экспериментального обнаружения. Однако, до настоящего времени не было ответа на вопрос о том, в какой мере влияет на данное излучение степень совершенства кристалла. Настоящая работа была предпринята как раз с целью изучения специфики данного процесса излучения в мозаичных кристаллах. При исследовании этого вопроса удалось также получить простые аналитические выражения для интегральной интенсивности этого излучения и в случае идеального кристалла. Последнему вопросу целиком посвящен раздел 3. Излучение от мозаичных кристаллов рассматривается в разделе 4. Полученные нами результаты показывают, что интегральная интенсивность излучения слабо чувствительна к степени совершенства кристалла.

2. Поле заряженной ультрарелятивистской частицы в кристалле

Рассмотрим ультрарелятивистскую частицу с энергией $E \gg mc^2$ где m – масса покоя частицы, и зарядом e. Электромагнитное поле такой частицы в вакууме определяется выражением:

$$\vec{E}_\ell(\vec{K},\omega) = i8\pi^2 e \frac{\omega\vec{V} - \vec{K}c^2}{K^2c^2 - \omega^2}\,\delta(\omega - \vec{K}\vec{V}), \qquad (I)$$

Здесь $\vec{E}_\ell(\vec{K},\omega)$ – фурье-компонента вектора электрического поля, $\vec{V}$ – скорость частицы. Как видно из этого выражения, распределение $\vec{E}_\ell(\vec{K},\omega)$ имеет резкий пик в направлении $\vec{K}$, близком к направлению скорости $\vec{V}$, и, кроме того, поле $\vec{E}_\ell(\vec{K},\omega)$ является практически поперечным. Действительно, для поперечной

составляющей поля из (I) имеем:

$$\vec{E}_{\ell}^{(n)}(\vec{K},\omega) = -i\mathcal{D}\frac{\theta}{1-\beta^2+\theta^2}\delta(\omega-\vec{K}\vec{V})\frac{\vec{\varkappa}}{\varkappa}. \qquad (2)$$

Здесь $\mathcal{D} = 8\pi^2 e V/\omega$, θ – угол между векторами $\vec{K}$ и $\vec{V}$, $\beta = V/c$, а $\vec{\varkappa}$ – перпендикулярная к направлению $\vec{V}$ компонента вектора $\vec{K}$. В случае ультрарелятивистской частицы $1-\beta^2 = (mc^2/E)^2 \ll 1$, все распределение $\vec{E}_{\ell}^{(n)}(\vec{K},\omega)$ сосредоточено в узком интервале углов $\theta \sim \sqrt{1-\beta^2}$.

Если частица попадает в аморфную среду, то, за счет поляризации среды, поле частицы меняется. Нас в дальнейшем будет интересовать поле $\vec{E}_{cp}(\vec{K},\omega)$ в области ω , лежащих в рентгеновском диапазоне. В этом случае поляризация среды $\chi_0(\omega)$ оказывается слабой, т.е. $|\chi_0(\omega)| \ll 1$, и, как не – трудно показать,

$$\vec{E}_{cp}^{(n)}(\vec{K},\omega) = -i\mathcal{D}\frac{\theta}{1-\beta^2+\theta^2-\chi_0}\delta(\omega-\vec{K}\vec{V})\frac{\vec{\varkappa}}{\varkappa}, \qquad (3)$$

т.е. происходит небольшое перераспределение фурье-компонент по направлениям.

Рассмотрим теперь поле заряда, движущегося в кристалле. Наличие трансляционной симметрии в кристалле, очевидно, приведет к более резкой перестройке поля частицы по сравнению с аморфной средой. Действительно, в кристалле восприимчивость является периодической функцией координат, т.е. $\chi^{i\ell}(\vec{r}) = \chi^{i\ell}(\vec{r}+\vec{a})$, где $\vec{a}$ – вектор трансляции, которую мы представили в виде разложения по векторам обратной решетки $\vec{K}_h$:

$$\chi^{il}(\vec{r},\omega)=\sum_{h}\chi^{il}(\vec{K}_h,\omega)\,e^{i\vec{K}_h\vec{r}}. \qquad (4)$$

Для частот в рентгеновском диапазоне взаимодействие электромагнитного поля с атомами кристалла носит преимущественно дипольный характер и, поэтому, тензор восприимчивости имеет следующий вид:

$$\chi^{il}(\vec{K}_h,\omega)=\delta^{il}\chi(\vec{K}_h,\omega). \qquad (5)$$

Явное выражение для фурье-компонент восприимчивости $\chi(\vec{K}_h,\omega)$ можно найти, например, в работе [4]. Учитывая, что в нашем случае $|\chi(\vec{K}_h,\omega)|\ll 1$, а также то обстоятельство, что поле частицы в кристалле практически остается поперечным, т.е. $\vec{K}\,\vec{E}_{кр}(\vec{K},\omega)$ с большой точностью равно нулю, мы можем написать для поперечных компонент уравнения Максвелла в следующем виде:

$$\left(\frac{c^2K^2}{\omega^2}-1\right)\vec{E}_{кр}(\vec{K},\omega)-\sum_{h}\chi(\vec{K}_h,\omega)\vec{E}_{кр}(\vec{K}_h,\omega)=i\mathcal{D}\frac{\vec{V}}{V}\delta(\omega-\vec{K}\vec{V}), \qquad (6)$$

$$\vec{K}_h\,\vec{E}_{кр}(\vec{K}_h,\omega)=0,$$

где $\vec{K}_h=\vec{K}+\vec{K}_h$.

Как видно из этого уравнения, заряженная частица в кристалле создает поле с фурье-компонентами $\vec{K}$ не только в направлении $\vec{K}_0$, близком к направлению ее движения, но и в направлениях, отличающихся от $\vec{K}_0$ на вектора обратной решетки $\vec{K}_h$.

Для фурье-компонент $\vec{E}_{кр}(\vec{K}_h,\omega)$ имеют место ана-

логичные уравнения:

$$\left(\frac{c^2 K_h^2}{\omega^2} - 1\right) \vec{E}_{кр}(\vec{K}_h, \omega) - \sum_{h'} \chi(\vec{K}_{h'} - \vec{K}_h) \vec{E}_{кр}(\vec{K}_{h'}, \omega) = 0 \qquad (7)$$

Таким образом, в общем случае для определения фурье-компонент поля в кристалле мы имеем бесконечную систему алгебраических уравнений. Однако, в реальных ситуациях заметно отличающимися от нуля будут, наряду с $\vec{E}_{кр}(\vec{K}, \omega)$, лишь те фурье-компоненты, для которых

$$K_h^2 \approx K^2 . \qquad (8)$$

Мы для простоты рассмотрим случай, когда условие (8), при заданных ω и $\vec{K}$, выполняется только для одного вектора $\vec{K}_1$. При этом мы имеем систему двух уравнений вида:

$$\begin{cases} \left(\frac{c^2 K_0^2}{\omega^2} - 1 - \chi_0\right) \vec{E}_{кр}(\vec{K}_0 \omega) - \chi_{01} \vec{E}_{кр}(\vec{K}_1, \omega) = i 2\mathcal{D} \frac{\vec{v}}{v} \delta(\omega - \vec{K}_0 \vec{v}), \\ -\chi_{10} \vec{E}_{кр}(\vec{K}_0 \omega) + \left(\frac{c^2 K_0^2}{\omega^2} - 1 - \chi_0 + \alpha\right) \vec{E}_{кр}(\vec{K}_1 \omega) = 0, \\ \vec{K}_p \vec{E}_{кр}(\vec{K}_p \omega) = 0; \quad p = 0, 1, \end{cases} \qquad (9)$$

где

$$\alpha = (K_1^2 - K_0^2) c^2 / \omega^2 . \qquad (10)$$

Эта система является системой четырех уравнений, так как каждое поле $\vec{E}_{кр}(\vec{K}_0)$ и $\vec{E}_{кр}(\vec{K}_1)$ задается двумя амплитудами, соответствующими различным поляризациям. Выбором векторов поляризации можно разделить эту систему на две подсистемы из двух уравнений. Действительно, выберем векторы поляризации

$\vec{e}_0^{(1)}$, $\vec{e}_0^{(2)}$ и $\vec{e}_1^{(1)}$, $\vec{e}_1^{(2)}$ следующим образом:

$$\vec{e}_p^{(2)} = [\vec{e}_p^{(1)} \vec{K}_p / K_p], \quad \vec{e}_0^{(1)} = \vec{e}_1^{(1)} = \vec{e} \tag{II}$$

и $\vec{e}$ направлен перпендикулярно к плоскости $(\vec{K}_0, \vec{K}_1)$. Нетрудно видеть, что для выбранных поляризаций система (9) распадается на две подсистемы, и после несложных преобразований решение можно записать в следующем виде:

$$\vec{E}_{kp}(\vec{K}_p, \omega) = \sum_{s=1}^{2} \vec{e}_p^{(s)} E_{kp}^{(s)}(p), \tag{I2}$$

$$E_{kp}^{(s)}(0) = i p^{(s)} \mathcal{D} \Theta \frac{\alpha - \tilde{\chi}_0}{\Delta^{(s)}},$$

$$E_{kp}^{(s)}(1) = i p^{(s)} \mathcal{D} \Theta \frac{c_s \chi_{10}}{\Delta^{(s)}}, \tag{I3}$$

где

$$\Delta^{(s)} = -\tilde{\chi}_0 (\alpha - \tilde{\chi}_0) - c_s^2 \chi_{01} \chi_{10},$$

$$p^{(s)} = e_0^{(s)} \vec{\varkappa} / \varkappa, \quad \tilde{\chi}_0 = \chi_0 - (1 - \beta^2 + \Theta^2), \tag{I4}$$

$$c_s = \begin{cases} 1, & s = 1 \\ \vec{e}_0^{(2)} \vec{e}_1^{(2)}, & s = 2 \end{cases}. \tag{I5}$$

Фигурирующая в правой части уравнения (9) функция $\delta(\omega - \vec{K}\vec{v})$ связывает продольную проекцию вектора $\vec{K}$ с частотой. Учитывая эту связь, мы будем определять фурье-компоненты поля лишь через частоту ω и поперечную компоненту $\vec{\varkappa}$. Поэтому в (I3)

мы опустили множитель $\delta(\omega - \vec{K}\vec{V})$. Формулы (I2)-(I5) полностью решают поставленную задачу о поле ультрарелятивистской заряженной частицы в регулярном кристалле.

3. Излучение в кристалле

Как нетрудно видеть, поле частицы в вакууме и в кристалле, определяемое формулами (2) и (I3), не является непрерывным на границе раздела. Последнее означает, что при пролете границы частица излучает свободное электромагнитное поле, которое мы в дальнейшем будем обозначать как $\vec{E}_{изл}$. Если при пролете через границу вакуум-аморфная среда возникает поле излучения в направлении, близком к направлению движения заряда (см. [I-2]), то на границе вакуум-кристалл возникает дополнительное излучение в направлении брэгговского рассеяния. Рассмотрим для определенности случай, когда брэгговски отраженная волна распространяется вглубь кристалла (см.рис.I). Такая геометрия рассеяния носит название - случай Лауэ. Из условия непрерывности суммарного электромагнитного поля получаем, что после пролета первой границы возникает поле излучения как в направлении $\vec{K}_0$, так и в направлении $\vec{K}_1$ с амплитудами, соответственно равными

$$E^{I(s)}_{изл}(0) = E^{(s)}_{в}(\vec{K}_0) - E^{(s)}_{кр}(\vec{K}_0)$$
$$E^{I(s)}_{изл}(1) = - E^{(s)}_{кр}(\vec{K}_1) \qquad (I6)$$

Соотношение (I6) имеет место для каждой из поляризаций (II) в отдельности. В дальнейшем мы будем рассматривать только одну из этих поляризаций и будем опускать индекс (s) . Суммирова-

ние конечного результата по поляризациям проводится тривиально.

Поля излучения $E^{I}_{изл}(\vec{K}_0)$ и $E^{I}_{изл}(\vec{K}_1)$ будут распространяться вглубь кристалла, испытывая многократное дифракционное рассеяние и поглощение. В силу этих процессов поле излучения *непосредственно перед второй границей* будет определяться следующими формулами:

$$\tilde{E}^{II}_{изл}(0) = E^{I}_{изл}(0)\,A^{00}_{L}(\ell) + E^{I}_{изл}(1)\,A^{01}_{L}(\ell)$$
$$\tilde{E}^{II}_{изл}(1) = E^{I}_{изл}(0)\,A^{10}_{L}(\ell) + E^{I}_{изл}(1)\,A^{11}_{L}(\ell)\,. \qquad (17)$$

Здесь коэффициенты $A^{im}_{L}(\ell)$ имеют следующий смысл: $A^{im}_{L}(\ell)$ определяет амплитуду поля в направлении „i" на выходной поверхности, при условии, что на кристалл падает поле единичной амплитуды в направлении „m". Определение этих коэффициентов есть задача теории динамического рассеяния рентгеновских лучей, и в случае двухволнового приближения их вычисление не составляет особого труда. При выходе частицы из кристалла имеет место дополнительное излучение

$$E^{II}_{изл}(0) = E_{кр}(0) - E_{в}(0)$$
$$E_{изл}(1) = E_{кр}(1)\,. \qquad (18)$$

Результирующее поле излучения за кристаллом, очевидно, есть сумма выражений (17) и (18), т.е.

$$E_{изл}(0) = (E_{кр}(0) - E_{в}(0))(1 - A^{00}_{L}(\ell)) - E_{кр}(1)A^{01}_{L}(\ell), \qquad (19)$$
$$E_{изл}(1) = (E_{в}(0) - E_{кр}(0))\,A^{10}_{L}(\ell) + E_{кр}(1)(1 - A^{11}_{L}(\ell))\,.$$

Формулы (I9) решают задачу об излучении частицы при пролете через кристалл при условии, что известны коэффициенты $A_L^{im}(\ell)$. Однако, для ряда случаев, представляющих наибольший интерес с экспериментальной точки зрения, можно найти поле излучения без знания конкретного вида этих коэффициентов. Действительно, рассмотрим "толстый" кристалл, так чтобы излучение, падающее на кристалл, в нем полностью поглощается. В случае квантов рентгеновского диапазона практически происходит поглощение на толщинах порядка нескольких десятков микрон. В этом случае коэффициенты $A_L^{im}(\ell)$, в соответствии с их определением, должны обратиться в нуль и, следовательно, поля излучения будут определяться формулами (I8).

Проанализируем теперь структуру поля излучения в этом случае более подробно. Нас будет интересовать только поле в направлении $\vec{K}_L$, так как его наиболее просто исследовать экспериментально.

В соответствии с (I3)-(I5) для интенсивности поля излучения за кристаллом с учетом формулы (I8) имеем

$$I_1(\theta,\omega)=\frac{\mathcal{D}^2\theta^2}{(1-\beta^2+\theta^2+|\chi_0|)^2}\sum_{s=1}^{2}\frac{|P^{(s)}C_s\chi_{10}|^2}{|\alpha-\alpha_s^{(0)}-i\rho_s|^2}\,, \qquad (20)$$

где

$$\alpha_s^{(0)}=(\tilde{\chi}_0'^2-C_s^2\chi_{01}'\chi_{10}')/\tilde{\chi}_0' \qquad (21)$$

$$\rho_s=[\tilde{\chi}_0'^2\chi_0''+C_s^2\chi_{01}'\chi_{10}'\chi_0''-C_s^2\tilde{\chi}_0'(\chi_{01}'\chi_{10}''+\chi_{01}''\chi_{10}')]/\tilde{\chi}_0'^2 \qquad (22)$$

Здесь $\tilde{\chi}'_0 = \chi'_0 - (1 - \beta^2 + \theta^2)$, а $\chi'_{\alpha\beta}$ и $\chi''_{\alpha\beta}$ -действительная и мнимая части поляризуемости кристалла. В случае одноатомного кристалла имеем (см. [5]):

$$\chi'_0 = -\frac{4\pi r_0 c^2}{\omega^2 \Omega_0} F(0) \qquad (23)$$

$$\chi'_{01} = \chi'_{10} = \chi'_0 \frac{F(\vec{K}_h)}{F(0)} e^{-W(\vec{K}_h)}$$

$$\chi''_0 = c\mu/\omega \qquad (24)$$

а χ''_{01} с большой точностью можно представить как

$$\chi''_{01} = \chi''_0 e^{-W(\vec{K}_h)} . \qquad (25)$$

Здесь Ω_0 - объем элементарной ячейки, $F(\vec{K}_h)$ - атомный структурный фактор ($F(0) = Z$), Z - заряд ядра, $e^{-W(K_h)}$ - дебай - валлеровский фактор, r_0 - классический радиус электрона , μ - линейный коэффициент поглощения.

Рассмотрим теперь более детально фигурирующую в (20) величину α . Согласно ее определению

$$\alpha = \frac{c^2}{\omega^2}(K_1^2 - K_0^2) = \frac{c^2}{\omega^2}(K_1^2 + 2\vec{K}_1\vec{K}_0) . \qquad (26)$$

Определим теперь частоту ω_0 таким образом, чтобы $\alpha - \alpha_S^{(0)} = 0$ при $\vec{\mathcal{E}} = 0$. Нетрудно получить, что

$$\omega_0 = \frac{K_1 c}{2\sin\theta_B} , \qquad (27)$$

где $\frac{\pi}{2} + \theta_B$ - угол между направлением движения частицы и вектором $\vec{K}_1$. В окрестности $\omega = \omega_0$ и $\vec{\mathcal{E}} = 0$ для α имеет место следующее разложение

$$\alpha - \alpha_s^{(0)} = 4 \sin\theta_B \left(-\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \sin\theta_B + \theta \cos\phi \cos\theta_B\right). \quad (28)$$

Заметим теперь, что выражение (20), рассматриваемое как функция α имеет необычайно резкий пик, ширина которого порядка χ_0'', и мы можем заменить выражение $1/|\alpha - \alpha_s^{(0)} - i\rho_s|^2$ на $\frac{\pi}{\rho_s}\delta[4\sin\theta_B(-\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\sin\theta_B + \theta\cos\phi\cos\theta_B)]$. Таким образом, формулу (20) можно переписать в следующем виде:

$$I_1(\theta,\omega) = \frac{\mathcal{D}^2\theta^2}{(1-\beta^2+\theta^2-\chi_0)^2} \sum_{s=1}^{2} \frac{\pi |P^{(s)} C_s \chi_{10}|^2}{\rho_s(\theta)} \delta[4\sin\theta_B(-\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\sin\theta_B + \theta\cos\phi\cos\theta_B)]. \quad (29)$$

Эта формула полностью описывает распределение излучения по углам и частотам вблизи направления, соответствующего дифракционному рассеянию на вектор K_1.

Для интегрального числа квантов, испускаемых одной частицей при пролете через кристалл, находим

$$N(\vec{\kappa}_1) = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\chi_{01}'}{16\sin^2\theta_B} \cdot \frac{\chi_{10}'}{\chi_0''} \sum_s C_s^2 \left\{\frac{1}{2}\ln\frac{1}{x_s^2+y_s^2} - \frac{x_s}{y_s}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x_s}{y_s}\right)\right\} \quad (30)$$

где

$$x_s = 1 - \beta^2 + |\chi_0| - C_s^2 |\chi_{01}| e^{-W(\vec{\kappa}_1)}$$

$$y_s = C_s^2 |\chi_{01}| \left(1 - C_s^2 e^{-2W(\vec{\kappa}_1)}\right)^{1/2}. \quad (31)$$

Ранее в работе [2] величина $N(\vec{\kappa}_1)$ определялась путем численного интегрирования. Результаты расчетов по формуле (30)

и результаты численного интегрирования совпадают с хорошей точностью.

Прежде всего следует отметить, что $N(\vec{K}_1)$ стремится к бесконечности, если уменьшается поглощение среды (коэффициент χ_0''). Последнее обстоятельство означает, что имеет место генерация излучения по всему объему кристалла, а не на границе как это могло показаться в ходе вывода этой формулы. Таким образом, мы имеем в данном случае аналог черенковского излучения. В аморфной среде в области частот, где поляризуемость $\chi_0 < 0$ черенковское излучение отсутствует, так как не выполняются необходимые для процесса излучения условия одновременного выполнения закона сохранения энергии и импульса. В кристалле, как известно, сохранение импульса должно выполняться с точностью до вектора обратной решетки, что открывает возможность объемного излучения в области частот с $\chi_0 < 0$.

Из формулы (30) также следует, что зависимость $N(\vec{K}_1)$ от энергии падающей частицы является слабой. Аналогично решается задача об излучении заряженной частицы в кристалле в ситуации, когда дифрагированная волна идет не в глубь кристалла, а выходит из него (так называемый случай дифракции Брэгга) - см.рис.2. В этом случае для амплитуды поля излучения, идущего от кристалла, имеем:

$$E_{изл}(1) = E_{кр}(1)(1 - A_B^{11}(\ell)) + (E_\ell(0) - E_{кр}(0))A_B^{10}(\ell), \qquad (32)$$

а для поля излучения в направлении движения заряженной частицы имеем

$$E_{изл}(0) = (E_{кр}(0) - E_\ell(0))(1 - A_B^{00}(\ell)) - E_{кр}(1)A_B^{01}(\ell). \qquad (33)$$

Коэффициенты $A_B^{im}(\ell)$ имеют аналогичный физический смысл, как и в случае рассеяния в геометрии Лауэ, однако их значения уже другие: $A_B^{im}(\ell)$ определяет амплитуду поля в направлении „i" на выходной поверхности при условии, что на входную поверхность падает поле единичной амплитуды в направлении „m". Здесь выходной поверхностью для поля в направлении "I" является поверхность I, входной - поверхность II, а для поля в направлении "0" - наоборот. Для "толстого" кристалла коэффициенты $A_B^{ii}(\infty)$ обращаются в нуль, но коэффициенты $A_B^{01}(\infty)$ и $A_B^{10}(\infty)$ уже не равны нулю. Поэтому поля излучения будут определяться формулами

$$E_{изл}(1) = E_{кр}(1) + (E_6(0) - E_{кр}(0))\,A_B^{10}(\infty)$$
$$E_{изл}(0) = E_{кр}(0) - E_6(0) - E_{кр}(1)\,A_B^{01}(\infty). \qquad (34)$$

Как и в случае Лауэ, проанализируем поле излучения в направлении $\vec{K}_1$. Для $A_B^{10}(\infty)$, пренебрегая малыми мнимыми частями χ''_{ij}, можно получить

$$A_B^{10}(\infty) = \frac{bC_5\,\chi_{10}}{2\varepsilon - \tilde{\chi}_0} \qquad (35)$$

Здесь

$$2\varepsilon - \tilde{\chi}_0 = \begin{cases} \frac{1}{2}\left[x - i\sqrt{4bC_5^2\chi'_{01}\chi'_{10} - x^2}\right], & |x| < 2\sqrt{bC_5^2\chi'_{01}\chi'_{10}} \\ \frac{1}{2}\left[x + \sqrt{x^2 - 4bC_5^2\chi'_{01}\chi'_{10}}\right], & x > 2\sqrt{bC_5^2\chi'_{01}\chi'_{10}} \\ \frac{1}{2}\left[x - \sqrt{x^2 - 4bC_5^2\chi'_{01}\chi'_{10}}\right], & x < -2\sqrt{bC_5^2\chi'_{01}\chi'_{10}} \end{cases} \qquad (36)$$

$$x = b\alpha - \tilde{\chi}'_0(1+b),\quad b = |\gamma_0/\gamma_1|,\quad \gamma_p = \cos(\hat{\vec{n}, \vec{K}_p})$$

$\vec{n}$ – единичный вектор нормали к поверхности кристалла. Используя формулы (I3)-(I5) для поля заряда в кристалле в направлении $\vec{K}_0$ можно получить

$$E_{кр}^{(s)}(0) = E_{ср}^{(s)}(0) + \Delta E_{ср}^{(s)}(0), \qquad (37)$$

где

$$E_{ср}^{(s)} = -ip^{(s)} \mathcal{D}\theta / \tilde{\chi}_0$$
$$\Delta E_{ср}^{(s)}(0) = -ip^{(s)} \mathcal{D}\theta C_s^2 \chi_{01}\chi_{10} / \tilde{\chi}_0 \Delta^{(s)}, \qquad (38)$$

Подставляя (37), (35) в (34), для интенсивности поля излучения в направлении "I" с учетом того, что и здесь имеется функция $|\alpha - \alpha_s^{(0)} - i\rho_s|^{-2}$ с резким пиком по α, получаем:

$$I_1(\theta,\omega) = \mathcal{D}^2\theta^2 \frac{|p^{(s)} C_s \chi_{10}|^2}{|2\varepsilon - \tilde{\chi}_0|^2} \left\{ \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2} - \frac{1}{1-\beta^2+\theta^2-\chi_0} \right\}^2 +$$
$$+ \frac{\mathcal{D}^2\theta^2}{(1-\beta^2+\theta^2-\chi_0)^2} \left(1 - \frac{\beta C_s^2 \chi_{01}\chi_{10}}{\tilde{\chi}_0^2}\right) \times \qquad (39)$$
$$\times \eta(\tilde{\chi}_0^2 - \beta C_s^2 \chi_{01}\chi_{10}) \cdot \frac{\pi |p^{(s)} C_s \chi_{10}|^2}{\rho_s(\theta)} \delta(\alpha - \alpha_s^{(0)}),$$

где

$$\eta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Первый член в (39) представляет собой отраженную в направлении "I" часть переходного излучения. Нетрудно видеть, что он в χ_0'' раз меньше второго члена, и им можно пренебречь. Интерференционный член пропорционален $(\alpha - \alpha_s^{(0)})$ и из-за наличия $\delta(\alpha - \alpha_s^{(0)})$ дает при интегрировании нулевой вклад, поэтому мы его опустим. Таким образом, для интенсивности поля

излучения с учетом двух поляризаций имеем следующую формулу:

$$I_1(\theta,\omega)=\frac{\mathcal{D}^2\theta^2}{\tilde{\chi}_0^2}\cdot\sum_{s=1}^{2}\frac{\pi|\rho^{(s)}C_s\chi_{10}|^2}{\rho_s^{(\theta)}}\left(1-\frac{bC_s^2\chi_{01}\chi_{10}}{\tilde{\chi}_0^2}\right)^2\times$$
$$\times\eta(\tilde{\chi}_0^2-bC_s^2\chi_{01}\chi_{10})\delta(\alpha-\alpha_s^{(0)}). \qquad (40)$$

Для интегрального числа квантов, испускаемых одной частицей при пролете через кристалл имеем:

$$N(\vec{K}_1)=N_0(\vec{K}_1)\frac{1}{2}\sum_{s=1}^{2}C_s^2\int_0^1\left(1-\frac{bC_s^2\chi_{01}\chi_{10}}{(x+z_0)^2}\right)\eta(\tilde{\chi}_0^2-bC_s^2\chi_{01}\chi_{10})\frac{x\,dx}{(x+x_s)^2+y_s^2}, \qquad (41)$$

где

$$N_0(\vec{K}_1)=\frac{e^2}{\hbar c}\cdot\frac{\chi_{01}}{8\sin^2\theta_B}\cdot\frac{\chi_{10}}{\chi_0''}, \qquad (42)$$
$$z_0=1-\beta^2+|\chi_0|.$$

Точное выражение для этого интеграла имеет довольно громоздкий вид. Поэтому мы приведем приближенные выражения для ряда случаев. Предположим сначала, что $b\lesssim 1$. Тогда при условии $z_0\gg x_s,\ y_s$ с логарифмической точностью имеем:

$$N_B(\vec{K}_1)=N_0(\vec{K}_1)\frac{1}{2}\sum_{s=1}^{2}C_s^2\left\{\frac{1}{2}\ln\frac{1}{x_s^2+y_s^2}-\frac{x_s}{y_s}\left(\frac{\pi}{2}-\operatorname{arctg}\frac{x_s}{y_s}\right)-\right.$$
$$-\frac{2bC_s^2\chi_{01}\chi_{10}}{z_0^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{z_0^2\xi_1}{x_s^2+y_s^2}-\frac{x_s}{y_s}\left(\frac{\pi}{2}-\operatorname{arctg}\frac{x_s}{y_s}\right)+\right. \qquad (43)$$
$$\left.\left.+\frac{(bC_s^2\chi_{01}\chi_{10})^2}{z_0^4}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{z_0^2\xi_2}{x_s^2+y_s^2}-\frac{x_s}{y_s}\left(\frac{\pi}{2}-\operatorname{arctg}\frac{x_s}{y_s}\right)\right]\right\},$$

где ξ_1 и ξ_2 – некоторые численные константы порядка I.

Рассмотрим теперь случай $b\gg 1$. При этом нижний предел в интеграле (41) уже не равен нулю, а равен величине

$x_{min} = \sqrt{b}\, C_s |\chi_{01}| - z_0$. Предполагая, что $x_{min} \gg z_0, x_s, y_s$, мы можем в интеграле (41) положить $x_s = 0$, $y_s = 0$, $z_0 = 0$. В результате этих упрощений получаем

$$N_B(\vec{K}_1) = N_0(\vec{K}_1) \frac{1}{2} \sum_{s=1}^{2} C_s^2 \ln \frac{1}{x_{min}^{(s)}} . \qquad (44)$$

Таким образом, полученные нами формулы (41)-(44) полностью решают задачу об излучении от "толстого" кристалла в случае геометрии Брэгга. Как видно из полученных формул, излучение в этом случае не очень сильно отличается от случая геометрии Лауэ.

4. Излучение от мозаичных кристаллов

Прежде чем перейти к случаю мозаичного кристалла, состоящего из блоков малых размеров с характерной толщиной $d \ll \gamma_1 c/\omega|\chi_{10}|$, рассмотрим излучение от "тонкого" кристалла. Для определенности будем иметь в виду случай геометрии Лауэ. Поле излучения за кристаллом определяется формулами (19) Выпишем коэффициенты $A_L^{im}(\ell)$ в явном виде для кристалла произвольной толщины

$$A_L^{10}(\ell) = \frac{b C_s \chi_{10}}{2\varepsilon_2^{(s)} - 2\varepsilon_1^{(s)}} \left[\exp(i z_2^{(s)}) - \exp(i z_1^{(s)})\right],$$

$$A_L^{11}(\ell) = \frac{2\varepsilon_2^{(s)} - \tilde{\chi}_0}{2\varepsilon_2^{(s)} - 2\varepsilon_1^{(s)}} \exp(i z_2^{(s)}) - \frac{2\varepsilon_1^{(s)} - \tilde{\chi}_0}{2\varepsilon_2^{(s)} - 2\varepsilon_1^{(s)}} \exp(i z_1^{(s)}), \qquad (45)$$

$$A_L^{01}(\ell) = A_L^{10}(\ell)\, \chi_{01}/b\chi_{10}, \quad A_L^{00}(\ell) = A_L^{11}(-\ell) \exp(i z_1^{(s)} + i z_2).$$

Здесь

$$z_i = \varepsilon_i^{(s)} \omega \ell / c\gamma_0 ,$$

$$2\varepsilon_{1,2}^{(s)} = \frac{1}{2}\left\{(1+b)\tilde{\chi}_0 - b\alpha \pm \sqrt{((1+b)\tilde{\chi}_0 - b\alpha)^2 - 4b\Delta^{(s)}}\right\}, \tag{46}$$

где $\Delta^{(s)}$ определяется формулой (I4).

Подставляя (45) и (I3) в формулы (I9), после несложных преобразований имеем:

$$E_{изл}(1) = E_в(0) A_L^{10}(\ell) + \Delta E \tag{47}$$

$$E_{изл}(0) = (E_{ср}^{(0)} - E_в(0))(1 - A_L^{00}(\ell)) - \frac{C_s \chi_{01}}{\tilde{\chi}_0} \Delta E, \tag{48}$$

где

$$\Delta E = i P^{(s)} \mathcal{D}\theta \frac{C_s \chi_{10}}{\Delta^{(s)}} \left(1 - \frac{\varepsilon_2^{(s)} \exp(i z_1^{(s)}) - \varepsilon_1^{(s)} \exp(i z_2^{(s)})}{\varepsilon_2^{(s)} - \varepsilon_1^{(s)}}\right). \tag{49}$$

Нетрудно увидеть, что для "тонкого" кристалла с толщиной $\ell \ll \gamma_1 c/\omega|\chi_{10}|$ членом ΔE в формуле (47) можно пренебречь.

Действительно, предполагая, что $z_1, z_2 \ll 1$, находим (с точностью до кубических членов по ℓ):

$$\Delta E = -i P^{(s)} \mathcal{D}\theta C_s \chi_{10} \frac{1}{2} \left(\frac{\omega \ell}{2\gamma_0 c}\right)^2. \tag{50}$$

Здесь также существенно, что в "тонком" кристалле исчезает резкая зависимость $E_{изл}(1)$ от α, обусловленная знаменателем $\Delta^{(s)}$.

Таким образом, излучение от "тонкого" кристалла в направлении "I" целиком определяется первым членом в (47), который является линейным по ℓ . При этом для коэффициента $A_L^{10}(\ell)$ можно использовать приближенное выражение:

$$A_L^{10}(\ell) \approx \frac{1-\exp(-i\omega\ell\alpha/2\gamma_1 c)}{\alpha}\chi_{10}C_s. \qquad (51)$$

Аналогично, можно пренебречь и вторым членом в (48). При этом первый член описывает излучение, не зависящее от структуры кристалла, а ему соответствует обычное переходное излучение.

Перейдем теперь к мозаичному кристаллу. Блоки непосредственно вблизи поверхности будут вызывать излучение, прямо описываемое формулами (47)-(49).

Однако в глубине кристалла ситуация несколько изменяется. Действительно, среднее поле частицы будет описываться уже не $E_в(0)$, а $E_{ср}(0)$. Следовательно, чтобы определить излучение от блока вдали от поверхности, мы должны заменить в формулах (47), (48) $E_в(0)$ на $E_{ср}(0)$. При этом $E_{изл}(0)$ обращается в нуль (с точностью до второго члена), что является физически очевидным фактом. Действительно, внутри среды переходное излучение прекращается. Поле излучения в направлении "I" в соответствии с (47), (51) и (37) определяется выражением

$$E_{изл}(1) = -iP^{(s)}\mathcal{D}\Theta\frac{C_s\chi_{10}}{\chi_{01}}\frac{1-\exp(-i\omega\ell\alpha i/2\gamma_1 c)}{\alpha i}. \qquad (52)$$

Здесь αi определяет отклонение от точного выполнения усло-

вия Брэгга на i -том блоке, и при переходе от одного блока к другому эта величина меняется. Для интенсивности поля излучения, проинтегрированной по частотам $\Delta\omega$, легко находим:

$$J(\theta) = J_0(\theta)\,|C_s\,\chi_{10}|^2 \int \frac{4\sin(\omega l \alpha_i / 4\gamma_1 c)}{\alpha_i^2}\, d\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \tag{53}$$

$$= J_0(\theta)\,\tau l,$$

где

$$J_0(\theta) = 2\pi \frac{e^2\omega_0}{c}\,\frac{\theta^2}{(1-\beta^2+\theta^2-\chi_0)^2}\,, \tag{54}$$

$$\tau = \frac{\pi\omega_0\,|C_s\,\chi_{10}|^2}{4\gamma_1 c \sin^2\theta_B}\,. \tag{55}$$

Как видно из формулы (53), интенсивность поля излучения в направлении "I" не зависит от конкретной ориентиции блока (при естественном условии, что мозаичность кристалла мала) и пропорциональна толщине блока. В силу этого обстоятельства можно ввести интенсивность излучения на единицу длины, равную

$$\frac{dJ(\theta)}{dl} = J_0(\theta)\,\tau\,. \tag{56}$$

Таким образом, заряженная частица, пролетая через мозаичный кристалл, непрерывно генерирует излучение в направлении "I". Это излучение будет испытывать в кристалле, с одной стороны, поглощение, а с другой стороны - претерпевать дифракционное рассеяние в направлении "0". Все эти процессы можно описать системой уравнений, описывающих дифракцию в "толстых" мозаичных кристаллах, (см.например, [6])

$$\frac{dI_0(\theta,z)}{dz} = -\left(\frac{\mu}{\gamma_0}+\frac{r}{\delta}\right)I_0(\theta,z)+\frac{r}{\delta b^2}I_1(\theta,z)$$

$$\frac{dI_1(\theta,z)}{dz} = -\left(\frac{\mu}{\gamma_1}+\frac{r}{\delta b^2}\right)I_1(\theta,z)+\frac{r}{\delta}I_0(\theta,z)+rJ_0(\theta), \quad (57)$$

Здесь μ - линейный коэффициент поглощения (см.(24)), δ - параметр, характеризующий мозаичность кристалла, т.е. среднюю разориентировку блоков, выраженную в единицах ширины брэгговского столика. В нашем случае будем предполагать, что $\delta \gg 1$ Выпишем решение этой системы сразу для случая "толстого" кристалла.

$$I_1(\theta) = \frac{\mu + r\gamma_0/\delta}{\mu + r(\gamma_0+\gamma_1/b^2)/\delta} \cdot \frac{r\gamma_1 J_0(\theta)}{\mu}, \quad (58)$$

Так как обычно $\mu \gg r$, то из (58) имеем:

$$I_1(\theta) = \frac{r\gamma_1}{\mu}J_0(\theta) = \frac{\pi^2 e^2 \omega_0}{2c\sin^2\theta_B}\chi_{10}\frac{\chi_{01}}{\chi_0''}\frac{C_s^2\theta^2}{(1-\beta^2+\theta^2-\chi_0)^2} \quad (59)$$

Для числа квантов, отнесенного на одну падающую частицу, и проинтегрированного по всем углам θ, легко находим

$$N_m(\vec{K}_1) = N_0(\vec{K}_1)\frac{1}{2}\sum_{s=1}^{2} C_s^2\left\{\ln\frac{1}{(1-\beta^2+|\chi_0|)}-1\right\}. \quad (60)$$

В точности те же результаты имеют место в случае излучения от мозаичного кристалла и в геометрии рассеяния Брагга (хотя в случае идеальных кристаллов, как было показано в разделе 3, имеет место некоторое количественное различие).

Сравним теперь выражение (60) с выражением (30), которое описывает излучение от идеального кристалла. Как нетрудно видеть, излучение от идеального и от мозаичного кристалла не сильно отличаются друг от друга. Различие имеется только в множителе под логарифмом и, в силу этого, оно невелико. Для частиц не слишком высокой энергии $1-\beta^2 > |\chi_0|$ эти выражения практически совпадают. Для ультрарелятивистских частиц $1-\beta^2 \ll |\chi_0|$ наблюдается слабое различие в характере излучения, однако, даже в случае электронов с энергией порядка I Гэв этим различием можно пренебречь. Таким образом, проведенный анализ показывает, что в смысле интенсивности излучения идеальный кристалл не имеет, фактически, преимуществ перед мозаичным.

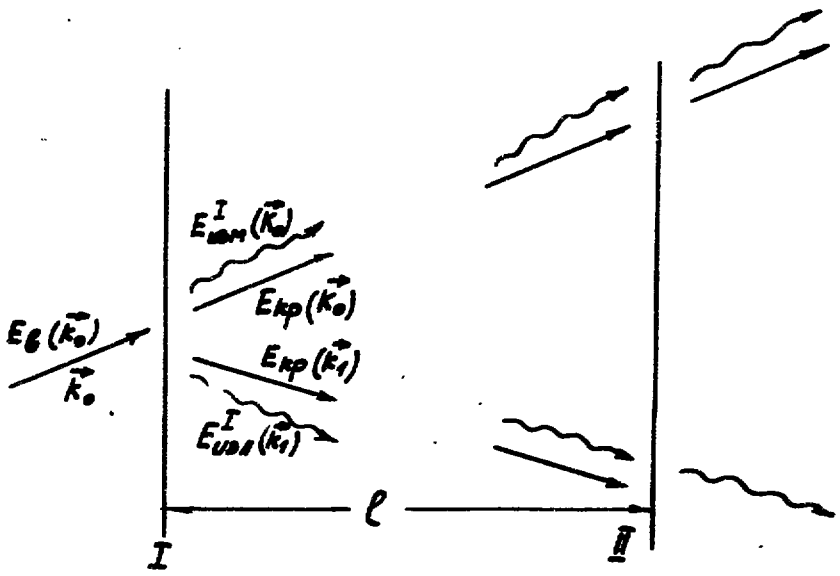

$E^{I}_{изл}(\vec{k}_0)$
$E_{кр}(\vec{k}_0)$
$E_{кр}(\vec{k}_1)$
$E^{I}_{изл}(\vec{k}_1)$
$E_{в}(\vec{k}_0)$
$\vec{k}_0$
ℓ
I
II

Рис.I

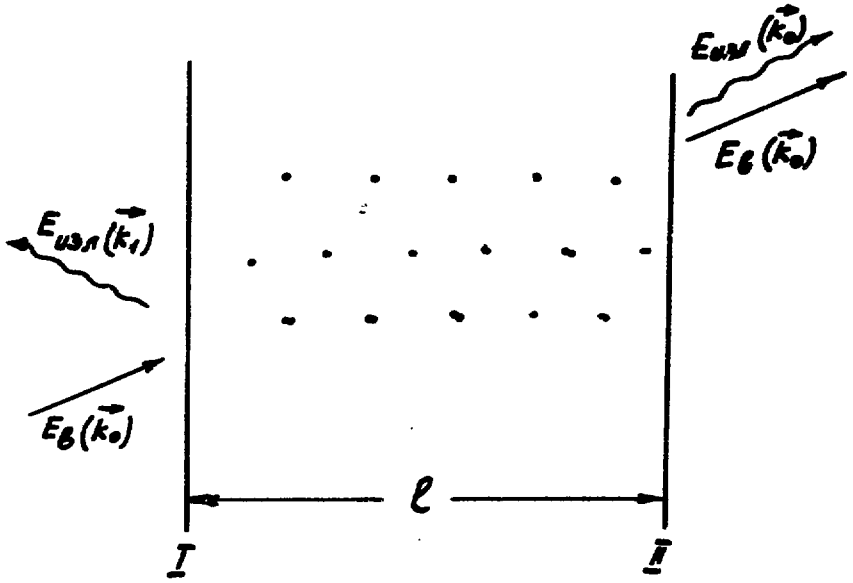

$E_{изл}(\vec{k}_0)$
$E_{в}(\vec{k}_0)$
$E_{изл}(\vec{k}_1)$
$E_{в}(\vec{k}_0)$
ℓ
I
II

Рис.2

ЛИТЕРАТУРА

I. Г.М.Гарибян, Ян Ши а) ЖЭТФ, 61,930, 1971;
б) ЖЭТФ, 63,1198, 1972

2. А.Н.Авакян,М.А.Аминян,Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 68, 2038, 1975

3. В.Г.Барышевский, И.Д.Феранчук. ЖЭТФ, 61, 944,1971 (исправление см. ЖЭТФ, 64, 760, 1973); Вести АН БССР, серия физ-мат. наук, 2,102, 1973; ДАН БССР, 18, 499, 1974

4. Г.М.Гарибян. Теоретические основы переходного излучения, ЕФИ-ТФ № 13·(70)

5. A.M.Afanas'ev, YU.Kagan, Acta Crystal. A24, p.I, 163,1968.

6. W.H.Zachariasen. Theory of X-Ray Diffraction. N.Y.-L.,1945.

RADIATION OF ULTRARELATIVISTIC PARTICLES PASSING THROUGH IDEAL AND MOSAIC CRYSTALS

A.M.AFANASJEV, M.A.AGINIAN

Kurchatov Institute of Atomic Energy,
Yerevan Physics Institute

Abstract

When a charged particle passes through an ideal crystal, besides the transition radiation, it arises a new kind of radiation, connected with the crystal periodic structure. This work is devoted to the problem of how-much the crystal mosaic structure influences this radiation. We've obtained simple analitical expressions for the integral intensity of this radiation for the case of an ideal crystal too. The obtained results show, that the integral radiation intensity depends weakly on the degree of crystal perfection.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ МАКСИМУМОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБРАЗОВАННОГО УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМ ЗАРЯДОМ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

М.А.АГИНЯН, ЯН ШИ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

При прохождении ультрарелятивистской заряженной частицы через монокристалл, наряду с переходным излучением,испускаемым под малыми углами относительно траектории заряда ("центральное пятно"), образуется также рентгеновское излучение, испускаемое под брэгговскими углами ("боковые пятна"). Произведено исследование частотно-углового и частотного распределений как центрального, так и бокового пятен.

При пролете ультрарелятивистской заряженной частицы через монокристалл поле частицы испытывает брэгговское отражение на атомных плоскостях, и должна возникнуть своеобразная лауэграмма. В первых работах [I-4] , посвященных этому вопросу, использовалась теория возмущений, поэтому их результаты непригодны для достаточно толстых кристаллов, когда поле, рассеянное атомами кристалла, нельзя считать малым по сравнению с полем пролетающей заряженной частицы.

В последнем случае необходимо учитывать взаимодействие падающей и рассеянных волн, например, используя двухволновое приближение динамической теории дифракции рентгеновских лучей, что было сделано в [5] . Аналогичная задача рассматривалась в [6] .

В результате этих работ было показано, что наряду с обычным рентгеновским переходным излучением, образуемым на границах кристалла и испускаемым в основном вперед (центральное пятно),

возникает также рентгеновское излучение на брэгговских частотах, испускаемое под брэгговскими углами (боковые пятна).Когда кристалл не слишком тонкий, в центральном и боковых пятнах появляются узкие и высокие максимумы, так называемые динамические максимумы.

Общие формулы, полученные в [5] , дают частотно-угловое распределение интенсивности указанных максимумов. Эти формулы имеют весьма сложный вид. Однако, если рассматривать случай "толстого" кристалла, т.е. когда поглощение в нем значительно как для нормально, так и для аномально (эффэкт Бормана) проходящих волн, то формулы существенно упрощаются, хотя и остаются достаточно сложными.

Для получения частотного спектра динамических максимумов необходимо проинтегрировать эти формулы по азимутальному и полярному углам θ и ϕ . В [7] такое интегрирование было проведено частично аналитически (по ϕ) и частично численно (по θ). Затем было проведено численное интегрирование по частоте ν для получения полной интенсивности (числа квантов) максимума. В настоящем докладе мы частично приведем результаты [7], относящиеся к случаю Лауэ и покажем, что интегрирование по θ и ν в пределах точности принятого приближения можно провести также аналитически.

I. Исходные формулы

Согласно работе [5], числа квантов излучения в центральном и боковых пятнах определяются соответственно формулами

$$N = \int N(\nu, \theta, \phi)\, d\nu\, d\theta\, d\phi$$
$$N_h = \int N_h(\nu, \theta, \phi)\, d\nu\, d\theta\, d\phi \qquad (I)$$

где в рассматриваемом нами случае Лауэ

$$N(\nu,\theta,\phi)=\frac{\omega^2\theta}{(2\pi)^6\hbar c}\left\{|E_\pi^{pac}|^2+|E_\sigma^{pac}|^2\right\} \qquad (2)$$

$$N_h(\nu,\theta,\phi)=\frac{\omega^2\theta}{(2\pi)^6\hbar c}\left\{|E_{h\pi}^{pac}|^2+|E_{h\sigma}^{pac}|^2\right\}\cos 2\theta_B$$

Здесь $\nu=(\omega-\omega_B)/\omega_B$ – относительное отклонение частоты ω от брэгговской ω_B; ϕ, θ – соответственно азимутальный и полярный углы излучения, причем угол ϕ отсчитывается от плоскости, проходящей через направление движения заряда $\vec{n}$ и вектор обратной решетки $\vec{K}_h$ (умноженный на 2π), а θ – от направления $\vec{n}$ для центрального пятна и направления $\omega\vec{n}/c+\vec{K}_h$ для бокового пятна; θ_B – брэгговский угол.

Величины E_α^{pac} и $E_{h\alpha}^{pac}$ $(\alpha=\pi,\sigma)$ определяются формулами

$$E_\pi^{pac}=\frac{8\pi^2 ei\theta\beta\sin\phi}{\omega}\cdot\frac{g_{oo}(\eta_h-g_{hh})+g_{oh}g_{ho}}{\eta_o\mathcal{D}_\pi}$$

$$E_{h\pi}^{pac}=\frac{8\pi^2 ei\theta\beta\sin\phi}{\omega}\cdot\frac{g_{ho}}{\mathcal{D}_\pi} \qquad (3)$$

$$E_\sigma^{pac}=-\frac{8\pi^2 ei}{\omega\sin 2\theta_B\,\eta_o\mathcal{D}_\sigma}\left\{\cos 2\theta_B\left[g_{oo}(\eta_h-g_{hh})+g_{oh}g_{ho}\right]\eta_o-\right.$$
$$\left.-\left(\theta^2+(1-\beta^2)\cos 2\theta_B+\theta\sin 2\theta_B\cos\phi\right)\left[g_{oo}(\eta_h-g_{hh})+\cos^2 2\theta_B g_{oh}g_{ho}\right]\right\}$$

$$E_{h\sigma}^{pac}=-\frac{8\pi^2 ei\,g_{ho}}{\omega\sin 2\theta_B\,\mathcal{D}_\sigma}\left\{\eta_o-g_{oo}\sin^2 2\theta_B-\cos 2\theta_B\left[\theta^2+\right.\right. \qquad (4)$$
$$\left.\left.+(1-\beta^2)\cos 2\theta_B+\theta\sin 2\theta_B\cos\phi\right]\right\}.$$

Здесь $g_{oo}\approx g_{hh}=g'+ig''$ где $g'=-\omega_o^2/\omega^2$, $|g'|\gg g''>0$,

$g_{oh}=g'_{oh}+ig''_{oh}$, $|g'_{oh}|\gg g''_{oh}>0$, $\eta_o=\theta^2+1-\beta^2$,

$\eta_h=\theta^2+(1-\beta^2)\cos 2\theta_B-4\nu\sin^2\theta_B+2\theta\sin 2\theta_B\cos\phi$,

$\mathcal{D}_\alpha=(\eta_o-g_{oo})(\eta_h-g_{hh})-\chi^2 g_{oh}g_{ho}$ $(\alpha=\pi,\sigma)$.

$\zeta = 1$ при $\alpha = \pi$ и $\zeta = \cos 2\theta_B$ при $\alpha = \rho, \beta = v/c$

Ниже проведем интегрирование формулы (I) с использованием (2) и(3).

2. Интегрирование по ϕ

В знаменателях подынтегральных функций (2) имеется характерная величина

$$|\mathcal{D}_\alpha|^2 = A\cos^2\phi + B_\alpha \cos\phi + C_\alpha \qquad (\alpha = \pi, \rho) \qquad (5)$$

где

$$\begin{aligned} A &= 4\theta^2 \sin^2 2\theta_B \eta^2, \\ B_\alpha &= 4\theta \sin 2\theta_B \eta (\eta\xi - \zeta^2 g'_{oh} g'_{ho}), \\ C_\alpha &= (\eta\xi - \zeta^2 g'_{oh} g'_{ho})^2 + P_\alpha^2/4A, \\ P_\alpha &= 4\theta \sin 2\theta_B |g''\eta^2 + \zeta^2[\eta(g''_{oh} g'_{ho} + g''_{ho} g_{oh}) + g'' g'_{oh} g'_{ho}]| \\ \eta &= \theta^2 + 1 - \beta^2 - g' \\ \xi &= \theta^2 + (1-\beta^2)\cos 2\theta_B - 4\nu \sin^2\theta_B - g' \end{aligned} \qquad (6)$$

Интегрирование по ϕ можно с хорошей точностью провести весьма просто. Как было показано в [5], вдали от динамического максимума, обусловленного минимумом величины (5), интенсивность центрального пятна совпадает с интенсивностью обычного переходного излучения, описываемого макроскопической теорией, а интенсивность бокового пятна при этом весьма мала. Следовательно, представляет интерес вычислить отклонение интенсивности (числа квантов) центрального пятна от обычного переходного излучения и интенсивности (числа квантов) бокового пятна только вблизики динамических максимумов.

Величина (5) имеет минимум при

$$\cos\phi = -\frac{B_\alpha}{2A}. \qquad (7)$$

В случае, когда

$$|B_\alpha| \le 2A\,, \tag{8}$$

динамический максимум достигается при действительных ϕ. В противном случае динамический максимум отсутствует.

Что касается числителей подынтегральных функций (2), то они представляют собой функцию от $\cos\phi$, не имеющую особенностей. Вынося значения этих функций в точке минимума функции (5) и разлагая знаменатель в этой точке, можно легко проинтегрировать (I) по азимутальному углу. Тогда для частотно-углового спектра

$$N'(\nu,\theta) = \int_0^{2\pi} N(\nu,\theta,\phi)\,d\phi - N_{перех}(\nu,\theta)$$
$$N_h(\nu,\theta) = \int_0^{2\pi} N_h(\nu,\theta,\phi)\,d\phi \tag{9}$$

при выполнении условия

$$4A^2 - B_\alpha^2 \gg 8A\,P_\alpha \tag{10}$$

получим

$$N'(\nu,\theta) = \frac{2|g_{oh}|^4\theta^2}{137\pi\sin 2\theta_B\eta}\left[\frac{\sqrt{A-C_n}}{\eta^2 P_n} + \frac{G^2\cos^2 2\theta_B}{P_p\sqrt{A-C_p}}\right], \tag{11}$$

$$N_h(\nu,\theta) = \frac{2|g_{oh}|^2 ctg\,2\theta_B\,\theta^2}{137\pi}\left[\frac{\sqrt{A-C_n}}{\eta P_n} + \frac{\eta G^2}{P_p\sqrt{A-C_p}}\right], \tag{12}$$

$$G = 2\eta - \cos 2\theta_B\left[2g'\sin^2\theta_B + \theta^2 + (1-\beta^2)\cos 2\theta_B + 4\nu\sin^2\theta_B + |g_{oh}|^2\cos^2 2\theta_B/\eta\right],$$

где

$$N_{перех.}(\nu,\theta) = \frac{2|g_{oo}|^2\theta^3}{137\pi\eta_o^2\eta^2} \tag{13}$$

определяет спектр обычного переходного излучения, следующего из макроскопической теории.

Когда выполняется условие

$$4A^2 - B_\alpha^2 \ll 8AP_\alpha \qquad (14)$$

при $\alpha = \rho$, то главные части величин $N'(\nu, \theta)$ и $N_h(\nu, \theta)$ выражаются формулами

$$N'(\nu, \theta) = \frac{\sqrt{2}\,|g_{oh}|^4 \theta^2 G^2 \cos^2 2\theta_B}{137\pi \sin 2\theta_B \eta P_\rho^{3/2}}$$

$$N_h(\nu, \theta) = \frac{\sqrt{2}\,|g_{oh}|^2 \operatorname{ctg} 2\theta_B\, \theta^2 \eta G^2}{137\pi P_\rho^{3/2}} \qquad (15)$$

Если же выполняется условие (14) при $\alpha = n$, то из-за наличия в (3) множителя $\sin\phi$ соответствующий вклад в динамический максимум мал.

На рис. 1,2 приведены графики $N'(\nu,\theta)$ и $N_h(\nu,\theta)$ зависимости от угла при различных значениях частоты. Расчет проведен для монокристалла LiH, который имеет кубическую структуру типа $NaCl$ с постоянной решетки 4.08 Å. Заряд пролетает по оси $[111]$, а отражение происходит на плоскостях $(00\bar{2})$, т.е. угол отражения $\theta_B = 35^0 15'$. Соответствующая частота $\omega_B = 5{,}268$ кэв. Штриховая кривая соответствует величине $N_{перех}(\nu, \theta)$. Из рисунков видно, что в области малых θ имеется провал. Это связано с тем, что условие (8) при достаточно малых θ не выполняется.

3. Интегрирование по θ

Теперь проведем интегрирование по θ формул (11) и (12), пренебрегая величинами порядка $(g_{oh}/g')^4$ по сравнению с

единицей (это соответствует относительной точности примерно в 10%) можно получить

$$N'(\nu)=\frac{|g_{oh}|^4}{137\cdot 32\sin 2\theta_B g''}\left\{\frac{1}{\eta_{on}^{5/2}}\left(1-\frac{5a_n}{4\eta_{in}}\right)+\frac{5\cos^4 2\theta_B \nu^2 \operatorname{tg}^2\theta_B}{\eta_{on}^{7/2}}\left(1-\frac{7a_p}{4\eta_{on}}\right)\right\}$$

$$N_h(\nu)=\frac{|g_{oh}|^2 \operatorname{ctg} 2\theta_B}{4\cdot 137 g''}\left\{\frac{1}{\eta_{on}^{1/2}}\left(1-\frac{a_n}{2\eta_{on}}\right)+\frac{\cos^2 2\theta_B \nu^2 \operatorname{tg}\theta_B}{\eta_{on}^{5/2}}\left(1-\frac{3a_p}{2\eta_{op}}\right)\right\} \qquad (16)$$

где $\eta_{on}=\nu^2\operatorname{tg}^2\theta_B+\gamma^{-2}+|g'|$, $\quad a_d=\gamma^{-2}g_{oh}^2/g'$.

Кроме того, из-за малого поглощения рентгеновского излучения в веществе, т.е. $g'', g''_{oh} \ll |g'|, |g'_{oh}|$, область углов θ, удовлетворяющих условию (14) при заданном значении ν весьма мала. Простая оценка показывает, что ширина этой области порядка g'' или меньше. Как следует из (15) и (16), вклад этой области углов в интеграл по полярному углу мал и им можно пренебречь

$$\Delta N'(\nu)/N'(\nu) \lesssim 14(g''\theta_{an}\eta_{on})^{1/2} \ll 1, \qquad (17)$$
$$\Delta N_h(\nu)/N_h(\nu) \lesssim (g''\theta_{on}\eta_{on})^{1/2} \ll 1,$$

где $\theta_{on}=\nu\operatorname{tg}\theta_B$.

Из формул (16) видно, что частотные спектры $N'(\nu)$ и $N_h(\nu)$ имеют максимум в точке $\nu = 0$, а затем спадают, причем зависимость от частоты в боковом и центральном пятне различная.

На рис. 3,4 приведены графики частотного спектра.

4. Полное число квантов излучения

Используя формулы (16) для полного числа излученных квантов легко получим, что

$$N' = \frac{|g_{oh}|^4 \operatorname{ctg}\theta_B}{24\cdot 137 \sin 2\theta_B g''(g'-\gamma^{-2})^2}\left[1+\cos^4 2\theta_B + \frac{g_{oh}^2}{(g'-\gamma^{-2})^2}(1-\cos^6 2\theta_B)\right] \tag{I8}$$

$$N_R = \frac{|g_{oh}|^2 \operatorname{ctg} 2\theta_B \operatorname{ctg}\theta_B}{4\cdot 137 g''}\left\{(1+\cos^2 2\theta_B)\ln\frac{1}{|g'-\gamma^{-2}|} - 2\cos^2 2\theta_B + \right.$$

$$\left. + (1+\cos^4 2\theta_B)\frac{g_{oh}^2}{(g'-\gamma^{-2})^2}\right\}$$

В центральном пятне, когда $\gamma^{-2} \gg g'$, N' возрастает как γ^4 когда же $\gamma^{-2} \ll g'$, то N' достигает насыщения.

В боковом пятне зависимость от лоренц-фактора заряда γ логарифмическая. На рис. 5 приведены графики зависимости N' и N_h от лоренц-фактора заряда.

Выше мы рассмотрели случай Лауэ. В случае Брэгга, как было показано в [5] , динамический максимум в центральном пятне отсутствует. Что касается бокового пятна, то интегрирование проводится аналогично случаю Лауэ. Поэтому приведем только конечный результат

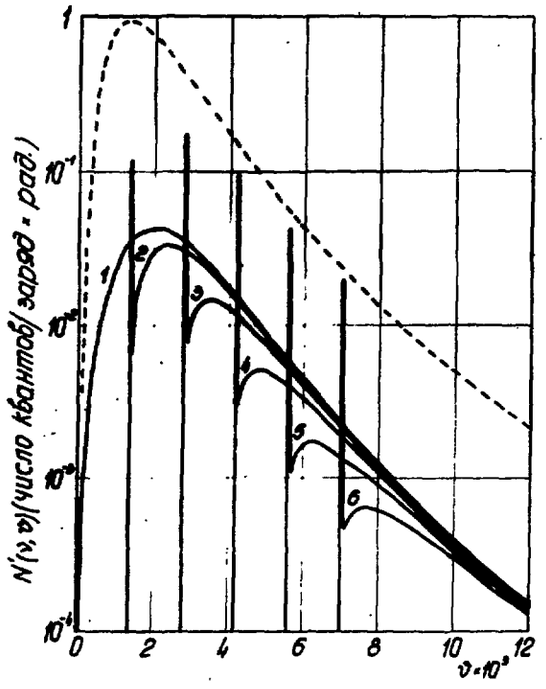
$$N_h = \frac{|g_{oh}|^2 \operatorname{ctg} 2\theta_B \operatorname{ctg}\theta_B}{4\cdot 137 g''}\left\{(1+\cos^2 2\theta_B)\ln\frac{1}{|g'-\gamma^{-2}|} - 2\cos^2 2\theta_B + \right. \tag{I9}$$

$$\left. + [1+1/3\cos 2\theta_B + \cos^3 2\theta_B(\cos 2\theta_B + 1/3)]\frac{g_{oh}^2}{(g'-\gamma^{-2})^2}\right\}$$

Сравнивая (I8) и (I9), убеждаемся, что выражения для полного числа квантов в боковом пятне в случае Лауэ и Брэгга весьма близки.

В [7] аналогичные результаты для частотного распределения и общего числа квантов были получены численно. В пределах точности они хорошо совпадают с результатами, вычисленными по формулам (I7), (I9) и (20).

Отметим, что в работе [8] общее число излученных квантов в боковом пятне было получено более простым способом. В этой работе формулы для полей излучения были найдены без учета непоперечности поля заряда в веществе, что является очень хорошим приближением. Интегрирование формул проводилось по частоте, что значительно упростило получение общего числа квантов. Сравнение результатов работы [8] с результатом, приведенным выше, показало хорошее согласие.



Зависимость величины $N'(\nu, \theta)$ от угла θ в случае Лауэ. Цифры у кривых соответствуют разным значениям ν $/\omega_B$ = 5,268 кэв/ I-0; 2-2.10^{-3}; 3-4.10^{-3}; 4-6.10^{-3}; 5 - 8.10^{-3}; 6 - 10^{-2}. Штриховая кривая соответствует величине $N_{перех}(\nu, \theta)$, определяющей угловое распределение обычного переходного излучения (I3) при ω = 5,268 кэв Для всех кривых $\gamma = 10^3$.

Рис.I

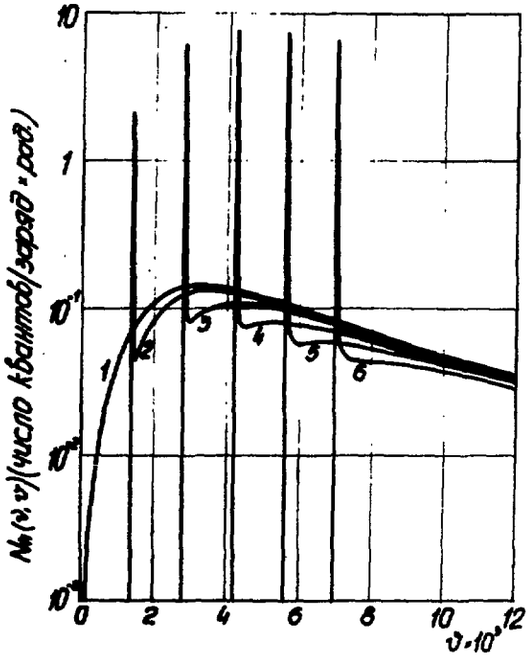


Рис.2

Зависимость величины $N_h(\nu, \theta)$ от угла θ в случае Лауэ. Цифры у кривых соответствуют тем же значениями ν что и на рис.I. ω_B = 5,268 кэв.

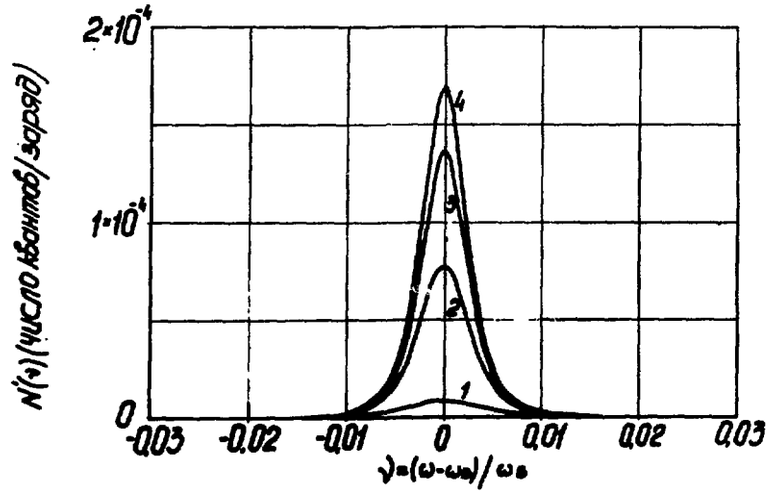


Рис.3

Зависимость величины $N'(\nu)$ от ν в случае Лауэ. Цифры у кривых соответствуют разным значениям

γ - фактора; I - 200; 2 - 500; 3 - I000; 4 - I0000.

ω_B = 5,268 кэв.

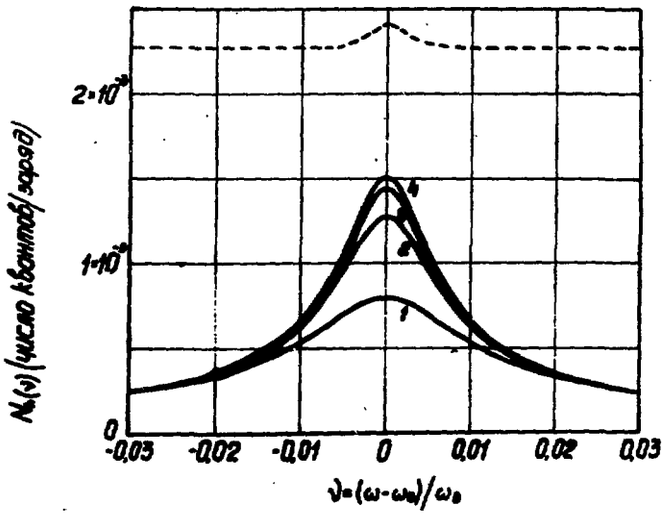


Рис.4

То же, что на рис.3, только для $N_h(\nu)$.
Штриховая кривая на рисунке соответствует величине
$N(\nu)=N'(\nu)+\int N_{перех}(\nu,\theta)d\theta$ для $\gamma = 10^3$

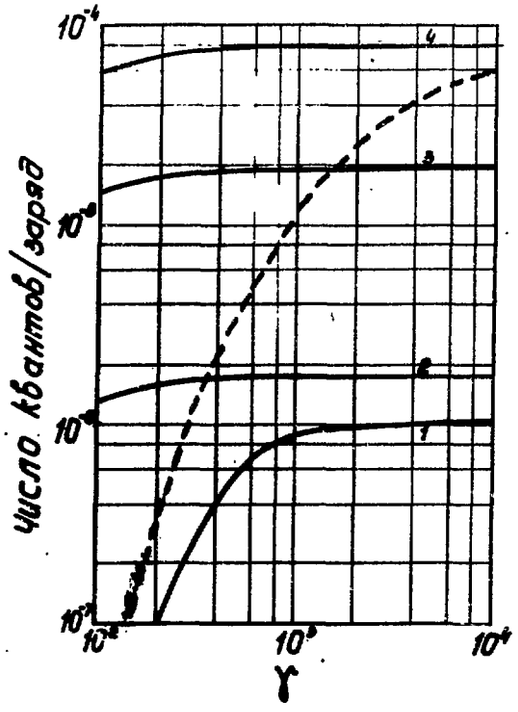


Рис.5

Зависимость полного числа квантов в центральном и боковых пятнах от значения γ - фактора заряда. Кривая I соответствует N' (случай Лауэ, ω_B = 5,268 кэв), 2 - N_h (случай Брэгга, ω_B = 3,226 кэв), 3 - N_h (случай Брэгга ω_B = 5,268 кэв), 4 - N_h (случай Лауэ, ω_B = 5,268 кэв). Штриховая кривая соответствует величине $N_{перех} = \int N_{перех}(\nu,\theta)d\theta d\nu$ на интервале $\Delta\nu$ = 5,I0^3 при ω = 5,268 кэв или на интервале частот в абсолютных единицах $\Delta\omega$ = 26,3 эв.

Литература

I. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процесы при высоких энергиях. Ереван, Изд-во АН Арм.ССР,1969, § 28.

2. В.Г.Кудрявцев,М.И.Рязанов. Письма в ЖЭТФ, II, 503,1970.

3. В.А.Беляков. Письма в ЖЭТФ, II, 254, 1971.

4. Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 61, 930, 1971.

5. Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 63, 1198, 1972

6. В.Г.Барышевский,И.Д.Феранчук. ЖЭТФ, 61,944,1971 (исправление см. ЖЭТФ, 64,760,1973); Вести АН БССР,серия физ.-мат наук,2, 102, 1973; ДАН БССР, 18,499,1974.

7. А.Л.Авакян,М.А.Агинян,Г.М.Гарибян,Ян Ши. ЖЭТФ,68,2038,. Научное сообщение ЕФИ-11(75).

8. А.М.Афанасьев,М.А.Агинян. ЖЭТФ, 72, № 6, 1977.

INVESTIGATION OF DYNAMIC MAXIMA OF RADIATION GENERATED BY ULTRARELATIVISTIC CHARGE IN MONOCRYSTAL

M.A.AGINIAN, C.YANG

YEREVAN PHYSICS INSTITUTE, ARMENIA, USSR

ABSTRACT

When an ultrarelativistic charged particle passes through the crystal, besides the transition radiation, emitted at small angles relatively to a charge trajectory (" central point") there also appears the X-ray radiation emitted at Bragg angles ("side point"). The investigation of frequency-angular and frequency distributions of both, the central and the side points is carried out.

OPTIMAL TRANSITION RADIATION DETECTORS FOR IDENTIFICATION AT MOMENTA P 60GeV/c

K.A.ISPIRIAN, S.G.KNYAZIAN, A.T. MARGARIAN

Yerevan Physics Institute, Armenia, USSR

1. Introduction

According to the theory the transition radiation (TR) arises when a charged particle passes through the interface between two media [1], at relativistic energies X-ray transition radiation (XTR) is produced and the total intensity of this radiation is proportional to the particle Lorentz factor, $\gamma = E/mc^2$ [2] and the XTR intensity produced in a stack of plates in practical frequency region at the beginning increases with the energy and at $\gamma \approx 10^3 \div 10^4$ reaches its saturation due to the interference phenomena [3,4].

In 1961 it has been shown [5] that one can use XTR for particle identification at energies when the application of cerenkov counters will become difficult. Besides the methods of particle detection by means of XTR suggested in [5] and the methods of first XTR detectors [6,7] at present only the angular discrimination [8] and vizual methods [9] are realized. At present the energy deposition method, especially its tandem variant, when the XTR-detector consists of some sections of radiator + multiwire proportional counter (MPC), also suggested in [5] and realized in [10] appeared to be the most perspective and studied.

In the work [11] we have developed a Monte Carlo method for calculation of XTR-detectors working according to the energy deposition method. The ionization energy losses have been calculated by the method described in [12]. In particular, in the work [11] it has been obtained a good agreement between the calculation and the best experimental results [13] of that time. It has been calculated the dependence of XTR - detectors on the thickness and the distance between each other, a number of the radiator foils, on the MPC thickness, particle energy and analized the possibilities of π/K separation. All these results are in agreement with the existing experimental data ([14-18] and references therein), which proves the reliability of the Monte Carlo calculations.

Unfortunately, the available experimental results and some serious calculations show that if in the momentum region $200 \lesssim P \lesssim$ 400 GeV/c the π/P separation, and perhaps the π/K separation is possible, but very difficult, in the region $60 \lesssim P \lesssim$ 200GeV/c the $\pi/K/P$ identification almost cannot be realized by means of XTR- detectors. In region corresponding to the SPS and Fermilab energy regions the cerenkov counters continue to work with sufficient effectiveness, however, they are expensive and one can hardly use them in large solid angle experiments. Therefore the construction of XTR-detectors which have relatively small sizes and can work at large solid angles and smaller energies is an actual problem.

On the other hand, at higher energies (Fermilab energy doubler, Serpukhov UNK, and cosmic rays), $P \gtrsim$ 400GeV/c, one

cannot neglect the XTR of heavier particle under discrimination. In such condition of saturation, perhaps, one may use the fact of production of some XTR photons by lighter particles and obtain additional information useful for particle discrimination.

The aim of this work is to suggest a modification of the known energy deposition method which will allow to decrease essentially the momentum value from which the XTR detectors could be used and make easier the particle identification when the XTR-detector saturation effect begin to play role.

2. The Principles of the Proposed Method

It is well known [5] that in the case of usual energy deposition method (Fig.1a) after each radiator there is a MPC filled with heavy gas the thickness of which, L, is sufficiently large for effective absorption of XTR quanta. The pulses from such thick MPC's of each section after discrimination may be given to majority coincidence circuit, as in Fig.1a or a circuit providing arithmetic or geometric mean pulse which must be discriminated. The MPC pulse is proportional to the sum of two energy depositions, $\Delta E_{\Sigma} = \Delta E_{ion} + \Delta E_{XTR}$, where ΔE_{ion} is the primary particle ionization energy loss while ΔE_{XTR} is the energy of the absorbed XTR quanta. It is evident that the higher is the value of the ratio :

$$R = \frac{\Delta E_{\Sigma}}{\Delta E_{ion}} = 1 + \frac{\Delta E_{XTR}}{\Delta E_{ion}} \qquad (1)$$

the easier is the problem of particle separation.

The essence of the proposed method (Fig. 1b) lies in the fact that after each radiator there are K thin MPC each of thickness $L_i \left(\sum_{i=1}^{K} L_i \approx L\right)$. The idea of the method is based on the fact that if one neglects the production of δ-electrons with relatively high energies (few KeV's) the ionization losses take place uniformly along the MPC gas thickness while the energy deposition conditioned by the absorbed XTR quanta due to photoeffect has discrete, local character (the range of photoelectrons is small). As a result for the same number of XTR quanta after radiator the above given ratio R in one or few thin MPC of the proposed method will be much larger than that of the single MPC of the usual method. The less the gas thickness L_i (the greater the MPC number K) the greater the increase of the value R. This circumstance had been shown still in [11] (see Fig.10) by Monte Carlo calculations and experimentally (see Fig.10 of the work [19]). One can easily understand this fact temporarily making two simplifying assumptions, namely, neglecting the fluctuation of ionization losses and assuming that N XTR quanta each of energy $\hbar\omega$ come out from the radiator. Then, $\Delta E_{ion} = (dE/dx)L$ and $\Delta E_{XTR} = N\hbar\omega(1 - e^{-\mu L})$ where dE/dx is the mean ionization energy losses per unit thickness while $\mu(\omega)$ is absorption coefficient for photons with frequency ω. Therefore,

$$R = 1 + A\,\frac{1 - e^{-\mu L}}{L}, \qquad (2)$$

where $A = N\hbar\omega/(dE/dx)$. The function $R(L)$ takes its maximal value at $L \to 0$:

$$R_{max} = 1 + A\mu . \qquad (3)$$

It is clear that one cannot infinitively decrease L and the number K of MPC after each radiator is determined by technical and other considerations, e.g. by range of photoelectrons etc. Here, it is worthy to note that in the case of the method under consideration the decrease of L at appropriate threshold on each MPC results in sharp decrease of MPC effectiveness for particles with minimal ionization losses, i.e. background.

Before beggining accurate calculations let us illustrate numerically the advantage of the proposed method. Suppose that at relatively low energies only a single XTR quantum with $\hbar\omega \approx$ 10 KeV comes out from the radiator. In the case of usual method one has to place a MPC filled, for instance, with xenon of thickness, $L \approx 1/\mu \approx 6.10^{-3}$ g/cm^2 (1cm at NTP). Therefore, $\Delta E_{ion} \approx$ 12 KeV, $\Delta E_{XTR} \approx$ 10 KeV and $R \simeq 1.84$. Now, in the case of the proposed method instead of a single MPC one places, for instance $K = 10$ MPC each of thickness of $L_i \approx 6.10^{-4}$ g/cm^2. Therefore, for nine MPC $\Delta E_{ion} \approx$ 1.2KeV and for one of MPC $\Delta E_{\Sigma} \approx$ 11.2KeV i.e, for MPC in which the XTR photon is absorbed $R \approx 9.3$. For the usual case in order to realize particle identification one has to differ MPC pulses corresponding to 12 and 22 KeV each from other, i.e. to choose a threshold $E_{th} \approx$ 15 KeV. For the proposed method the choice $E_{th} \approx$ 5 KeV provides better discrimination between $\Delta E_{ion} \approx$ 1,2 KeV and $\Delta E_{\Sigma} \approx$ 11.2 KeV.

At relatively higher energies when few XTR quanta are produced one can obtain additional information and form coinci - dences after each radiator.

In contrast to these rough considerations the below given accurate calculations take into account all the fluctuations as well as the XTR spectrum and show how can one obtain results for n-section XTR-detectors

3. Description of the Calculations

The detailed description of modeling of physical processes for n-section usual XTR-detector is given in [11]. Here we shall describe only the main principles of calculations carried out for one and n-section XTR-detectors in which K MPC of equal thickness are placed after each radiator. Taking into account the primary parameters, namely, the particle mass and momentum, the parameters of radiator and MPC the calculation give the distributions of ΔE_{ion} , ΔE_{XTR} , ΔE_{Σ} and *of course, their mean values as well as XTR spectra, the mean* number and energy of XTR quanta, etc. However, further we shall mainly discuss various effectiveness which are defined as follows.

First let us consider one-section XTR-detector (see Fig. 1b). For a given threshold E_{thi} on all MPC the particle detection effectiveness is the probability of appearing an event with energy deposition $\Delta E_{\Sigma} \geq E_{thi}$ in any one or more of K MPC $\varepsilon_1 \equiv \varepsilon(K, r \geq 1)$ (for one-fold majority coincidence of K MPC) in two or more MPC $\varepsilon_2 \equiv \varepsilon(K, r \geq 2)$ (for two-fold majority coin-

cidence of K MPC) and in three or more MPC $\varepsilon_3 \equiv \varepsilon(K, r \geq 3)$ (for three-fold majority coincidence of K MPC). Taking into account the appropriate electronic requirements and noises as well as the distributions ΔE_{ion} and ΔE_{XTR} in below given calculations we have choosen E_{th1} =2.5 KeV; E_{th2} =5KeV and E_{th3} = = 7.5 KeV.

For n-identical section XTR-detector one can calculate the overall effectiveness using the cummulative binomal distribution formula:

$$\varepsilon(n, r \geq l) = \sum_{r=l}^{n} C_n^r \varepsilon_i^r (1-\varepsilon_i)^{n-r}, \qquad (4)$$

where C_n^r are the binomal coefficients, ε_i are the above mentioned effectiveness for one section. Expression (4) gives the effectiveness when one requires at least signals from any l identical sections of n sections. When the sections are not identical the corresponding expression will be more complicated however if $n \lesssim 4$ one can carry out calculations without any computer again using appropriate ε_i.

Beginning the description of calculations first let us consider the following problem: how can one calculate the XTR spectrum coming out from radiator taking into account the fluctuations. At present there are some ways for obtaining XTR spectrum without fluctuations. Now when it is published XTR formulae taking into account the interference effect it will be not adequate to compute this spectrum by XTR formulae for a single boundary or foil and then artifically to take into account the absorption in radiator. On the other hand, as it

is shown in [11] in the majority practical cases it is not reliable to carry out such computation by the most correct formulae (see [20,21]) taking into account the finiteness of foil numbers in the radiator stack as well as the influence of absorbtion on production and passage of XTR quanta through radiator because such computations are complicated: the computations carried out by relatively simple formulae [5] provide the necessary accurateness. To take into account the fluctuations we have adopted the following consequences of Monte Carlo computations. First integrating in an appropriate interval $\hbar\omega_1 \div \hbar\omega_2 = (2 \div 60)$ KeV XTR formulae [5,11] we obtain the total probability of production of XTR quantum in one foil of radiator stack. Then with the help of the same formulae and random numbers we find the energy $\hbar\omega$ and place of the produced XTR photon. Using the absorption coefficients for the radiator substance [22,23] we follow the passage of each produced XTR photon through the radiator. Here we make some simplifying approximations [11] which are justified by theory, our previous calculations [11] and by the fact that absorption coeficients [22,23] are known with an accuracy $(5 \div 8)\%$. Thus we find the XTR yield for each particle taking into account fluctuations.

Next we consider the passage of XTR quanta through the stack of K MPC. Using MPC gas absorption coefficients the random walk calculation give the energy depositions in each MPC due to photo effect (one can neglect compton effect due to high Z value of gas). Here we assume that the photoelecton is completely stopped in the given MPC since the range of photoelectrons is smaller than the thickness of MPC (electron

range for xenon is equal to ~ 0.009 and 0.02 cm for $\hbar\omega \simeq 5$ and 10 KeV, respectively). Besides we do not take into account the fluorescense yield which gives very small corrections [11] even at very high energies.

Finally, by the method developed in [12] we find the ionization losses of each particle in each MPC. It is worthy to note that the results obtained by the method [12] are in better agreement with the experimental data than the Landau and Blunck-Leisegang theories. Besides these calculations give a plateu value in agreement with the experimental data. At present, on this subject it is published also the work [24] drawback of which is pointed out in [26].

Summing ΔE_{XTR} and ΔE_{ion} for each particle and repeating this procedure for N primary particles we obtain $\Delta E_{ion}, \Delta E_{XTR}$ and ΔE_{Σ} distributions in each MPC. Of course, the computations give also the above mentioned effectiveness and mean values.

4. Results and Discussion

In this section we present a part of our results on XTR - detectors with lithium (Li) and mylar (My) radiators and xenon (Xe) MPC. However, first it is reasonable to make a comparison between our calculations and experimental data [16] in order to reveal the possibilities and discuss accuracy of our method.

Fig. 2 shows the ΔE_{Σ} distributions obtained experimentally, (solid hystogramm, Fig.15a of [16]) and by present calculations (dashed hystogramm) when electrons with momentum P=1.40

pass through an usual one section XTR detector.The radiator is made of m=500 Li foils with thickness a=$5.1.10^{-3}$cm and distance between the foils b=2.10^{-2}cm.MPC is filled with Xe of thickness L_{eff}=1.04cm.As it is seen from Fig.2 there is satisfying agreement between experimental and theoretical distributions with maxima at 24 and 29 keV, respectively. However the theoretical distribution is richer at greater ΔE_{Σ}. Such a shift may be explained by the facts a) There are some non-linearties at higher ΔE_{Σ} as the author of [16] show (see Fig 15b and others of [16]), b) There are possible XTR quanta losses, for instat tance, in He filling the radiator etc, which are not taken into account in our calculations. It is reasonable to consider also another source of discrepancy. Indeed, as our calculations show in the case of the experiment [16] in the mean about 5.6 XTR quanta with mean energy 10.5 KeV come out from the radiator. When these quanta are absorbed at various thicknesses between MPC anode and cathode the gas multiplication may be lower for the energy deposition which reaches the anode later resulting in a additional nonlinearity at higher ΔE_{Σ}.*

* At present when it is proven [25,27] that the mechanism suggested in [28] for explanation of discrepancy between the experimentally observed [13,24] and theoretical growth of ionization losses is incorrect and there are attempts [12,24,26] explaining this discrepancy it is important to measure the ΔE_{ion} growth in thin gas scintillators for which the above discussed additional nonlinearity sources apriori cannot play role.

Now let us present results on XTR-detectors operating according to the proposed method (see Fig.1b). In Fig.3 it is shown the calculated ΔE_{XTR} distributions (blank hystograms) in the first (Fig.3a,a'), third (b,b'), sixth 9c,c') and ninth (d',d') MPC for N=1000 pions with P=60 GeV/c (a,b,c,d) and P= 400GeV/c (a',b',c',d'). On some pictures the corresponding ΔE_{ion} distributions (blackened hystograms) are also shown. The hystograms are calculated for Li-Xe one section detectors with parameters; Fig. 3abcd; m=2000, a=10^{-3}cm, b=$7.5.10^{-2}$cm, μ_i=$2.9.10^{-3}$ 9/cm^2; Fig.3a'b'c'd'; m=2000, a=5.10^{-3}cm; b=$7.5.10^{-2}$ cm; μ_i=$2.9.10^{-3}$ 9/cm^2. As it is seen from Fig.3 in ΔE_{ion} distribution almost all the events have $\Delta E_{ion} \approx (0 \div 3)$ KeV while in ΔE_{XTR} distribution maximum number of the events are due to XTR photons with $\hbar\omega_{eff} \approx$ (3 ÷ 6) KeV at P = 60 GeV/c and $\hbar\omega_{eff} \approx$ (6 ÷ 12) keV at P = 400GeV/c. This means that choosing a threshold $E_{th} \approx$ 4 KeV on each MPC ~ 5 particles of 1000 will be detected due to Landau tail while the number of particles detected due to absorbed XTR quanta is great, though the effectivness of separate MPC is low at lower energies.

In Table 1-5 we present a part of our results, namely, the above defined effectivenesses ε_i at threshold E_{th_i} (i=1,2,3) for one section XTR-detectors for pions, kaons and protons of momenta P=60,100,200,400 and 800 GeV/c. The corresponding effectivenesses for n-section detector (r out of n) calculated by the formula (4) are given in brackets.

A short revision of our results shows that for a given XTR-detector all the effectivenesses increase with the increase of energy excluding the case of relatively low energies when XTR

contribution is small and the given effectiveness are due to pure ionization distribution tails. At higher energies one cannot neglect the XTR contribution of protons and moreover kaons. This results in a worsening of rejection factors which must be defined as the ratio of effectiveness of heavier particle, say kaon, to that of lighter particle, say pion. In other words, one cannot construct an universal XTR-detector which would provide a good rejection factor at a satisfactory effectiveness for lighter particle in a very wide energy region just as in the case of cerenkov counters. For a XTR detector designed for particle identification in a given energy region one has to carry out a carefull choice of radiator and MPC parameters.

The choice of radiator parameter includes the optiminal choice of the 1) thickness, a, 2) distance, b 3) number, n, and 4) substance of the radiator foils. 1) The choice of a is the most important. As it is shown in [5] without taking into account the absorption the sharpest γ-dependence is obtained for $\gamma \approx (1 \div 4) aQ(1 + b/a)^{1/2}$ detecting XTR photons with energies $\hbar\omega \approx (1 \div 3) aH$. In this expressions $Q \approx (r_e N_e/\pi)^2$, $H \approx \hbar c r_e N_e$, $r_e = e^2/mc^2$, N_e is the density of electrons, a and $\hbar\omega$ are measured in cm and keV, respectively. For Li and My: $Q_{Li} \approx 1.1 \cdot 10^5$, $Q_{My} \approx 2 \cdot 10^5$, $H_{Li} \approx 7.8 \cdot 10^2$ and $H_{My} \approx 2.4 \cdot 10^3$ for $b \approx 7.5 \cdot 10^{-2}$cm. Since photons with $\hbar\omega \lesssim 10$keV give the main energy deposition in MPC (see Fig.2) using the last expressions we obtain $a_{Li} \lesssim 1.3 \cdot 10^{-2}$ cm and $a_{My} \lesssim 4.1 \cdot 10^{-3}$cm and consequently the values of γ where

there is a sharp γ -dependence is $\gamma_{Li} \gtrsim 3.7 \cdot 10^3$ and $\gamma_{My} \gtrsim 2 \cdot 10^3$. At Fermilab and SPS energies for pions $\gamma_{\pi} \lesssim 2 \cdot 10^3$ which shows that the values of a must be chosen lower then the given ones. On the other hand the decrease of a results in a decrease of absorption, however very low values of a are excluded since a must be larger than the formation zone in medium. Therefore, for each energy region and substance there is an optimal value of a. According to present calculations(see Table 1-5) in the momentum region P=(60 ÷ 150) GeV/c $a_{opt} \approx 10^{-3}$ and $6 \cdot 10^{-4}$ cm for Li and My while for P=(200 ÷ 400) GeV/c $a_{opt} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ and $4 \cdot 10^{-3}$cm, respectively.

2)As our previous calculations (see Fig.8 of [11]) and experimental data show the particle detection effectiveness increases with the increase of b up to $b \approx 3Z_0$ where Z_0 is the formation zone in vacuum for XTR quanta with effective $\hbar\omega$ ($Z_0 \approx (\hbar c / \hbar\omega)\gamma^2 \approx 5 \cdot 10^{-2}$cm for $\gamma \approx 10^3$ and $\hbar\omega \approx 4$keV). The further increase of b results in small gain. Taking into account that b is connected linearly with the XTR-detector length and technical aspects optimal $b_{opt} \approx (3 \cdot 10^{-2} \div 10^{-1})$ cm for $60 \lesssim P \lesssim 800$ GeV/c .

3) The larger the radiator foil number, n, the higher effectiveness at relatively low momenta, $P \lesssim 200$GeV/c. However,at higher momenta, $P \gtrsim 200$GeV/c, the increase of n after the value $n \approx 1/3\,\mu a$ where μ is the absorption coefficient for XTR quanta giving the main contribution, $\hbar\omega \approx (3 \div 12)$ keV, results in worsening of rejection factor. The best results for Li are obtained at $n \approx 1000 \div 2000$ for $P \lesssim 200$GeV/c and $n \approx 500 \div 1000$ for $P \gtrsim 200$GeV/c, respectively.

4) The choice of substance for radiator is trivial: For $P \lesssim 200$ GeV/c it is better to prepare radiator of thin ($\sim 10^{-3}$ cm if available) Li .Thiner My layers , $\sim 6.10^{-4}$cm, are slightly worse than even the thick 5.10^{-3} Li. At higher energies $P \gtrsim$ 200 GeV/c taking into account the availablity of My the preference of Li becomes smaller.

Now let us consider the parameters connected with MPC and somewhat electronics, namely,the choice of the 1) gas, 2)thickness, L_i 3) number , K, of MPC as well as 4)thresholds E_{th_i} an d 5) minimal coincidence number n of majority coincidences. 1) At present Xenon is optimal gas because of high Z value, however, it is not excluded that in future radon, Rn,will find a wide application in spite of its radioactivity. 2) Above it has been shown lesser, L_i, better the ratio R. We have carried out calculations for $L_i = 1.74.10^{-2}$ g/cm^2=0.03cm; $L_i = 2.9.10^{-2}$ g/cm^2 = 0.05cm and $L_i = 4.6.10^{-2}$g/cm^2=0.08cm. These are very small thicknesses and if construction requires one may add some quantity of helium ($Z=2$, $\rho_{He} = 1.78.10^{-4}$g/cm^3=(1/32)ρ_{Xe}) which will have no essential influence as the other neeessary gases (CO_2,CH_4, etc). 3) The optimal number K of MPC is determined by the effective absorption of effective XTR quanta. At $P \lesssim$ 150 GeV/c when XTR spectum is soft one may achieve good results (see Table 1) with small K . At $P \gtrsim$ 200 GeV/c the increase of K results in a small increase of effectiveness while the rejection factor may be improven using the information from the additional MPC. Indeed, the proposed XTR detector may be used not only for triggering, but the information from its MPC may be recorded and then processed. For improving the re-

jection factor one may use the likehood ratio method already applied in XTR detectors. 4) Above we have mentioned the reasons for choosing E_{th}=2.5; 5 and 7.5keV. Here it is worth to note that these values as well as the uniform choice of L_i, apparently, are not optimal. 5) Naturally at small energies the minimal number n of required coincidences cannot be greater than 1, however, at higher energies as it is seen from tables one may achive better results by appropriate choice of n as well as of E_{thi}.

For a given one or n-section XTR detector one may obtain dependence of effectiveness and rejection factors of various particles using such numbers as given in Tables 1-5. In order to cover a broader momentum region one can make a few section XTR-detector the different section of which have maximum sensitivity in various narrower momentum regions. As the calculations show good XTR designed for the region P=(100 ÷ 400)GeV/c would consists of two sections analogous to that of Table 1 with smaller number of foils, m, followed by three sections analogous to that of Table 3. Without discussing such concrete detector as well as K/p and more easier e/π separation let us finally, compare the results obtained by the suggested and "usual" XTR detectors. At present most of the experimental and theoretical data concern the π/p separation and to our knowledge only the computations of the work [19] deal with π/K identification. In [19] using the experimental data obtained with relatively low energy electrons the authors have computed for a one section Li-Xe XTR-detector the efficiencies for pions (ε_π)

and kaons (ε_K) at P=500GeV/c. Changing the threshold they have obtained (Fig.14 of [19]) $\varepsilon_\pi \simeq$ 90% and $\varepsilon_K \simeq$ 40% or $\varepsilon_\pi \simeq$ 40% $\varepsilon_K \simeq$ 2%. By the proposed method one can obtain better results even at much lower momenta. For instance, by an appropriate choice of parameters at 100 GeV/c we have $\varepsilon_\pi \simeq$ 88% and $\varepsilon_K \simeq$ 6.7% (see Table 2) while at 400 GeV/c $\varepsilon_\pi \simeq$ 94% and $\varepsilon_K \simeq$ 1.5% (see Table 3). If one takes a 5-section detector and records "3 out of 5" then the corresponding numbers $\varepsilon_\pi \simeq$ 100% and $\varepsilon_K \simeq$ 1% according to [19] (see Fig.15) while for our case $\varepsilon_\pi \simeq$ 100% and $\varepsilon_K \leq$ 0.008%. However, one must remember that such improvement is achieved by complicating the arrangement.

In conclusion let us note that the use of drift chambers or arrangement described in [25] also can provide information on energy, number and longitudinal coordinate of absorbed XTR quanta. However the proposed method using only usual MPC is much faster and easy may give also information on transversal coordinate. We hope that such XTR detectors will find application in cosmic ray experiments and at SPS and Fermilab.

Table 1

The effectiveness (percent) of Li-Xe one section and four sections (in brackets, "2 out of 4") XTR-detectors with parameters: $m = 2000$ $a = 10^{-3}$ cm; $b = 7.5 \cdot 10^{-2}$ cm; $L_i = 0.05$cm; $K = 9$

P(GeV/c)		60			100			200			400		
Particle	ε_i \ E_{thi} (keV)	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5
PION	π ε_1	61 (83)	29 (33)	14 (9.7)	88 (99.4)	62 (84)	36 (45)	99 (100)	88 (99.4)	68 (91)	99.8 (100)	96 (100)	84 (98.6)
	ε_2	25 (26)	4.6 (1)	.7 (x)	62 (84)	24 (24)	7 (2.7)	91 (99.7)	59 (81)	28 (31)	98 (100)	80 (97)	52 (72)
KAON	K ε_1	14 (10)	9 (4.3)	6.5 (.2)	19 (16)	10 (5)	7 (3)	57 (78)	26 (28)	12 (7)	93 (99.8)	69 (91)	44 (59)
	ε_2	.7 (x)	.4 (x)	.2 (x)	1.3 (x)	.2 (x)	.1 (x)	22 (21)	4 (.9)	.3 (x)	70 (92)	28 (31)	10 (5)
PROTON	p ε_1	12 (7)	8 (3)	6 (2)	12 (7)	8 (3)	7 (2)	20 (18)	12 (7)	7 (2)	60 (82)	29 (33)	14 (10)
	ε_2	.4 (x)	.1 (x)	xx (x)	.9 (x)	.4 (x)	.3 (x)	2.6 (.3)	.5 (x)	xx (x)	21 (19)	4 (.9)	1.2 (x)

x and xx mean that the corresponding effectivenesses are less than 0.008 and 0.1 percent, respectively

Table 2

The effectiveness (percent) of Li-Xe one section and five sections(in brackets , "3 out of 5") XTR-detectors with parameters; m =2000; $a = 10^{-3}$cm; $\delta = 7.5 \cdot 10^{-2}$cm; L_i = =.05cm; K =20

P(GeV/c)		60			100			200			400			800		
Particle	E_γ (keV)	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5
PION π	ε_1	30.5 (95)	51 (52)	27 (13)	97 (100)	87 (98.3)	62 (71)	100 (100)	98 (100)	94 (99.8)	100 (100)	100 (100)	98 (100)	100 (100)	100 (100)	99 (100)
	ε_2	46 (42)	15 (2.7)	4 (.06)	88 (98.6)	55 (59.3)	24 (9.3)	100 (100)	92 (99.6)	69 (82.4)	100 (100)	99 (100)	90 (99.2)	100 (100)	99 (100)	93 (99.7)
	ε_3	18 (4.4)	3 (.03)	.4 (x)	68 (81)	26 (11)	7 (.3)	98 (100)	74 (88.6)	38 (28)	100 (100)	94 (99.8)	67 (79.5)	100 (100)	95 (100)	77 (92)
K-ON K	ε_1	28 (14)	17 (3.7)	13 (1.8)	33 (20)	20 (5.8)	14 (2.2)	79 (93.4)	50 (50)	28 (14)	99 (100)	89 (99)	70 (84)	100 (100)	99 (100)	95 (100)
	ε_2	3.6 (.05)	1.3 (x)	.7 (x)	6.7 (.25)	3 (.03)	2 (x)	44 (39)	14 (2.2)	4.3 (.08)	92 (99.5)	65 (76.5)	31 (17.6)	100 (100)	94 (99.8)	75 (89.7)
	ε_3	.3 (x)	.1 (x)	.1 (x)	.9 (x)	.1 (x)	xx (x)	17.6 (4.)	2 (x)	.3 (x)	78 (93)	34 (22)	10 (.86)	99 (100)	81 (95)	46 (42)
PROTON P	ε_1	24 (9.3)	17 (3.7)	13 (1.5)	28 (14)	19 (5)	16 (3.1)	34 (22)	20 (6)	15 (2.7)	79 (94)	49 (48)	29 (15)	99 (100)	92 (99.5)	74 (88)
	ε_2	3.6 (.04)	1.6 (x)	.1 (x)	5 (.11)	2 (.008)	1.2 (x)	7 (.31)	1.6 (x)	1.2 (x)	46 (42)	15 (2.7)	4.4 (.08)	94 (99.8)	69 (82)	37 (27)
	ε_3	.4 (x)	xx (x)	xx (x)	.2 (x)	.1 (x)	xx (x)	.7 (x)	.2 (x)	.1 (x)	17 (3.7)	3 (.03)	.5 (x)	79 (94)	38 (28)	13 (1.8)

x and xx mean that the corresponding effectivenesses ≤ 0.008 and $\leq 0.1\%$, respectively.

Table 3

The effectivenesses(percent) of Li-Xe one-section and five-sections(in brackets,"3 out of 5")XTR-detectors with parameters: $m=2000$; $a=5.10^{-3}$cm; $\rho=7.5\cdot10^{-2}$cm; $L_i=.05$cm; $K=20$.

P(GeV/c)		60			100			200			400			800		
Particle	E_{th}(KeV) / ε_i	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5
PION	π ε_1	44 (39)	30 (16)	21 (6.6)	61 (62)	46 (42)	32 (19)	97 (100)	95 (99.9)	89 (98.9)	100 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)
	ε_2	11 (1.1)	4 (.06)	2 (.008)	25 (10)	12 (1.4)	6 (.2)	82 (96)	70 (84)	56 (61)	100 (100)	100 (100)	99 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)
	ε_3	2 (.008)	.5 (x)	.1 (x)	7 (.31)	2 (.008)	.3 (x)	56 (61)	39 (30)	26 (11)	99 (100)	98 (100)	94 (99.6)	100 (100)	100 (100)	100 (100)
KAON K	ε_1	26 (11)	16 (3.2)	14 (2)	27 (16)	17 (3.7)	14 (2.2)	41 (33)	25 (10)	18 (4)	67 (80)	53 (54)	37 (27)	99 (100)	98 (100)	96 (100)
	ε_2	4 (.06)	1.5 (x)	1.1 (x)	5 (.11)	2 (.008)	1.6 (x)	.8 (.45)	3 (.003)	1.2 (x)	31 (7.6)	16 (3.2)	8.2 (.4)	93 (99.7)	85 (97.4)	76 (90.7)
	ε_3	? (x)	xx (x)	xx (x)	.8 (x)	.3 (x)	xx (x)	1.2 (x)	.2 (x)	.1 (x)	10 (.86)	4 (.06)	1.5 (x)	74 (88.6)	57 (63)	41 (33)
PROTON P	ε_1	26 (11)	16 (3.7)	13 (1.8)	26 (11)	18 (4)	14 (2.2)	28 (14)	17 (3.7)	13 (1.8)	38 (28)	27 (12)	19 (5)	66 (78)	54 (58)	40 (32)
	ε_2	3.4 (.04)	1.3 (.006)	.6 (x)	4 (.06)	2 (.008)	1.1 (x)	4.1 (.06)	4. (x)	.8 (x)	11 (1.1)	6 (2)	3 (.03)	32 (19)	17 (4)	8 (.45)
	ε_3	.2 (x)	xx (x)	xx (x)	.4 (x)	xx (x)	xx (x)	.4 (x)	xx (x)	xx (x)	2.4 (.01)	.8 (x)	.4 (x)	11 (1.1)	4 (.06)	1 (x)

x and xx mean that the corresponding effectivenesses are ≤ 0.008 and ≤ 0.1, respectively.

Table 4

The effectivenesses(percent) of My-Xe one section and five-sections (inbrackets,"3 out of 5") XTR-detectors with parameters: $n=2000$; $a=6.10^{-4}$cm; $\delta=7.5.10^{-2}$cm; $L_i=05$cm; $K=20$.

P(GeV/c)		60			100			200			400			800		
Particle	E_{th} (keV) / ε_i	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5
PION π	ε_1	46 (42)	36 (25)	28 (14)	74 (89)	67 (80)	60 (68)	94 (99.8)	91 (99.4)	87 (98.2)	99 (100)	99 (100)	97 (100)	100 (100)	99 (100)	99 (100)
	ε_2	13 (1.8)	8 (.4)	5 (.1)	36 (25)	27 (13)	17 (3.7)	70 (84)	60 (68)	50 (50)	88 (98.6)	81 (95)	68 (81)	91 (99.4)	86 (98)	78 (93)
	ε_3	3 (x)	1 (x)	1 (x)	10 (.85)	6 (.2)	3 (.02)	35 (23.5)	26 (11)	17 (3.7)	60 (68.3)	50 (50)	35 (23)	70 (84)	60 (68.3)	45 (41)
KAON K	ε_1	27 (12)	18 (4.4)	13 (1.8)	26 (11)	17 (3.7)	14 (2.2)	45 (41)	36 (25)	27 (12)	82 (96)	77 (92)	70 (84)	96 (100)	93 (99.7)	90 (99.2)
	ε_2	4 (.06)	2 (x)	1 (x)	5 (.1)	3 (.02)	1 (x)	13 (1.8)	8 (.4)	5 (.1)	42 (35)	32 (19)	22 (7.4)	72 (86.3)	64 (75)	52 (54)
	ε_3	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	2 (x)	1 (x)	1 (x)	14 (2.2)	1 (x)	.06 (x)	43 (37)	32 (19)	21 (6.5)
PROTON P	ε_1	25 (10)	17 (4)	14 (2.2)	24 (9)	16 (3)	15 (2.6)	30 (16)	20 (6)	15 (2.6)	50 (50)	40 (32)	32 (19)	81 (95)	77 (92)	70 (84)
	ε_2	3 (.03)	2 (x)	1 (x)	2 (x)	1 (x)	xx (x)	4 (.06)	1 (x)	xx (x)	13 (1.8)	7 (.3)	5 (.11)	44 (39)	32 (19)	23 (8.3)
	ε_3	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	2 (x)	1 (x)	xx (x)	15 (2.6)	1 (.85)	.06 (.2)

x and xx mean that the cprresponding effectivenesses are less than 0.008 and .1 percent.

Table 5

The effectivenesses (percent) of My-Xe one section and five sections(in brackets, "3 out of 5")XTR-detectors with parameters: $m=2000$; $a=2.10^{-3}$cm; $\beta=7.5.10^{-2}$cm; $L_i=0.05$cm $K=20$.

P(GeV/c)		60			100			200			400			800		
Particle	E_a (keV) / ε_i	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5	2.5	5	7.5
PION π	ε_1	32 (19)	23 (8)	20 (6)	43 (37)	35 (23)	30 (16)	88 (98.6)	86 (98)	84 (97)	100 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)	100 (100)
	ε_2	6 (.2)	3 (.02)	2 (x)	10 (.8)	5 (.11)	3 (.02)	45 (41)	40 (32)	35 (23)	78 (98.6)	75 (90)	72 (86)	92 (99.6)	90 (99.2)	87 (98.2)
	ε_3	xx (x)	xx (x)	xx (x)	1 (x)	xx (x)	xx (x)	16 (3.2)	13 (1.8)	10 (.85)	42 (35)	36 (25)	33 (20)	67 (80)	63 (73)	60 (68)
KAON K	ε_1	25 (10)	17 (3.7)	15 (2.2)	29 (15)	17 (3.7)	14 (1.8)	31 (17)	23 (8.3)	18 (4.4)	47 (44)	39 (30)	35 (23)	93 (99.7)	91 (99.4)	90 (99.2)
	ε_2	3 (.02)	1 (x)	1 (x)	3 (.02)	2 (x)	1 (x)	6 (.2)	2 (x)	1 (x)	13 (1.8)	8 (.5)	6 (.2)	53 (44)	46 (42)	42 (35)
	ε_3	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	.1 (x)	xx (x)	xx (x)	2 (x)	1 (x)	1 (x)	19 (8.7)	15 (4.7)	13 (3.2)
PROTON p	ε_1	25 (11)	20 (6)	14 (3)	26 (11)	18 (4)	15 (2.7)	28 (14)	18 (4)	14 (2.5)	34 (22)	25 (10)	21 (6.6)	52 (41)	43 (37)	38 (28)
	ε_2	3 (.06)	1 (x)	1 (x)	3 (.06)	2 (x)	1 (x)	4 (.06)	2 (x)	1 (x)	4 (.06)	3 (.06)	2 (x)	15 (2.7)	10 (.85)	8 (.45)
	ε_3	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	xx (x)	3 (.03)	1 (x)	1 (x)

x and xx mean that the corresponding effectivenesses are ≤ 0.008 and $\leq 0.1\%$, respectively.

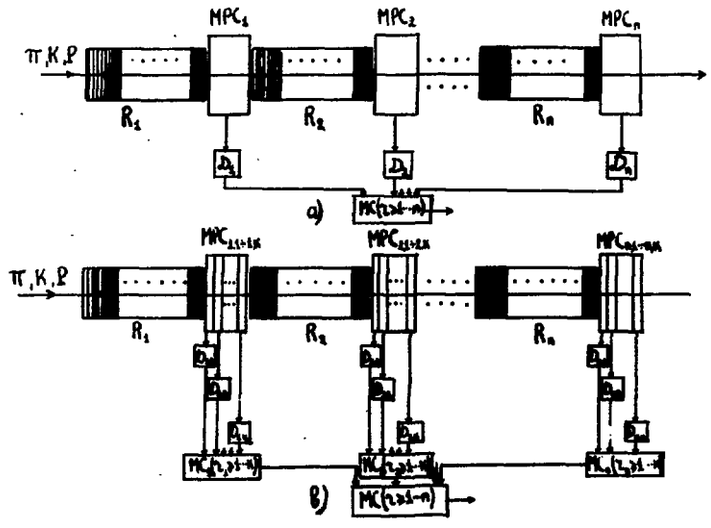

π, K, P
MPC₁
MPC₂
MPCₙ
R₁
R₂
Rₙ
a)
π, K, P
R₁
R₂
Rₙ
в)

Fig.1.

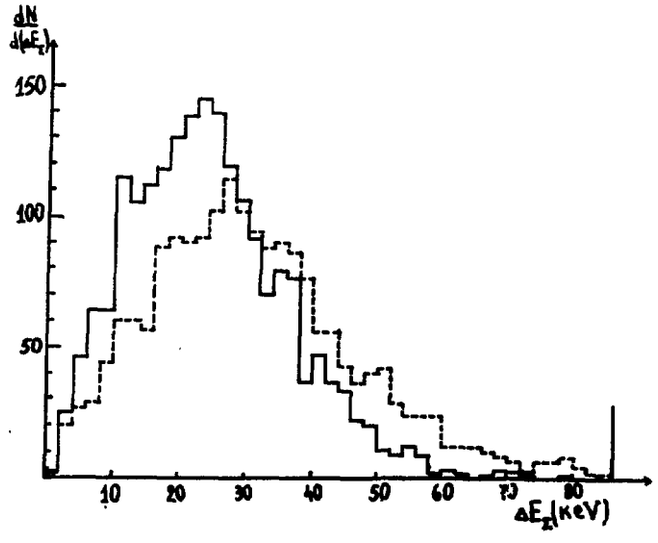

dN
d(ΔE₁)
150
100
50
10
20
30
40
50
60
70
80
ΔE₁(кеV)

Fig.2

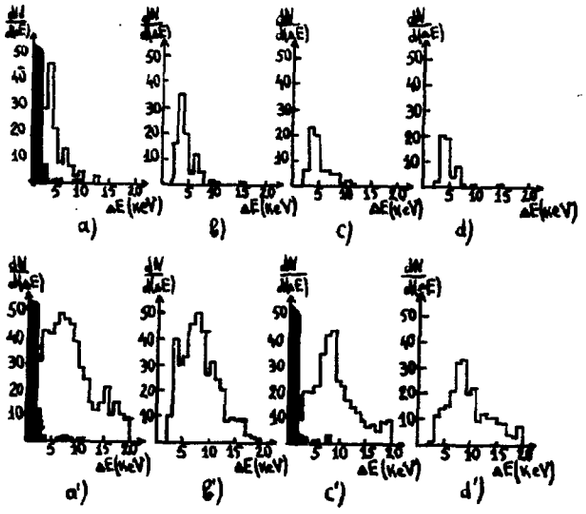


Fig.3

Figure Captions

Fig. 1. XTR-detector of energy deposition method a) Usual
b) proposed in this work.
π, K, P: particles under discrimination
R : radiators
MPC: multiwire proportional chambers
D : discriminators
MC: Majority coincidences

Fig.2. The experimental (solid hystogram) and calculated (dashed hystogram) distributions (see the text).

Fig. 3. The calculated ΔE_{XTR} (blank hystograms) and ΔE_{ion} (blackened hystograms) distributions in some MPC of one section XTR detectors at P=60 and 400 GeV/c (see the text).

References

1. I.Frank and V.Ginzburg, J.Phys. USSR, 9, 353,1945.
2. G.M.Garibian, Zhurn. Exper.i Teor.Fiz., 37, 527, 1959.
3. M.L.Ter-Mikaelian,Dokladi Akad.Nauk SSSR,Ser.Fiz,134,318, 1960;A.Ts.Amatuni,N.A.Korkhmazian,Izvestia Akad Nauk Arm SSR Ser.Fiz, 13,N.5,55,1960.
4. M.L.Ter-Mikaelian,A.D.Gazazian,Zhurn.Exper.i Teor.Fiz.,39, 1683, 1960;G.M.Garibian,I.I.Goldman, Dokladi Akad.Nauk Arm. SSR, 31, 219, 1960.
5. A.I.Alikhanian, F.R.Arutiunian, K.A.Ispirian, M.L.Ter-Mikaelian, Zhurn. Exper. i Teor. Fiz., 41, 2002, 1961; Izvestia Akad. Nauk SSSR, ser.Fiz., 26, 746, 1962.
6. F.R.Arutiunian, K.A.Ispirian, A.G.Oganesian, Izvestia Akad. Nauk SSSR, ser.Fiz. 28, 1866, 1964; Yadernaya Fiz.,1, 842, 1965.
7. F.R.Arutiunian, K.A.Ispirian, A.G.Oganesian, A.A.Frangian, Pisma V Zhurn.Exper.i Teor. Fiz., 4, 277, 1966; Zhurn.Exper. i Teor.Fiz., 52, 1121, 1967.
8. A.I.Alikhanian, K.A.Ispirian, A.G.Oganesian, A.G.Tamanian, Nucl.Instr. and Meth., 89, 147, 1970.
9. A.I.Alikhanian, K.M.Avakian, G.M.Garibian, M.P.Lorikian, K.K.Shikhliarov, Phys.Rev.Lett., 25, 635, 1970.
10. H.Uto, L.C.L.Yuan, G.Dell, C.L.Wang, Nucl.Instr. and Meth., 97, 389, 1971.
11. A.M.Zverev, K.A.Ispirian, A.T.Margarian, Scientific Report EFI-43(73), 1973.
12. K.A.Ispirian, A.T.Margarian, A.M.Zverev, Scientific Report EFI-8-72, 1972; Nucl.Instr. and Meth., 117, 125, 1974.

13. F.Harris, T.Katsura, S.Parker, V.Peterson, E.Ellsworth, G.Yodh, W.Allison, C.Brooks, J.Cobb, J.Mulvey, Preprint Oxford Univ. 57/72, 1972; Nucl.Instr.and Meth., 107, 413, 1973.

14. L.C.L.1973 Intern.Conf. on Instr. for High.Energy Physics, Frascati, Italy, 1973.

15. I.A.Prince, D.Mueller, G.Nortman, M.L.Cherry, Nucl.Instr.&Meth. 123, 231, 1975.

16. R.Bosshard, J.Fischer, S.Iwata, V.Rodeka, C.L.Wang, Nucl.Instr. and Meth., 130, 365, 1975.

17. C.Camps, V.Commichau, M.Deutschamn, H.Goddeke, K.Hangarter, W.Liesman, U.Putzhofeu and R.Schulte, Nucl.Instr. and Meth., 131, 411, 1975.

18. B.Merkell, J.P.Repellin, G.Sauvage, M.Bourguin, J.C.Chollet, M. Dialinas, J.M.Gaillard, A.Hrisoho and Ph.Jean, Nucl.Instr. and Meth., 138, 1976.

19. J.Fischer, S.Iwata, V.Radeka, C.L.Wang, W.Willis, Nucl.Instr. and Meth., 127, 525, 1975.

20. G.M.Garibian, Scientific Report EFI-27(73), 1973.

21. G.M.Garibian, L.A.Gevorkian, C.Yang, Nucl.Instr.& Meth., 125, 133, 1975.

22. E.Storm, H.Israel "Photon Cross Sections from 0.001 to 100 MeV., Moscow, Atomizdat, 1973.

23. O.F.Nemets, Yu.V.Gofman "Nuclear Physics Handbook" Kiev, Naukova Dumka, 1975.

24. J.H.Cobb, W.Allison, J.Bunch, Nucl.Instr.& Meth., 133, 315, 1976.

25. W.Allison, C.B.Brooks, J.H.Bunch, R.W.Pleming, R.K.Yamomoto, Nucl.Instr. and Meth., 133, 325, 1976.

26. V.K.Yermilova,L.P.Kotenko,G.I.Merzon,Preprint Lebedev Physical Institute, Academy of Science of USSSR,N.161,1976.
27. G.S.Smith, E.Mathieson, Nucl.Instr. and Meth.,131, 13,1975.
28. G.M.Garibian, K.A.Ispirian, Pisma V Zhurn. Experi i Teor. Fiz., 16, 585, 1972.

OPTIMIZATION OF TRANSITION RADIATION DETECTORS

W. Willis
CERN, Geneva, Switzerland

INTRODUCTION

The theory of transition radiation (TR) is well established, but the use of TR detectors has not become common, and it is not widely understood how the detector should be designed to give optimum results.

A number of different configurations have been suggested, but the one which seems most applicable to high-energy particle experiments is that in which the particle to be identified passes through the radiator and also through the detector of the TR photons. Such a detector can be compact while covering a large solid angle. The use of a magnet between the radiator and photon detector gives the advantage of a spatial separation between the particle track and the TR photons, but this configuration is not usually compatible with a large solid angle. In this connection it should be noted that a practical detector will often require more than one stage of radiator-photon detector, and that the magnetic separation technique would then require a magnet for each stage.

The design of the detector thus involves more than the search for the maximum radiated energy. One must consider the ratio of the TR signal in the detector to the ionization left by the particle, as well as the statistics on the number of photons detected. In Section 2 we shall present an analysis of the optimum detector design taken from a recent publication by our group at CERN[1]. We shall show that there is a natural threshold for a TR detector depending on the radiator material. We shall find that there is an optimum band for photon energy for each material, and that the performance of the detector is strongly dependent on the atomic number of the radiator material and the detector material. In Section 3 we consider the design and performance of detectors intended to operate below the natural threshold. In Section 4 we consider the upper energy limits on TR detector performance, and the limit where another technique, synchrotron radiation, becomes more advantageous.

2. DETECTOR OPTIMIZATION

Detailed optimization studies for a particular experiment will be made by numerical computations directly from the basic formulas, but the qualitative considerations involved can be concisely described using variables introduced by Artru et al.[2]. They noted that any transition radiator can be described in terms of a universal function of certain dimensionless parameters, independent of the particular material used or the spectral range involved. These parameters are:

a dimensionless particle energy, $\Gamma = \gamma/\gamma_1$, (1)

where

$$\gamma = E/m \quad \text{and} \quad \gamma_1 = d_1 \frac{\omega_{\text{plasma},1}}{2}$$

(d_1 is the foil thickness and d_2 is the gap), and a dimensionless frequency

$$\nu = \omega/\gamma_1 \cdot \omega_{\text{plasma},1} \ , \qquad (2)$$

and the ratio $d_2/d_1 = \kappa$, and $c = 1$. In convenient units $\gamma_1 = 2.5\ (\omega_{\text{plasma},1}/\text{eV}) \times \times (d_1/\mu\text{m})$. It is most instructive to study the universal curves given in Ref. 2. Certain qualitative features are important for our purpose:

i) very little radiation is produced for $\nu > 1$, for any Γ;

ii) there is a strong peak at $\nu = 0.3$ for $\Gamma > \frac{1}{2}$.

iii) There is a strong interference minimum at $\nu = 0.18$, due to a phase slip of π within the foil. There are further peaks of radiation for lower values of ν, but in practical radiators these are absorbed. The net result is that most of the radiation comes out in a relatively narrow frequency band for ν 0.3.

iv) The amount of radiation is small for $\Gamma < \frac{1}{2}$. It increases rapidly for values of γ as large as 2, and beyond that increases only logarithmically if κ is very large and the gaps are in a vacuum. For finite κ or with a gas in the gaps, the radiation approaches an asymptotic value for a certain value of Γ, usually less than 10.

v) d_2 can be made such that the phase slip in the gap is 2π and there is constructive interference between foils. The required value of d_2 is a function of Γ. For an optimized detector this should happen in the region of $\Gamma = 1$. As confirmed by our numerical studies, a radiator designed to have the optimum performance to give a good efficiency near its threshold will have $\Gamma = 1$, $\nu = 0.3$, $\kappa \cong 5$. Given a material with a certain ω_{plasma}, the foil thickness is determined by the desired threshold $\gamma = \gamma_1$, using Eq. (1).

It remains to choose the material and structure for the radiator, and to design the X-ray detector. We have in mind detectors where the radiator consists of many foils, followed by a single X-ray detector. Since there is no magnetic field, and the angle of the transition radiation is very small, the X-ray detector will also see the ionization due to the charged particle. Only the transition radiation which escapes from the stack of foils is useful. Therefore the absorption of the material used in the stack for the frequency corresponding to $\nu = 0.3$ is crucial. The detector of the radiation can be characterized by the amount of material necessary to absorb the X-rays and the energy deposited from the ionization of the charged particle in that amount of material. Thus the radiator must have the lowest absorption possible, and the detector must have the highest.

The dependence of the X-ray absorption on energy and the Z of the absorber is shown in Fig. 1. In the energy range of interest, the absorption is dominated by the photoelectric effect. The absorption cross-section σ varies with the energy of the photon as $E^{-3.5}$ and with the atomic number of the absorber as $Z^{3.5}$, for the portions of the curve between absorption edges. For photon energies above a certain value ω_k, the dominant process becomes inelastic scattering with a flat energy dependence. For electron detection, we usually wish to make γ_1, the threshold value, as low as possible. This forces us to choose a low operating frequency. However, if the photon energy is chosen on the sharply rising part of the absorption cross-section of the radiator material, the resulting absorption will strongly limit the effective number of foils. Thus one can see, and numerical studies confirm, that the best value of the operating X-ray energy for a given material is a value near ω_k. Then one finds that ω_k is proportional to Z, and the absorption length at ω_k is roughly constant, when measured in g cm^{-2}.

The optimum thickness for the detector is approximately one absorption length for X-rays with an energy of $2 \times \omega_k$, where ω_k is determined by the radiator. From many points of view the most suitable detector for these X-rays is a proportional chamber. The proportional chamber gas which gives the best ratio of absorption length to energy deposited by a charged track, is xenon gas, for X-ray energies above the absorption edge at 5 keV. The absorption length, and therefore the energy deposited in the detector from ionization on the charged track, varies as $\omega_k^{3.5}$ between 5 and 35 keV:

$$\text{Ionization} \propto \omega_k^{3.5} \propto (Z_{\text{radiator}})^{3.5} . \tag{3}$$

The other factor which enters the optimization is the plasma frequency of the radiator, which is proportional to the square root of the density. This does not have a dependence which can be given analytically, though of course it has a tendency to increase with Z.

Fixing the mean energy of the detected X-ray at $\bar{\omega} = \omega_k$, and for $\nu = 1/3$, we obtain from Eq. (2) the corresponding value of the lowest natural threshold as

$$\gamma_1 \geq \gamma_0 = 3 \frac{\omega_k}{\omega_{\text{plasma}}} . \tag{4}$$

Table 1 gives values of this threshold for a number of materials. The optimum thickness of the radiator foil is then given by

$$d_1 = 6 \frac{\omega_k}{\omega^2_{\text{plasma}}} .$$

The absorption of photons of energy ω_k in one foil of density ρ is

$$\sigma d_1 \rho = 6\sigma\, \omega_k \frac{\rho}{\omega^2_{plasma}} \propto \sigma\omega_k \propto Z, \qquad \text{since } \omega^2_{plasma} \propto \rho \ .$$

If there are a large number of foils, the radiation at the exit comes from an effective number of foils:

$$N_{eff} = \frac{1}{1 - \exp(-\sigma d_1)} \simeq \frac{1}{\sigma d_1} \propto \frac{1}{Z} \ . \tag{5}$$

The number of photons emitted per foil integrating over the peak near $\nu = 1/3$, is independent of the parameters and is approximately 1/100. The total number of photons emerging from the radiator then is

$$n_\gamma \propto \frac{1}{Z} \ .$$

Notice that this is independent of the density of the material but strongly dependent upon Z. The total energy radiated is

$$E_{tot} = \omega_k\, n_\gamma \simeq \text{constant} \ , \tag{6}$$

independent of Z and of the density.

The ratio of the transition radiation signal in the detector to the ionization loss of the charged particle is, combining Eqs. (3) and (6),

$$\frac{E_{total}}{Ionization} \propto \frac{1}{Z^{3.5}} \ .$$

Thus the signal-to-background ratio is an extremely strong function of Z [3]. Moreover, since there are at best only a few photons to be detected, the number of photons increases as Z^{-1}, so that the statistical fluctuations decrease as well, leading to a shrinkage of the width of the transition radiation peak proportional to $Z^{-\frac{1}{2}}$. The net result is that even a small change in Z produces a drastic effect on the performance of the radiator and detector system. Most previous radiators have been made of foils which are similar to CH_2, which is shown in Table 1 to be about an order of magnitude worse than lithium. This difficulty can be evaded only by the use of multiple radiator detector layers and a suitable processing of the signals -- a very cumbersome system. On the other hand, with the lithium radiator a sufficient number of photons are obtained to provide efficient detection in a single radiator detector assembly. Furthermore, the ratio of transition radiation energy to charged particle ionization is large enough to provide a good rejection of the tail of the ionization spectrum.

3. LOW-ENERGY DESIGN

It may be interesting to see how these considerations are affected if we insist that the threshold should be lower than the natural threshold value. Let the threshold be given by

$$\gamma_1 = R\,\gamma_0 , \qquad R < 1 .$$

In this case the foil thickness is proportional to R, and the peak value of the photon energy distribution is

$$\bar{\omega} = R\,\omega_k ,$$

so that the photon absorption cross-section per electron in the absorber is increasing as $R^{3.5}$, and the absorption per foil is

$$\sigma d_1 \rho \propto \frac{R}{R^{3.5}} = \frac{1}{R^{2.5}} .$$

Thus the effective number of foils or the emerging number of photons varies as

$$n_\gamma \propto R^{2.5} ,$$

carrying total energy

$$E_{tot} \propto R^{3.5} .$$

However, the length of absorber necessary to capture these photons has the same dependence on R, so that the signal-to-background ratio is constant. The average signal may be misleading when the number of photons becomes less than 1. Usually there is a very small signal corresponding to no transition radiation photon, but when such a photon is detected the signal is relatively large. One way of dealing with this situation is to treat the counter as a Yes-No device. Many layers of radiator and detector are needed in this case to obtain adequate photon statistics. When there is less than one photon per detector, it becomes advantageous to use pulse-shape discrimination to distinguish the ionization from the TR photon -- which is deposited in a very small region -- from the ionization on the track of the particle, which is spread over the depth of the detector. Note that the number of photons produced and emerging from the radiator for a given threshold is still inversely proportional to Z, but also involves the density, as shown in Table 1. There will be the same strong advantages using the lowest possible Z as long as the energy of the individual photons is large enough to be handled with the techniques used in the detector.

These conclusions are illustrated in a more concrete vein in a paper submitted to the Conference by C. Fabjan[4], showing that a reasonable detector can be built with a threshold γ as low as two or three hundred. Experimental efforts in this direction are described by Camps et al.[5].

4. HIGH-ENERGY LIMITS

If it is desired to increase the threshold, there are two methods available. Either $\bar{\omega}$ can be increased, or the density of the material can be artificially lowered in a suitably fine-grained manner. If $\bar{\omega}$ is increased, the number of photons remains the same but the absorption length in the detector goes as $\bar{\omega}^3$,

while the signal only increases proportionally to $\bar{\omega}$, a disadvantageous scaling. Therefore it is better to take the second alternative and try to use the same material but with an artificially reduced density. The considerations on the Z of the radiator remain the same.

It will be noted that as the γ threshold is raised, the length of the radiator grows, for a fixed number of photons. In fact the number of photons per unit length radiated in the first interference maximum is

$$\frac{dN}{dx} \simeq \frac{\alpha}{\gamma^2 \lambda} ,$$

which is approximately the same as the expression for number of Čerenkov photons as a function of the same variables, when integrated over the same relative interval in frequency. If the length required for a sufficient number of photons becomes inconveniently long at very large threshold γ, it may be asked if another method of particle identification would become more advantageous under these conditions.

The number of photons per centimetre in a magnetic field of H tesla is approximately

$$\frac{dN}{dx} \simeq \alpha H \frac{d\omega}{\omega}$$

for ω below a critical frequency depending on H and γ. Note that the threshold can be chosen by picking ω for a given H, without an effect on the number of photons. This method thus seems promising for sufficiently large γ. The ratio of the synchrotron radiation photons to TR photons per unit length is

$$\frac{N_{syn}}{N_{TR}} = \lambda H \gamma^2$$

for $d\omega/\omega = 1$. Thus, for H = 1 tesla, synchrotron radiation may be preferred for

$$\gamma > \lambda^{-\frac{1}{2}} .$$

Since $\lambda \sim 10^{-9}$ cm for TR, synchrotron radiation is more copious for a γ threshold greater than 30,000. For π-electron separation, this implies a threshold of $\sim$ 4 TeV.

Table 1

Relevant properties of possible radiator materials

Material	Density, ρ ($g\ cm^{-3}$)	ω_p (eV)	ω_k (keV)	Natural threshold γ_1	Relative $\frac{\text{Signal}}{\text{Ionization}} = \frac{S}{I} = \left(\frac{\omega_{k,LI}}{\omega_k}\right)^{3.5}$	Relative number of photons $= \left(\frac{\rho}{\rho_{LI}}\right)^{1.25} \times \frac{S}{I}$
H_2	0.07	7.86	2.8	1070	77	6.3
LiH	0.82	19.1	8.9	1400	1.35	2.4
Be	1.85	26.9	13.6	1520	0.30	1.45
Li	0.53	14.2	9.7	2050	1.00	1.00
B	2.37	31.1	17	1640	0.14	0.92
$C_{diamond}$	3.52	39.4	21	1600	0.067	0.71
$C_{graphite\ fibres}$	2.25	31.5	21	2000	0.067	0.41
B_4C	2.52	32.3	19	1760	0.095	0.67
Al_2O_3	3.97	41.0	45	3300	0.0047	0.058
Al_2O_3 for photons below K-edge at			1.5	110	0.05	0.62
CH_2	0.9	18.6	19.3	2900	0.09	0.18

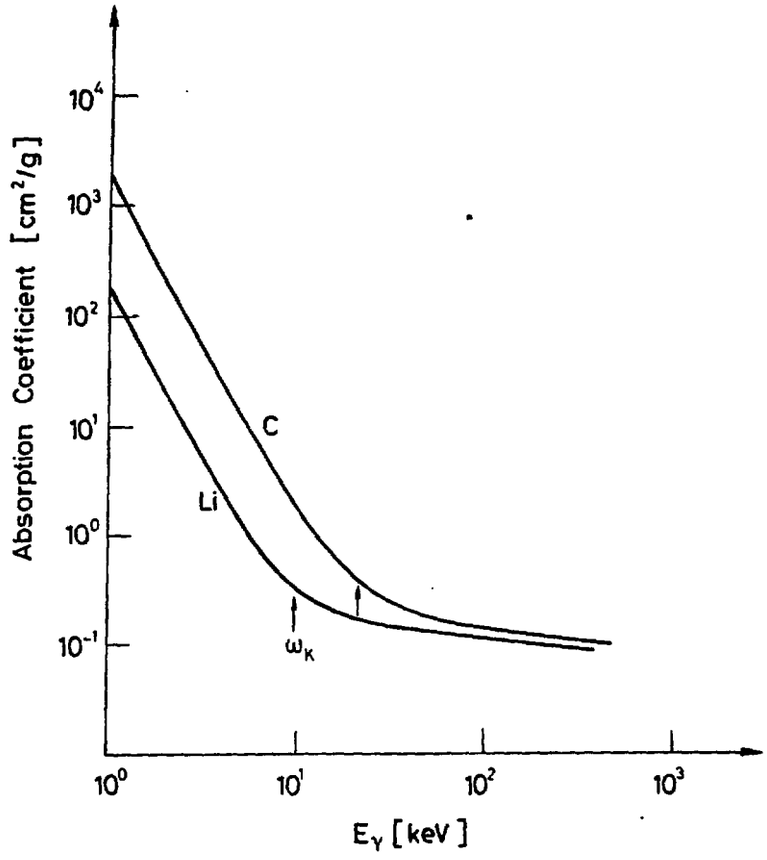


Fig. 1 Absorption cross-section for X-rays as a function of energy for two different materials

REFERENCES

1) J. Cobb, C. Fabjan, S. Iwata, C. Kourkoumelis, A. Lankford, G.-C. Moneti, A. Nappi, R. Palmer, P. Rehak, W. Struczinski and W. Willis, Nuclear Instrum. Methods 140 (1977) 413.

2) K. Artru, G.B. Yodh and G. Menessier, Phys. Rev. D 12 (1975) 1289.

3) J.E. Bateman, Nuclear Instrum. Methods 103 (1972) 565.

4) C.W. Fabjan, Transition radiation spectra from randomly spaced interfaces, submitted to this Conference.

5) C. Camps, V. Connichan, M. Deutschmann, M. Göddens, K. Hangarter, W. Liesmann, U. Pützhofen and R. Schulte, Nuclear Instrum. Methods 131 (1975) 411.

USE OF TRANSITION RADIATION DETECTORS AT THE ISR

W. Willis

CERN, Geneva, Switzerland

A Brookhaven-CERN-Syracuse-Yale Collaboration has been using lithium-foil transition radiation (TR) radiators and xenon proportional wire chambers (MWPC) at the CERN ISR, in order to detect the rare reaction $p + p \rightarrow e^+ + e^- + \ldots$. The radiator[1] and chamber[2] have been described in detail in recent publications. Here I will indicate some of the results.

The detector consists of two similar layers of radiator-MWPC, as shown in Fig. 1. The parameters of the radiators are given in Table 1. The lithium foils are wound into "bricks" with a self-supporting gap structure, as shown in Fig. 2. A set-up with magnetic separation of the electron beam from the TR photons was used to measure the properties of sample radiators. Figure 3 shows a measurement with a silicon detector of an "ideal" radiator described in the figure caption. The experimental spectrum obtained was used to calculate the radiation expected from wound radiators. A spectrum from a sample wound radiator is shown in Fig. 4.

The TR yield of the radiator actually used in the experiment is shown in Fig. 5. The integral pulse-height spectrum recorded for electrons of different energies is shown in Fig. 6, and its angular dependence in Fig. 7. The hadron rejection as a function of electron detection efficiency is given in Fig. 8, for a single layer of the detector.

The ISR experiment used lead-liquid argon calorimeters to determine the electron energies and to obtain a preliminary electron hadron discrimination at the trigger level. No magnet was used. It is necessary to determine that the electron candidates have minimum ionization in scintillation counters before using TR identification, otherwise slow particles will be selected. The results of the analysis of a small amount of data are given in Fig. 9, showing a clear J/ψ peak after the application of the ionization and TR requirements[3].

REFERENCES

1) J. Cobb, C. Fabjan, S. Iwata, C. Kourkoumelis, A. Lankford, G.-C. Moneti, A. Nappi, R. Palmer, P. Rehak, W. Struczinski and W. Willis, Nuclear Instrum. Methods 140 (1977) 413.

2) J. Fischer, J. Fuhrmann, S. Iwata, R. Palmer and V. Radeka, Nuclear Instrum. Methods 136 (1976) 19.

3) J. Cobb, S. Iwata, R. Palmer, D. Rahm, I. Stumer, C. Fabjan, I. Mannelli, K. Nakamura, A. Nappi, W. Struczinski, W. Willis, M. Goldberg, N. Horwitz, G.-C. Moneti, C. Kourkoumelis, A. Lankford and P. Rehak, Phys. Letters (to be published).

Table 1

Geometrical and nuclear parameters of the Li-TR radiators

Radiator	Base area (cm^2)	Depth (cm)	Number of foils	Thickness of foils (μm)	Radiation length	Nuclear collision length
1	34 × 76	19	650	∿ 53 ± 5	0.022	0.034
2	52 × 126	22	700	∿ 53 ± 5	0.025	0.037

Figure captions

Fig. 1 : Artist's impression of one TRD module installed in ISR intersection 8 The two circulating proton beams collide in the cylindrical part of the bicone over a length of about 40 cm. The energy information collected from the 130 wires of the two MWPCs is transmitted over six groups of 60 m long, twisted-pair cable to the experimenter's counting room.

Fig. 2 : Cross-section through a Li radiator "brick". The indentations of alternate foils run the full length of the foil.

Fig. 3 : TR spectrum obtained with the 499-foil radiator; the Li foils had a thickness of 50 μm, with a nominal spacing of 200 μm provided by brass frames. The dashed line gives the calculated yield, expected for a radiator with perfectly periodic foil spacing; 4000 electrons at $\gamma = 2680$ were recorded.

Fig. 4 : The TR spectrum obtained with a 350-foil self-supporting radiator, measured with a MWPC; 8650 electrons were recorded at $\gamma = 2680$.

Fig. 5 : TR yield as a function of electron momentum for several radiator-chamber combinations.

Fig. 6 : The dependence of electron detection efficiency on energy threshold. For comparison, the integral ionization loss spectra for 2 GeV/c electrons and 12 GeV/c protons are also shown.

Fig. 7 : Integral energy spectra for 2 GeV/c electrons for various angles of incidence. The angle is measured with respect to an axis normal to the chamber plane.

Fig. 8 : Hadron contamination as a function of electron acceptance measured with one TRD of a TRD module. The angles of incidence are measured with respect to the plane of the Li foils.

Fig. 9 : Mass spectrum of electron pair candidates; a) with selection in a lead-liquid argon calorimeter for charged particles producing an electromagnetic shower; b) after requiring minimum ionization in scintillation counters, and TR in xenon PWC. The mass acceptance is shown in (c).

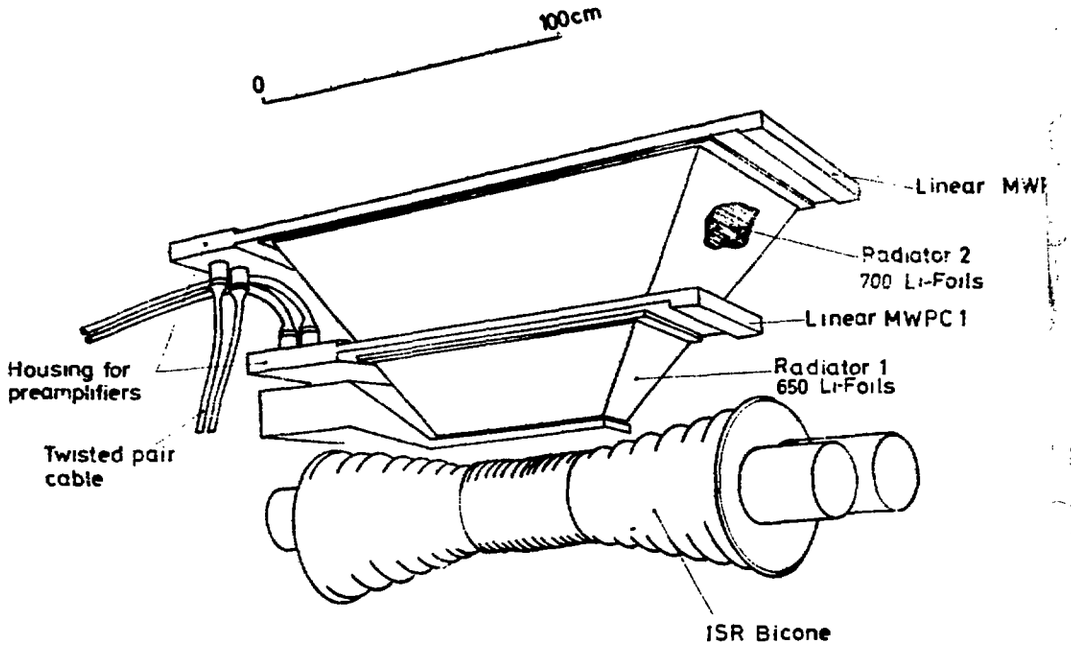

100cm
0
Linear MWPC 2
Radiator 2
700 Li-Foils
Linear MWPC 1
Radiator 1
650 Li-Foils
Housing for
preamplifiers
Twisted pair
cable
ISR Bicone

Fig. 1

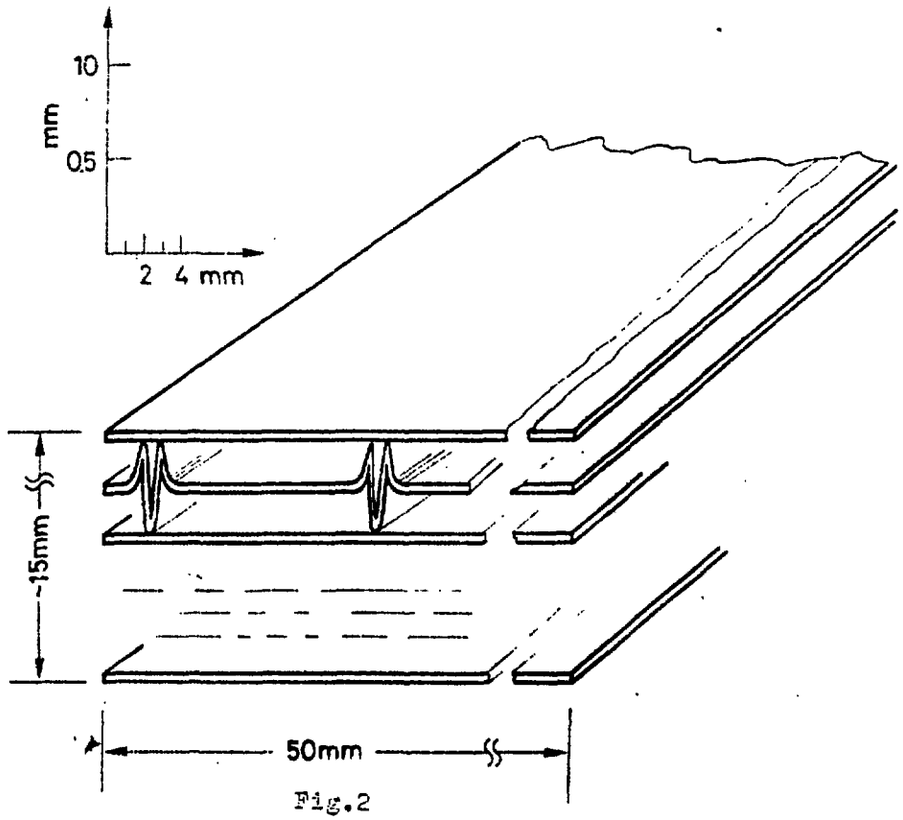
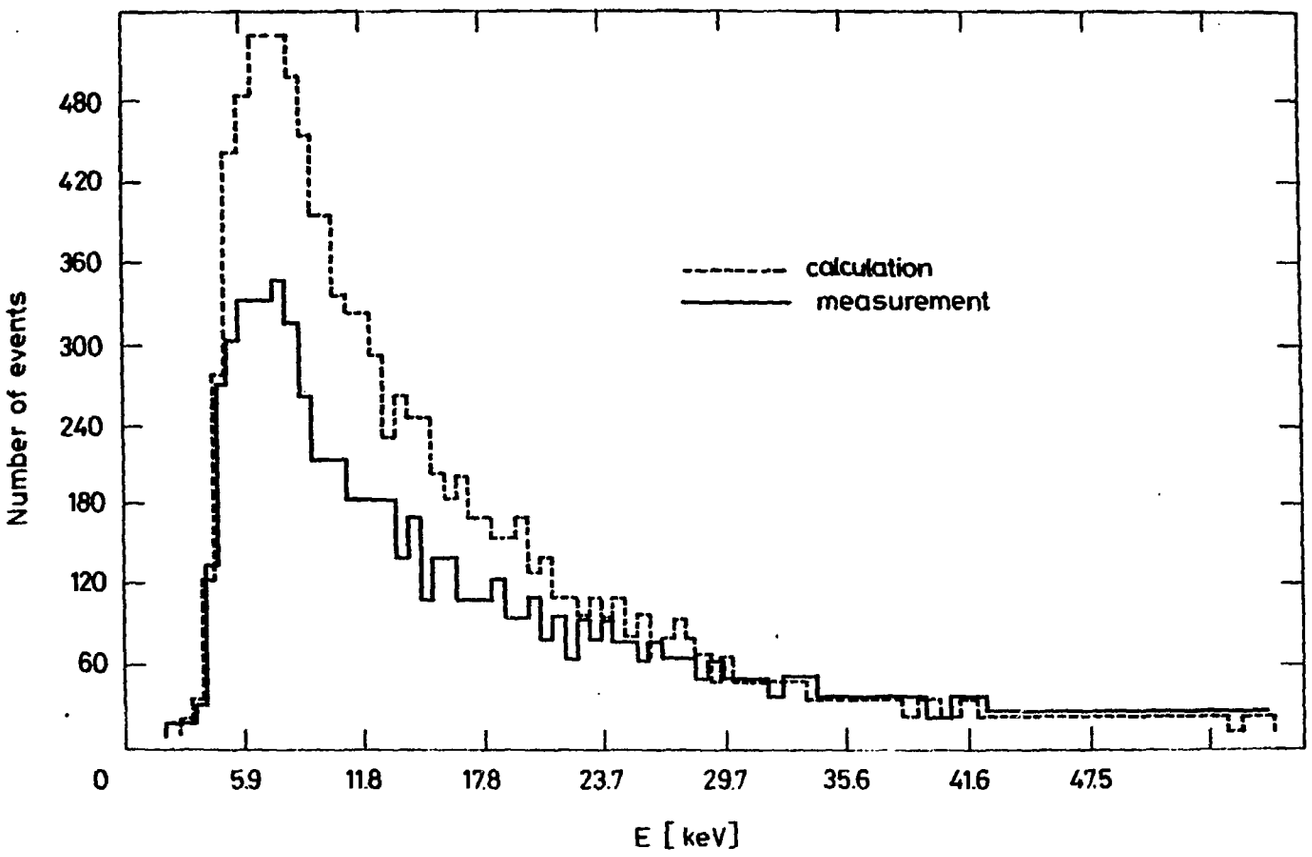

10
mm
0.5
2 4 mm
~15mm
50mm

Fig.2


480
420
360
300
240
180
120
60
0
Number of events
5.9
11.8
17.8
23.7
29.7
35.6
41.6
47.5
E [keV]
calculation
measurement

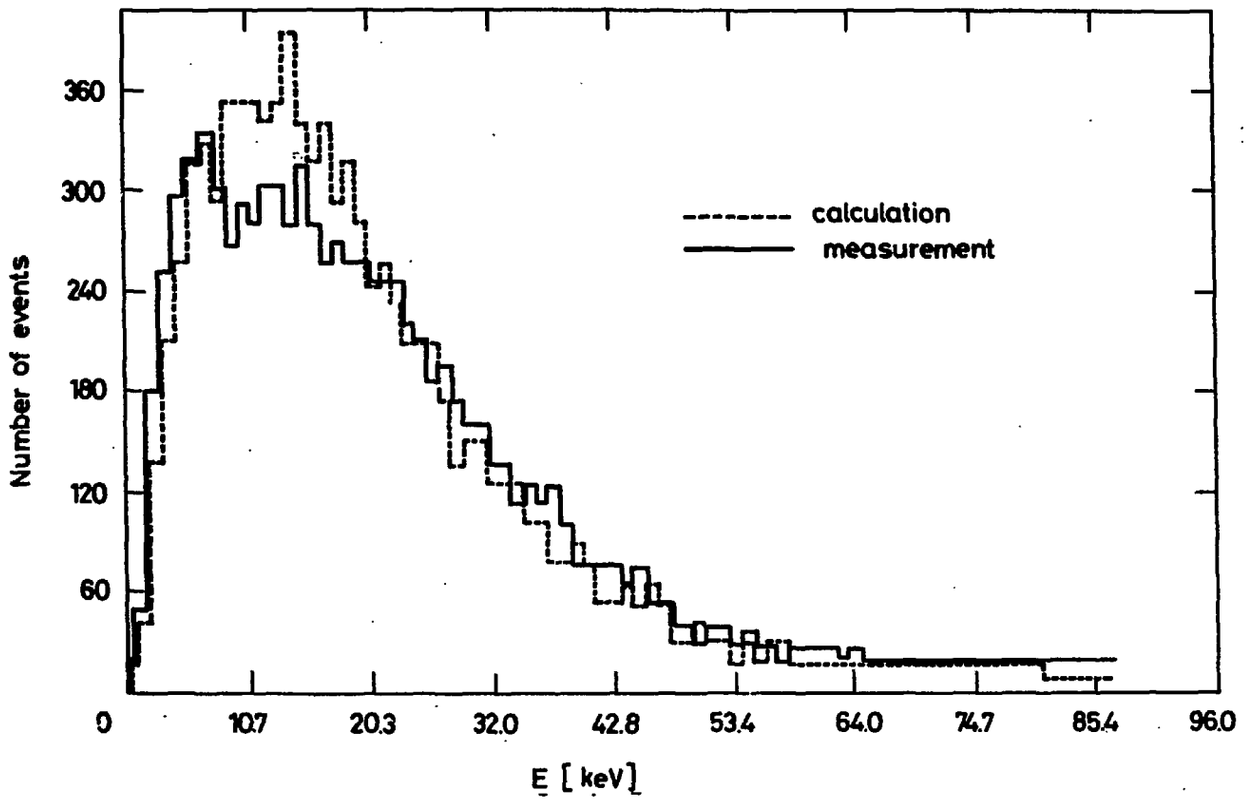

Number of events
360
300
240
180
120
60
0
10.7
20.3
32.0
42.8
53.4
64.0
74.7
85.4
96.0
E [keV]
calculation
measurement

Fig. 4

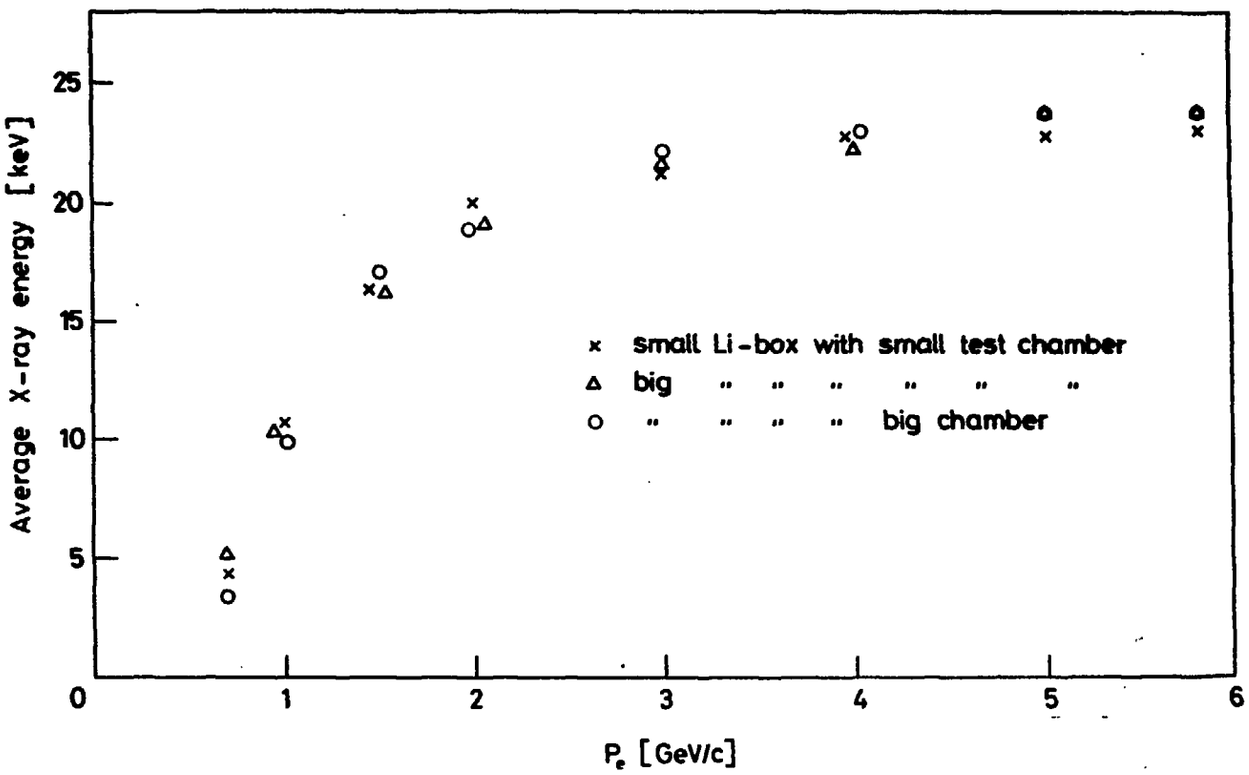

Average X-ray energy [keV]
25
20
15
10
5
0
1
2
3
4
5
6
P_e [GeV/c]
× small Li-box with small test chamber
△ big " " " " " "
○ " " " " big chamber

Fig. 5

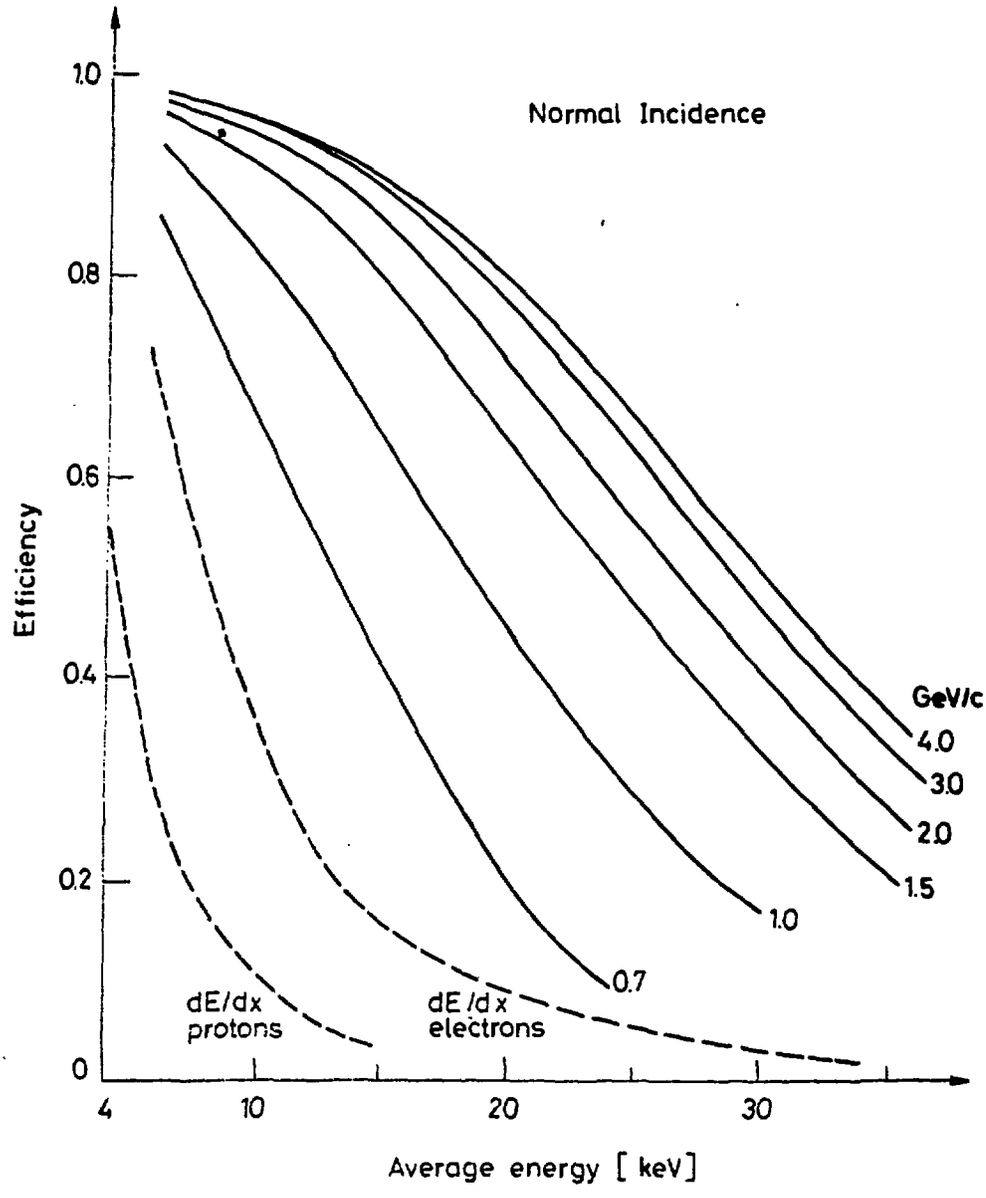

Normal Incidence
Efficiency
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
4
10
20
30
Average energy [keV]
GeV/c
4.0
3.0
2.0
1.5
1.0
0.7
dE/dx
protons
dE/dx
electrons

Fig. 6

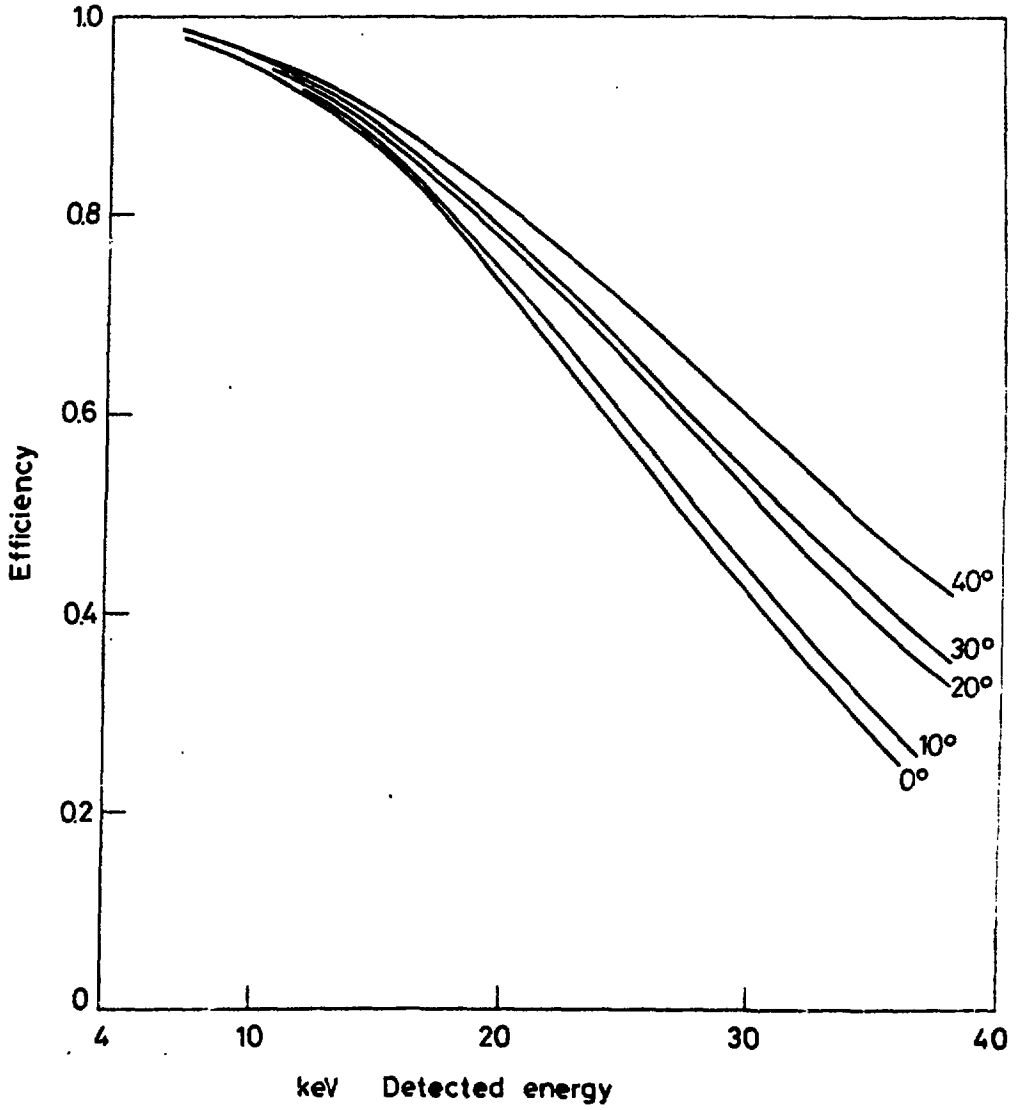

1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
Efficiency
4
10
20
30
40
keV Detected energy
40°
30°
20°
10°
0°

Fig. 7

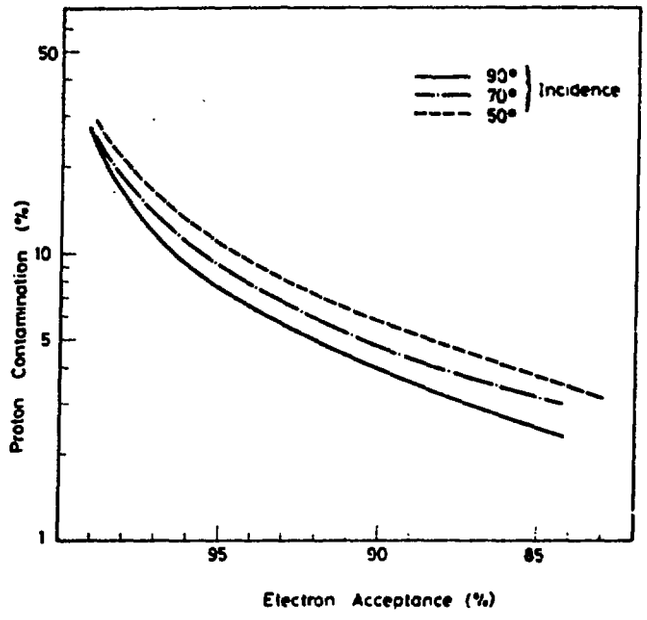

50
10
5
1
Proton Contamination (%)
95
90
85
Electron Acceptance (%)
90°
70°
50°
Incidence

Fig. 8

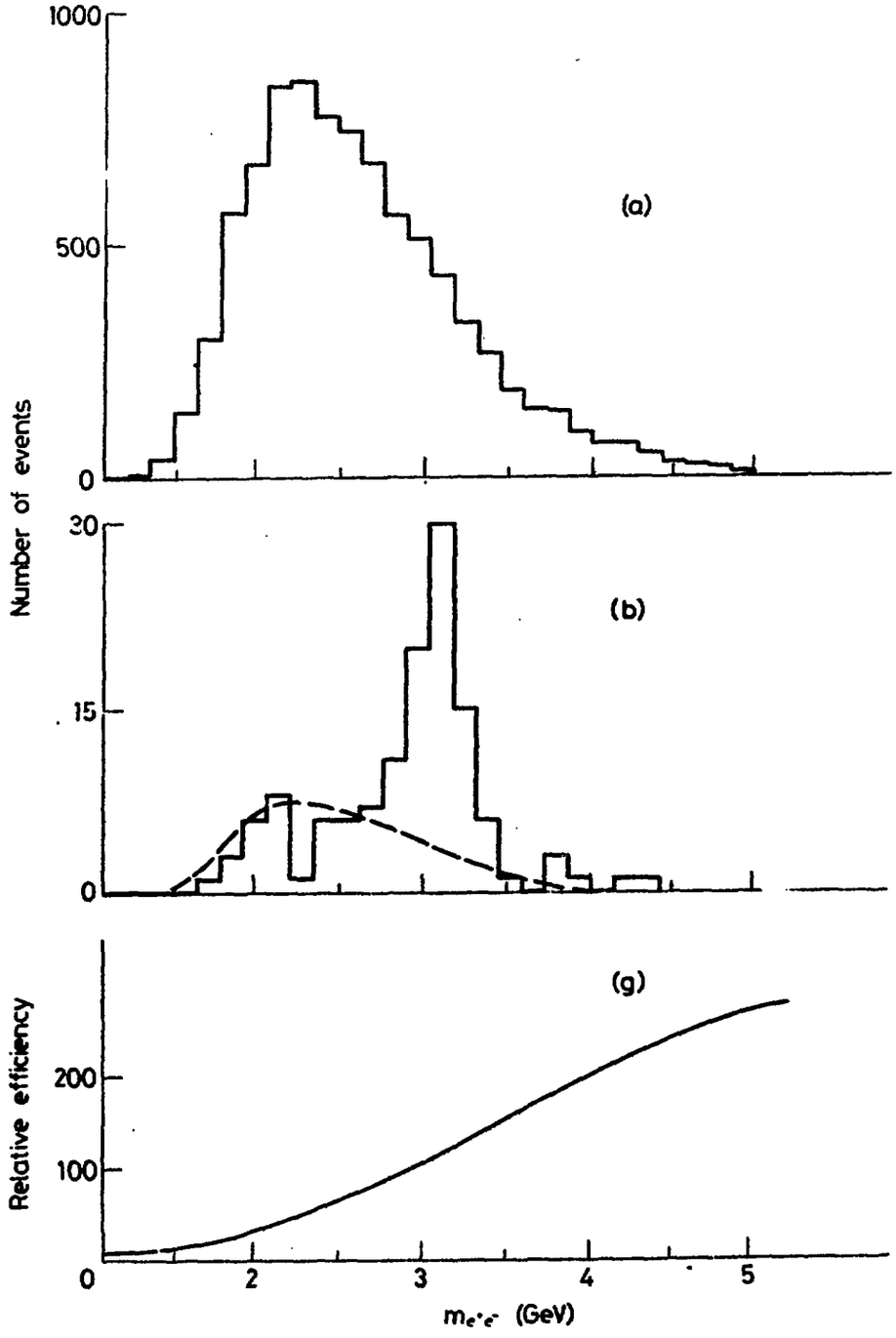

1000
500
0
(a)
Number of events
30
15
0
(b)
(g)
Relative efficiency
200
100
0
2
3
4
5
$m_{e^+e^-}$ (GeV)

Fig. 9

TRANSITION RADIATION SPECTRA FROM RANDOMLY SPACED INTERFACES

C.W. Fabjan
CERN, Geneva, Switzerland

ABSTRACT

Spectra of X-ray transition radiation (XTR) were measured, which were emitted in the passage of relativistic electrons through different samples of polyethylene foam. Based on the good agreement with absolute theoretical predictions, possible TR detectors are optimized for the Lorentz factor γ_L range, γ_L = 200-1000. Such radiators are predicted to offer useful discrimination between pions, kaons, and protons with momenta above 100 GeV/c.

1. INTRODUCTION

Recently, transition radiation detectors (TRDs) have been used in a particle physics experiment to identify electrons above 1 GeV/c. A large pion rejection (factor $\gtrsim 20$) combined with high electron efficiency ($\eta_e \gtrsim 0.9$) was measured for a single TRD [1]. This performance was achieved by a careful optimization of all parameters of the lithium-foil radiator and the X-ray detector, a multiwire proportional chamber (MWPC) filled with a Xe-CO_2 gas mixture[2].

Several suggestions exist[3-7] to extend the TRD concept to values of the Lorentz factor $\gamma_L < 1000$, where Čerenkov counters can only be used with very severe restrictions. For the conventional TRD (radiator followed by a MWPC measuring the TR superimposed on the ionization loss) to work in this γ_L-range, the relevant parameters such as foil-, gap-, and MWPC-thickness have to be scaled appropriately. For useful performances, many thousands of very thin foils (microns thick) are required to be spaced periodically, presenting a considerable practical difficulty[6].

Here we study the performance of radiators consisting of randomly distributed interfaces (e.g. foam or suitably arranged granules). Measurements have been performed on the TR spectra obtained using different samples of polyethylene (PE) foam; the results of these measurements were found to agree closely with the predictions of the TR theory for randomly spaced interfaces[8,9]. Based on this agreement we apply the theory to the optimization of TRDs, consisting of randomly distributed lithium hydride (LiH) granules, followed by a MWPC. Interesting performance for $\pi/K/p$ identification for particle momenta above 100 GeV/c is predicted.

2. MEASUREMENTS AND RESULTS

The experimental arrangement used for the spectral measurements of the foam samples is shown schematically in Fig. 1. It was used in this form previously to measure TR spectra from periodic radiators[10]. The momentum-analysed beam was defined with small scintillators (S_1, S_2, S_3), and electrons were selected with a Čerenkov counter Č. We measured the TR X-ray spectrum (XTR) with a Li-drifted silicon diode (SSD), giving an energy resolution of FWHM = 250 eV. Care was taken to minimize those instrumental effects which require corrections to the measured photon spectra: the gain of the linear electronics was frequently monitored and found to be stable to better than one percent; absorption between the radiator and the detector was small in the 566 cm-long He-filled drift tube, which separated the radiator from the detector. The detection efficiency of the Si detector required only a small correction below 5 keV and above 20 keV. In all samples studied, the average number of XTR photons emitted per electron was less than one, and hence the spectral distortion from two, not time-resolved, photons emitted by the same

particle was small. All measurements were carried out with electrons of p = = 1.38 GeV/c momentum (γ_L = 2700).

Samples of PE foam ("Ethafoam") with three different densities were tested*). In a previous study comparing a variety of commercially available foams, this brand of foam was found to give the highest XTR yield[11]. Some of the geometric parameters of the samples studied are given in Table 1. The distribution of gap spacings d_2 along the trajectory of the radiating particle, was measured with a transmission microscope; it is related but not identical to the distribution of foam bubble diameters.

The experimental results on the measured spectra are shown for two samples in Figs. 2 and 3 and are summarized in Table 2.

The TR yield expected from such radiators has been evaluated using the theory of TR emission from randomly spaced radiators[8,9]. For simplicity, the foam structure was modeled to consist of spheres with diameters d, Gaussian-distributed about the average ⟨d⟩ and with variance σ(d). The diameter d was chosen to reproduce the density and the average measured gap spacing of the foam sample studied, whereas σ(d) is adjusted to approximate the distribution of measured gap spacings. In the calculation these spheres are randomly separated, and the interface distributions effective for TR emission are generated by tracking particles through this "foam". The two distributions of "plate" thickness and gap separation are obtained and are well fitted to functions of the form

$$f(x) = \beta^{\alpha} x^{\alpha-1} \exp(-\beta x)/\Gamma(\alpha) ,$$

which conveniently permits analytic averaging over all interfaces[9]. The subsequent calculation follows Ref. 9, which, however, treats only the case of TR emission from plates in vacuum. An estimate for the corresponding correction was obtained by comparing the TR yield from equivalent, periodically spaced, PE radiators in air and vacuum, and found to be less than five percent. The final results are corrected for several small experimental effects mentioned earlier, and permit a comparison with the measured spectral distributions (Figs. 2 and 3) and with the measured total detected energy and the average number of photon counts per electron (Table 2).

The comparison with the theoretical expectation is quite favourable, with agreement to within ±10% for all three samples measured. For the γ_L value and the dimensions of the radiators studied here, and with values of the "irregularity"

*) Ethafoam is manufactured by the Dow Chemical Company. Dow Chemical Europe S.A. kindly provided us with the samples.

parameter $\xi = d_i / \sigma(d_i) \lesssim 0.5$ (i = 1, 2), interference effects between the interfaces are not expected to modulate the spectra significantly; one is essentially probing the single-interface TR spectrum[8].

3. PERFORMANCE OPTIMIZATION OF LiH TRDs FOR LOW-γ_L VALUES

With the formalism as described in the previous section, a low-γ_L LiH radiator was studied. Lithium hydride is a potentially very attractive choice of radiator material with a mass absorption coefficient comparable to that of lithium metal and with a higher plasma frequency. Transition radiation from LiH powder has been observed[12]. For this optimization we considered the radiator again to consist of granules with diameter d, and variance $\sigma(d)$, and of adjustable granule density.

Some of the results are summarized in Table 3. The diameter of the granules was optimized for each γ_L value. The radiator length R_L was adjusted to give on the average 2000 granules traversed, for two different densities of the granules (5% and 10% of the bulk density). Compared to the saturation energy radiated from an infinitely long radiator, the detected energy varied from about 60% at $\gamma_L = 200$ to 75% at $\gamma_L = 1000$.

A conventional MWPC, filled with Xe and having a thickness as given in Table 3, detected the XTR. The absorption of a 10 μm-thick mylar window, assumed to separate the radiator from the MWPC, was included in this simulation.

Multiple TR detectors of the kind described would allow identification of particles with momenta above $\sim$ 100 GeV/c, that are virtually inaccessible to other identification techniques. Results of a Monte Carlo study for a TRD system are shown in Figs. 4a and 4b. A maximum-likelihood method was chosen to discriminate optimally between the XTR signals superimposed on the ionization loss deposited by the different particles. A relatively small number ($\lesssim$ 10) of TRDs is sufficient to discriminate between π's and K's down to 40 GeV/c with a kaon rejection adequate for many experimental investigations. Similarly, kaon-proton separation becomes practical for particle momenta above $\sim$ 100 GeV/c.

4. CONCLUSIONS

Measurements of the XTR spectra obtained from PE foam radiators agree well with the absolute theoretical predictions of XTR emission from random interfaces. Theoretical expectations for a randomly spaced LiH granular radiator indicate useful pion, kaon, and proton identification for particle momenta above 100 GeV/c.

The help in data taking given by Dr. W. Struczinski is gratefully acknowledged. I enjoyed many stimulating discussions with Professor W.J. Willis on the concepts of such transition radiation detectors.

REFERENCES

1) J. Cobb et al., Nuclear Instrum. Methods 140 (1977) 413.

2) J. Fischer et al., Phys. Letters 49B (1974) 393 and Nuclear Instrum. Methods 127 (1975) 525.

3) J.E. Bateman, Nuclear Instrum. Methods 103 (1972) 565.

4) S.P. Kazaryan, S.A. Kaukanyan, A.G. Oganesyan and A.G. Tamanyan, Erevan Physics Institute Report EFI-103 (75) [CERN Trans. 75-5 (1975)].

5) W.J. Willis, unpublished notes.

6) C. Camps et al., Nuclear Instrum. Methods 131 (1975) 411.

7) A.K. Drukier and L.C.L. Yuan, Nuclear Instrum. Methods 138 (1976) 213.

8) G.M. Garibian, L.A. Gevorgian and C. Yang, Soviet Phys. JETP 39 (1974) 265.

9) G.M. Garibian, L.A. Gevorgian and C. Yang, Nuclear Instrum. Methods 125 (1975) 133. In formula (4) the expression for Q should read

$$Q = 0.5(1 + p)(1 + h_a h_b) - h_a - p h_b \cdot$$

10) C.W. Fabjan and W. Struczinski, Phys. Letters 57B (1975) 483.

11) T.A. Prince, D. Müller, G. Hartmann and M. Cherry, Nuclear Instrum. Methods 123 (1975) 231.

12) A.I. Alikhanian, *in* Proc. 5th Internat. Conf. on Instrumentation for High-Energy Physics, Frascati, 1973 (CNEN, Frascati, 1973), p. 350.

Table 1

Geometrical parameters of foam samples studied

Sample	Density (g/cm^3)	Length (cm)	Average gap spacing (measured) $\langle d_2 \rangle$ (cm)	Variance of gap spacing (measured) $\sigma(d_2)$	Average plate thickness (computed) (d_1)	Variance of plate thickness (computed) $\sigma(d_1)$	Number of plates traversed (computed)
Ethafoam 220	0.037	5.0	0.087	0.031	0.0035	0.0014	56
Ethafoam 400	0.053	5.0	0.070	0.034	0.0044	0.0017	71
Ethafoam 600	0.111	5.0	0.055	0.024	0.010	0.0031	80

Table 2

Measured and calculated results

Sample	Measurement $\langle E_{total} \rangle_{detect.}$ (keV)	Calculation $\langle E_{total} \rangle_{detect.}$ (keV)	Measurement (counts)	Calculation (counts)	Calculation (photons)
Ethafoam 220	6.96	7.07	0.45	0.46	0.51
Ethafoam 400	7.81	8.14	0.49	0.51	0.56
Ethafoam 600	6.62	6.01	0.40	0.37	0.40

Table 3

Geometrical parameters of optimized LiH TRDs

γ_L	Granule diameter (cm)	No. of granules traversed	Thickness of MWPC (cm)	Density of granules 5%			Density of granules 10%		
				Length of radiator (cm)	$\langle E_{TR} \rangle$ detected (keV)	$\langle$Photons$\rangle$ detected	Length of radiator (cm)	$\langle E_{TR} \rangle$ detected (keV)	$\langle$Photons$\rangle$ detected
200	0.0004	2000	0.2	10.7	0.88	0.27	5.34	0.77	0.24
400	0.0006	2000	0.4	15.7	4.92	1.19	7.96	4.43	1.06
600	0.0008	2000	0.4	21.5	9.44	2.04	10.7	8.27	1.75
1000	0.0016	2000	0.4	42.7	17.85	3.11	21.5	16.4	2.86

Figure captions

Fig. 1 : Experimental layout for the absolute spectral TR yield measurements. Not to scale.

Fig. 2 : The TR spectrum measured from $\gamma_L = 2700$ electrons traversing 5.0 cm of "Ethafoam 220" (solid line) and the theoretical expectation (dotted line). The spectrum was accumulated for 5000 electrons.

Fig. 3 : As Fig. 2 with a 5.0 cm long "Ethafoam 600" sample. The spectrum was accumulated for 2000 electrons.

Fig. 4 : a) Pion-kaon separation for 60 GeV/c particles as a function of the number of TRDs, for a π efficiency of $\eta_\pi = 0.9$ and $\eta_\pi = 0.8$. Each radiator is 15.9 cm long with, on the average, 4000 granules with average diameter d = 0.0006 cm traversed per radiator.
b) Kaon-proton separation for 120 GeV/c and 160 GeV/c particles as a function of the number of TRDs (a kaon efficiency of $\eta_K = 0.8$ was assumed). Each radiator is 10.7 cm long with, on the average, 4000 granules traversed per radiator (average granule diameter d = 0.0004 cm).

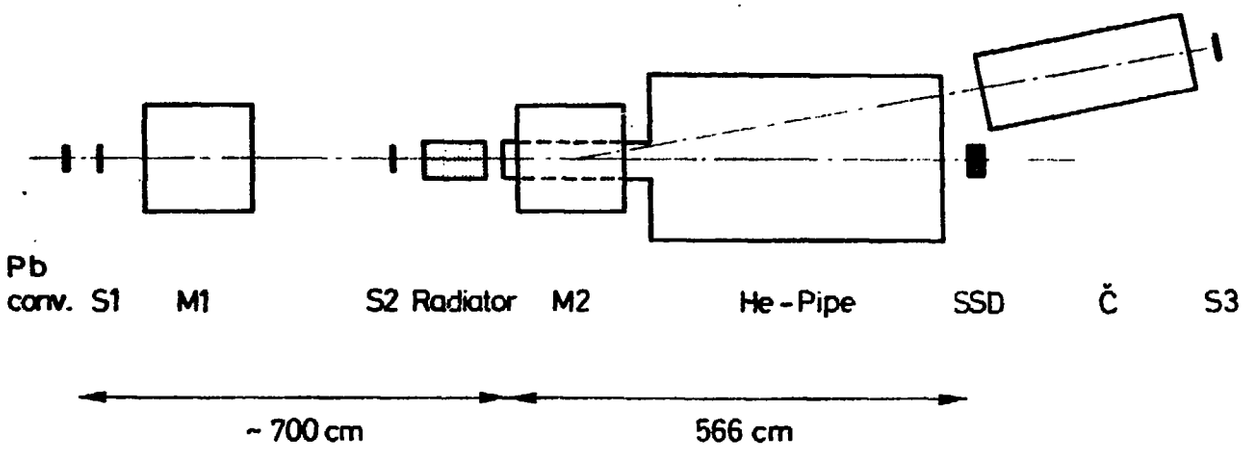


Fig. 1

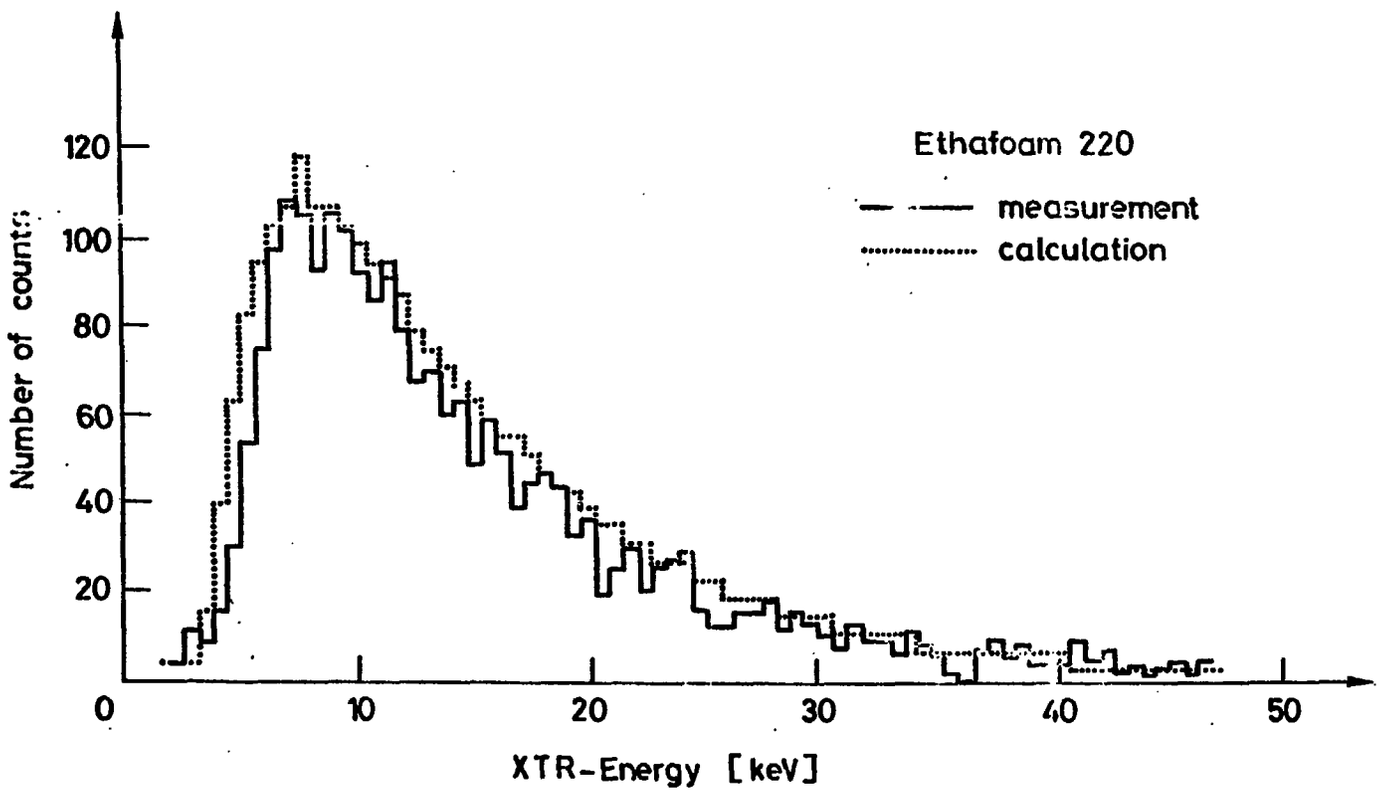

Ethafoam 220
measurement
calculation
Number of counts
120
100
80
60
40
20
0
10
20
30
40
50
XTR-Energy [keV]

Fig. 2

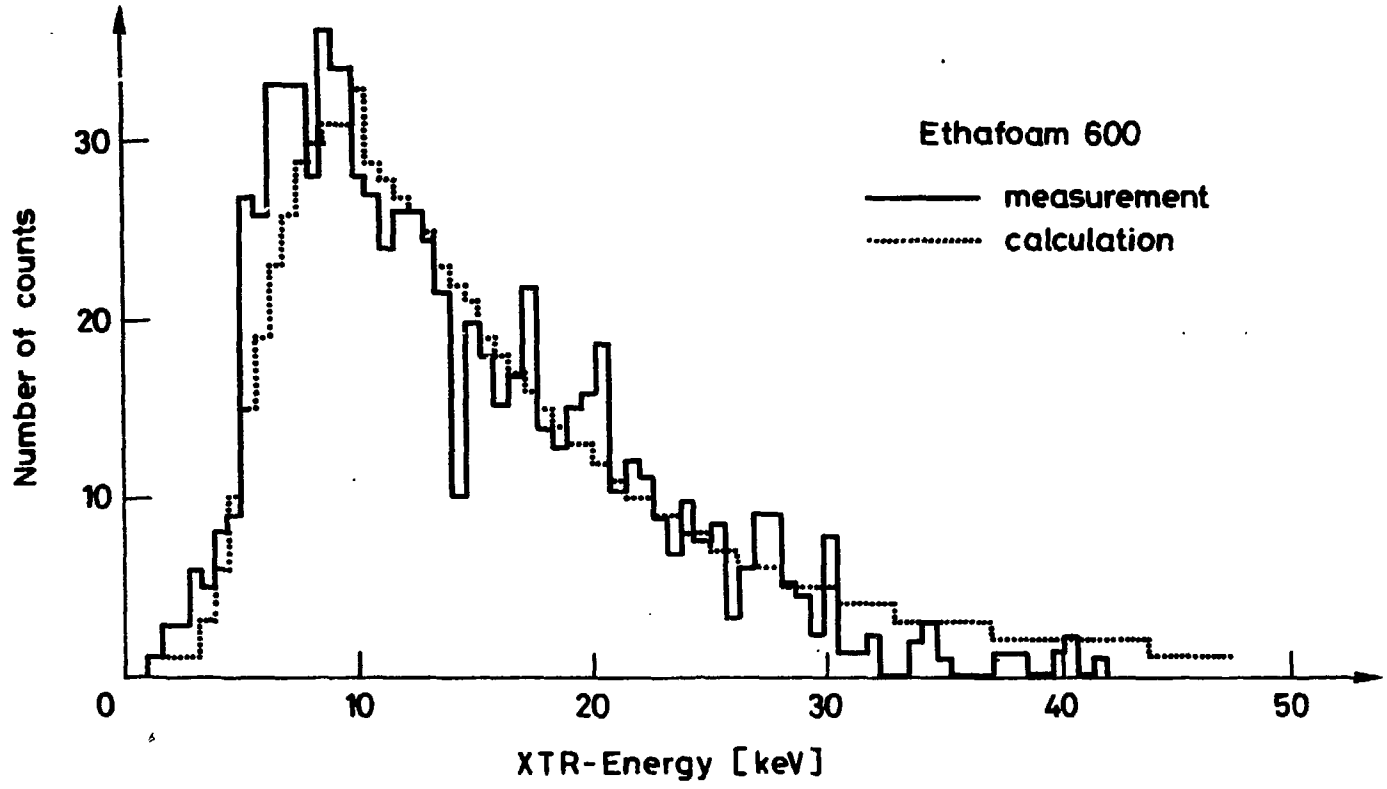
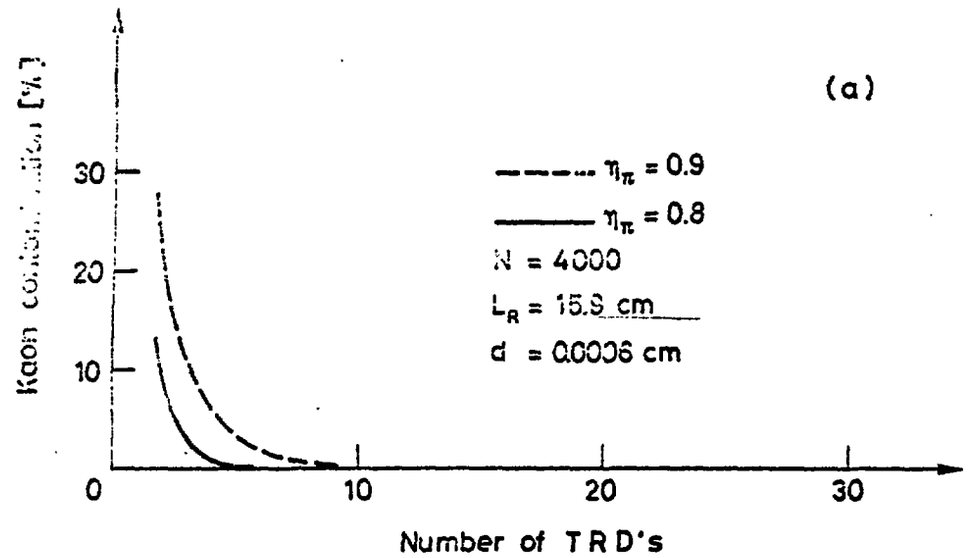

Ethafoam 600
measurement
calculation
Number of counts
XTR-Energy [keV]
0
10
20
30
40
50
10
20
30

Fig. 3


(a)
$\eta_\pi = 0.9$
$\eta_\pi = 0.8$
N = 4000
L_R = 15.9 cm
d = 0.0006 cm
30
20
10
0
10
20
30
Number of TRD's

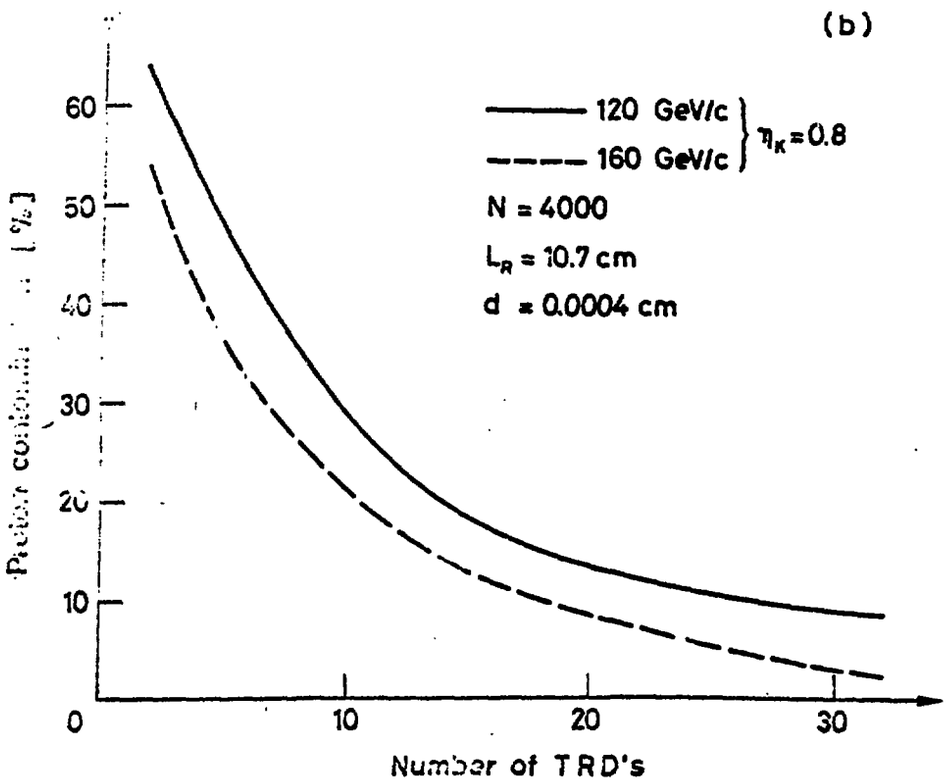

(b)
120 GeV/c
160 GeV/c
$\eta_K = 0.8$
N = 4000
L_R = 10.7 cm
d = 0.0004 cm
60
50
40
30
20
10
0
10
20
30
Number of TRD's

Fig. 4

AN UNCONVENTIONAL TRANSITION RADIATION DETECTOR

A.G.OGANESSIAN, A.S.SARKISSIAN

Yerevan Physics Institute

M.ATAC

Fermi National Accelerator Laboratory

The identification of hadrons in the energy range between 30 GeV and 400 GeV by means of conventional methods (Cerenkov counters, counters based on the relativistic rise of ionization losses and known versions of X-Ray Transition Radiation (XTR-detectors) is known to be a rather difficult and even impractical task.[1-4]

At Yerevan Physics Institute, a novel XTR-detector was proposed which is based on the method of the energy deposition and it is capable of the identification of hadrons in the momentum range 30 $p \leq 400$ GeV/c.[5] In the proposed detector, the XTR detector and proportional chambers were combined to reduce the probability of the absorption of transition radiation within the radiator to increase the number of quanta absorbed in the gas mixture. This fact together with the choice of the pressure of the filling gas of the chamber allowed to increase the share of the transition radiation in the total energy deposition in the gas mixture.

Such XTR-detector was made at Yerevan Physics Institute and investigated at the Fermi National Accelerator Laboratory. The experimental layout and chamber are shown in Figure 1. The chamber consists of 18 sensitive planes separated by double side aluminized mylar. The mylar has a thickness of 5μm and the thickness of aluminum on each side of the mylar is 250 Å. The diameter of the sense wires is 25μm and spacing is 2 mm. All planes were mounted in a gas enclosure with mylar windows. The typical pressure of the gas mixture (80% Xe + 20% CO_2) was 20 ÷ 30 mm Hg.

All signal wires were connected together to the input of a charge sensitive preamplifier. An Fe^{55} X-Ray source was used between accelerator cycles to measure variations of the gas gain. The signal was carried from preamplifier to the amplifier and further to the multichannel pulse height analyzer. The gate of the latter was triggered by coincidence (or anti-coincidence) between the scintillator telescope ($S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \bar{V} \cdot S4$) and the threshold Cerenkov counter.

Figures 2 and 3 show the pulse height distributions for pions and protons at 40 GeV/c and at the pressure of 20 mm and 30 mm respectively. They show that the distributions have almost gaussian shape without long "landau Tail". The explanation of this phenomena probably is that the ionization δ-electrons liberated by the incident particles which are the cause of the long "Landau Tail" are captured by dense mylar foils without significant ionization of the gas. The better particle identification at smaller pressure is achieved because of a) increase of the XTR share in the total energy yield in the gas, and b) the largest relativistic rise of the ionization losses due to the smaller density. Figure 2 makes it clear that at the pressure of 20 mm separation is on the order of a full width at half maximum.

On the basis above described results a Monte Carlo program was simulated for 10 XTR-detector samples. To improve the mass resolution we discarded the largest four pulse heights and there fore we took the mean of this set of six pulse heights for each particle. Figure 4a shows the separation of pions and protons achieved this way. In this case we can identify the particles with good confidence.

Figure 4b shows the mean of the six smallest signals expected from such a device in the case of the mixture of pions and protons at 40 GeV/c in the ratio 10:1. The optimum cut between pions and protons would result in a loss about 12% of protons into the pion peak and 12% pions misidentified as kaons.

At the present time the investigations of the described XTR-detector with 50 layers at 100÷200 GeV/c are in progress. The previous predictions and our results suggest that pions, kaons and protons may be well separated.

Acknowledgments

The authors would like to express their thanks to Drs. E. L. Goldwasser, A. L. Read and R. E. Shafer for their support and Dr. M. Johnson and Dr. H. Haggerty and M. Haldeman for their help at the Fermi National Accelerator Laboratory. We would also like to thank Prof. A. Tz. Amatuni for his support of this project and K. G. Antonian, A. T. Kazarian, S. A. Kankanian and A. G. Tamanian for their part in building the chamber.

References

1. M. Benot, L. Litt, R. Meunier, CERN/ECFA/F2/4, V1.
2. W. W. M. Allison, C. B. Brooks, J. N. Bunch, R. W. Pleming, R. K. Yamamoto, Mucl. Instr. and Meth., 133(1976) 325.
3. L. C. L. Yuan, P. W. Alley, G. F. Dell, H. Uto, BNL (1965) 1.
4. R. Bosshard, J. Fischer, S. Iwata, V. Radeka, C. L. Wang, M. Atac, Nucl. Instr. and Meth., 127(1975) 141.
5. K. G. Antonian, A. T. Avundzian, S. P. Kazarian, S. A. Kankanian A. G. Oganessian, A. G. Tamanian, Preprint EFI-130(1975) Yerevan

Figure Captions

Figure 1a. Schematic side view of XTR-detector.

Figure 1b. Beam diagram.

Figure 2. The pulse height distributions for π and p at 40 GeV/c and at the pressure of 20 mm.

Figure 3. The pulse height distributions for π and p at 40 GeV/c and at the pressure of 30 mm.

Figure 4a. The pulse height distributions of the mean of smallest 6 out of 10 pulses in flux ratio $\pi/p = 1:1$.

Figure 4b. The same distributions in flux ratio $\pi/p = 10$ mm.

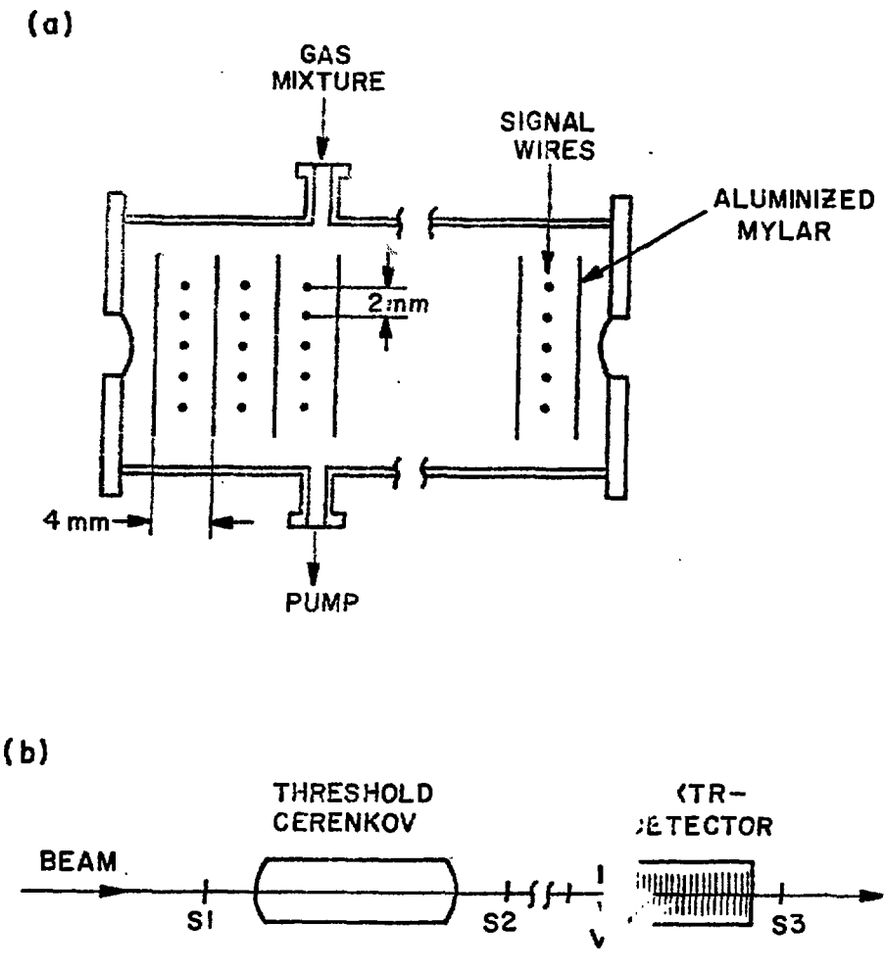

(a)
GAS
MIXTURE
SIGNAL
WIRES
ALUMINIZED
MYLAR
2 mm
4 mm
PUMP
(b)
THRESHOLD
CERENKOV
BEAM
S1
S2
S3

FIG. 1

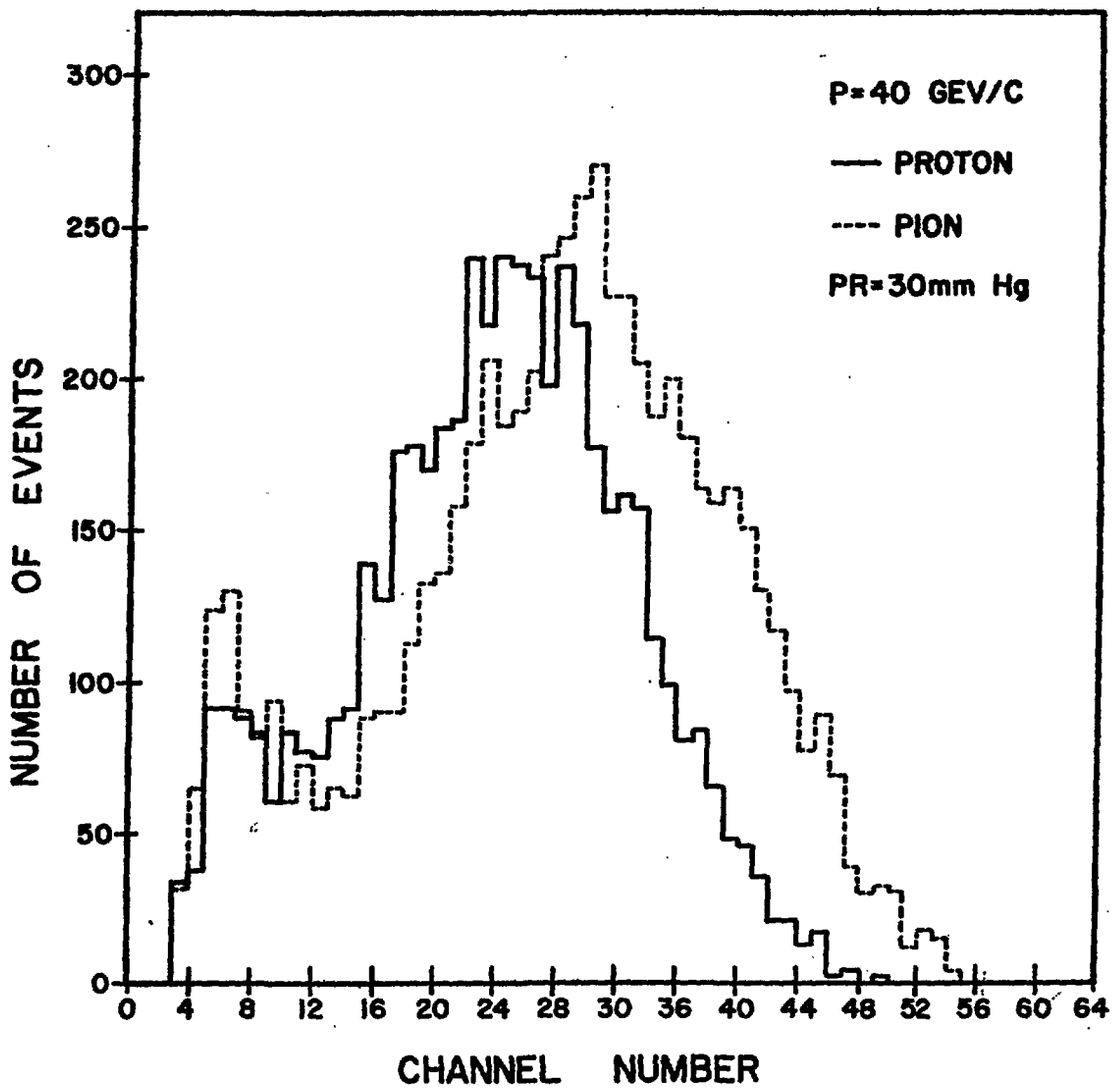

P=40 GEV/C
PROTON
PION
PR=30mm Hg
NUMBER OF EVENTS
CHANNEL NUMBER
0
50
100
150
200
250
300
0 4 8 12 16 20 24 28 30 36 40 44 48 52 56 60 64

FIG. 2

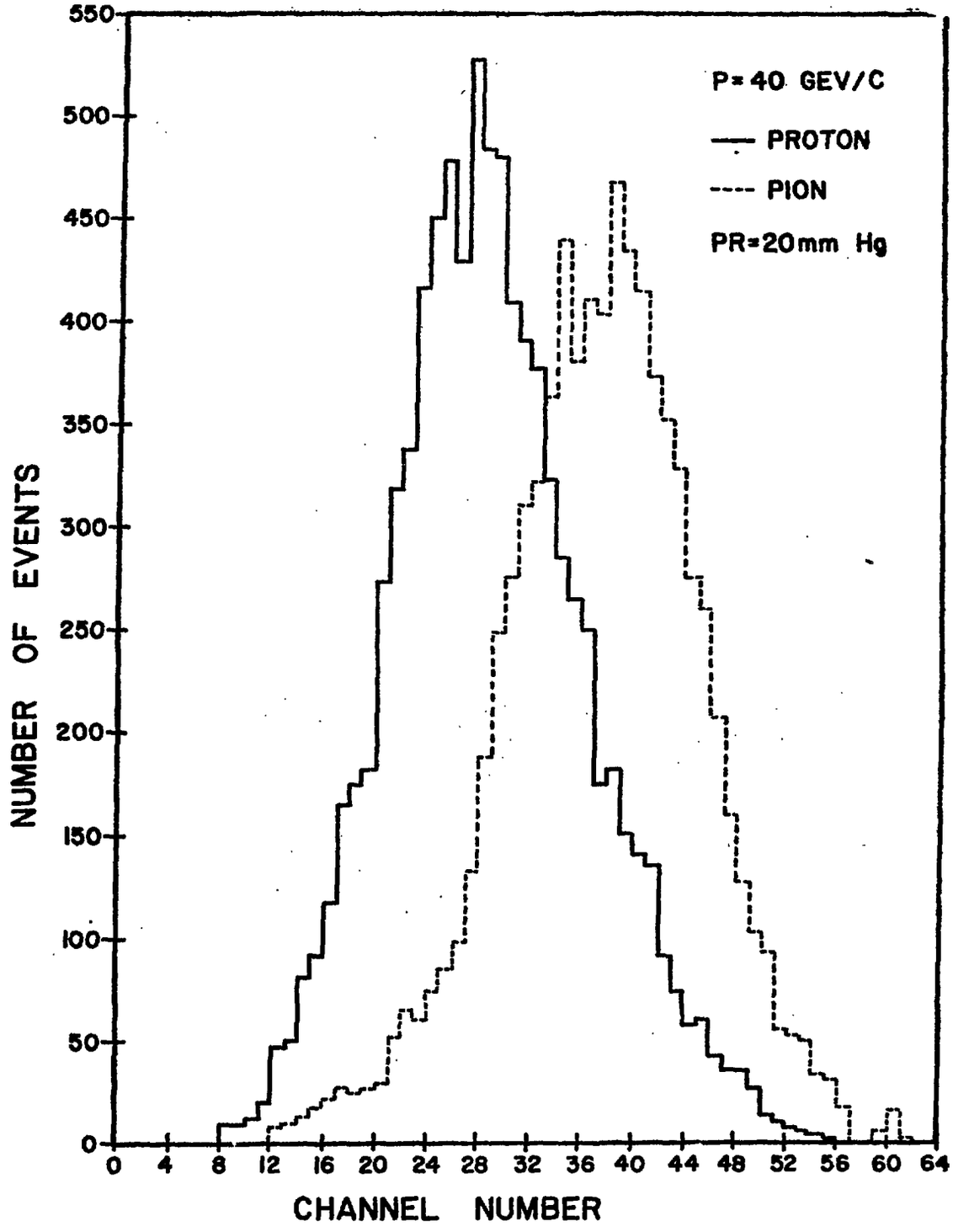

P= 40 GEV/C
PROTON
PION
PR=20mm Hg
NUMBER OF EVENTS
CHANNEL NUMBER
0
50
100
150
200
250
300
350
400
450
500
550
0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 48 52 56 60 64

FIG. 3

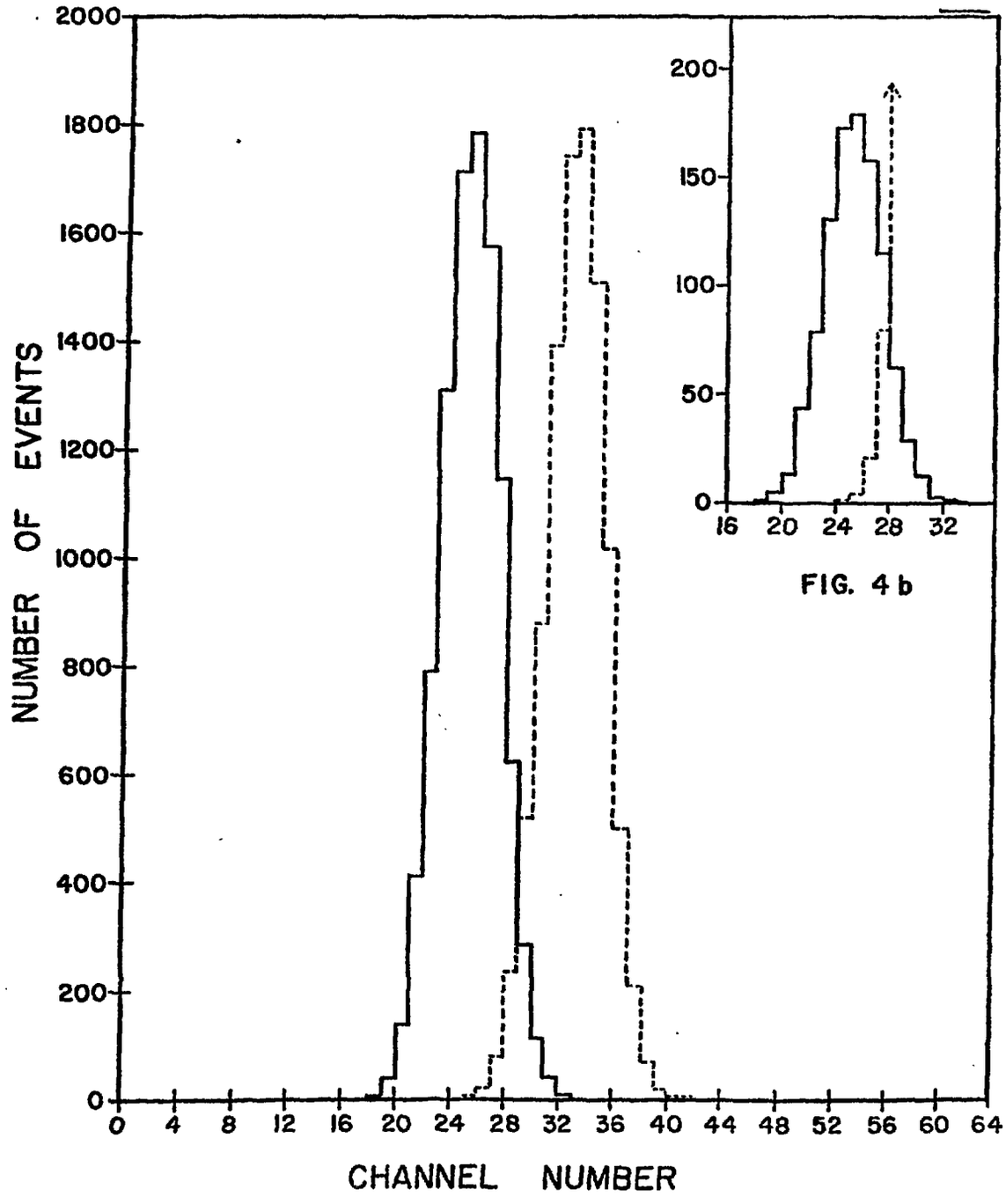

NUMBER OF EVENTS
2000
1800
1600
1400
1200
1000
800
600
400
200
0
0 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 48 52 56 60 64
CHANNEL NUMBER
200
150
100
50
0
16 20 24 28 32

FIG. 4 b

FIG. 4 a

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ КОСМИЧЕСКИХ АДРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 500 ГЭВ

В.В.АВАКЯН,А.Т.АВУНДЖЯН,К.Г.АНТОНЯН,С.А.АРЗУМАНЯН,
Л.С.БАГДАСАРЯН,О.М.ВИННИЦКИЙ,С.П.КАЗАРЯН,С.С.КАЗАРЯН,
С.А.КАНКАНЯН,М.С.КОЧАРЯН,Э.А.МАМИДЖАНЯН,Р.М.МАРТИРОСОВ,
М.М.МУРАДЯН,А.Г.ОГАНЕСЯН,Дж.С.ОГАНЕЗОВА,Г.Г.ОВСЕПЯН,
Г.М.ОГАНЯН,В.В.ПРОСКОВ,А.С.САРГСЯН,С.О.СОХОЯН,
С.Е.ХАЧАТРЯН,А.Г.ТАМАНЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Приведены предварительные результаты исследований взаимодействий космических адронов с энергией выше 500 Гэв на установке,запущенной на высокогорной станции Арагац.

На высокогорной станции Арагац (3200 м над уровнем моря) в 1977 г. запущена установка,предназначенная в основном для исследования интегральных энергетических спектров пионов,протонов и нейтронов в области энергий 0,5-5 Тэв, измерения сечения неупругого взаимодействия адронов с различными ядрами, определения характеристик неупругости взаимодействий.

Идея установки аналогична описанной в [1,2] . Установка состоит из ионизационного калориметра, РПК детектора, годоскопа и детектора взаимодействий. Размеры установки 3x3x6 $м^3$,геометрический фактор $\sim 2{,}0$ $м^2$стер. (см.рис.1).

Калориметр состоит из 10 рядов железа (7) толщиной 10 см каждый, из двух слоев свинца толщиной 3 и 2 см (5), прослоенных рядами ионизационных камер (6). Суммарное количество ве -

щества калориметра составляет 900 г.см$^{-2}$. В интервале 0,5-5,0 Тэв калориметр позволяет измерять энергию с точностью до 20% [3]. Зенитный угол одиночной частицы, определяемый стволом каскада в калориметре, измеряется с точностью ±3%. Большие размеры калориметра при поперечных размерах каскадов до 50 см позволяют регистрировать и обрабатывать случаи одновременного прохождения через установку до 4 высокоэнергичных адронов. Свинцовые ряды калориметра служат для определения K_{π^0} и мишенью для определения сечения взаимодействия, а также совместно с фильтром, расположенным над установкой (10 рад.ед.) для исключения событий, вызванных высокоэнергичными электронами и фотонами.

Для идентификации адронов используются четыре ряда РПИ-детекторов, состоящих из радиатора излучения (2) и многонитяной пропорциональной камеры (3). Радиатор излучения представляет собой слоистую среду из 125 майларовых пленок толщиной 20 мкм, расположенных на расстоянии 3 мм друг от друга. Пропорциональные камеры имеют площадь $\sim$ 1 м^2 каждая, т.е. в ряду располагается 9 камер. Камеры наполнены криптоном при нормальном давлении и имеют толщину 4 см. Анодные нити разбиты на три секции и все нити одной секции объединены в один канал для амплитудного анализа. Над РПИ детектором расположены два ряда пропорциональных камер (1), аналогичных описанным выше, служащие в качестве годоскопа и определяющие координаты входа частицы в установку с точностью ±2,5 см. Детектор взаимодействия (4) состоит из тонких мишеней, прослоенных пропорциональными камерами. Информация от всех ионизационных и пропорциональных камер (амплитудных и координатных) поступает для обработки на

ЭВМ. Ожидается, что в течение года работы установки будет зарегистрировано свыше 3.10^4 адронов с энергией выше 500 Гэв.

Были выполнены расчеты методом Монте-Карло для выяснения точности идентификации заряженных адронов. При этом использовались различные методы статистической обработки показаний пропорциональных камер РПИ-детекторов, а именно, их арифметическое или геометрическое усреднение, а также выборка максимальных или минимальных значений.

На рис.2 приведены результаты расчетов при геометрическом усреднении и при выборке трех наименьших значений соответственно. Здесь сплошные линии соответствуют распределению энерговыделения протонов в криптоне, пунктирные - пионов при данной энергии. Неопределенность идентификации, возникающая в перекрывающейся области гистограмм, составляет 10-20% общего числа зарегистрированных заряженных адронов.

За несколько суток работы установки зарегистрировано $\sim$ 500 адронов с энергией $\geq$ 500 Гэв, как одиночных, так и в сопровождении. Полученные результаты находятся в стадии подробной обработки. Предварительные результаты приведены на рис.3, 4. Первая гистограмма соответствует распределению энерговыделения заряженных адронов с энергией $\geq$ 500 Гэв за счет ионизации. Гистограмма включает $\sim$ 100 адронных событий. Вторая гистограмма соответствует энерговыделению $\sim$ 300 адронов в секциях РПИ-детектора.

Измерения велись одновременно и представляют средние значения энерговыделения по четырем независимым измерениям.

На основе этих предварительных данных в настоящее время можно лишь утверждать, что нижний предел отношения $N\pi/Np$

равняется $\sim 0{,}45 \pm 0{,}15$.

Результаты обработки будут опубликованы.

Авторы также считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность обслуживающему персоналу высокогорной станции, стараниями которых удалось осуществить комплексный запуск установки.

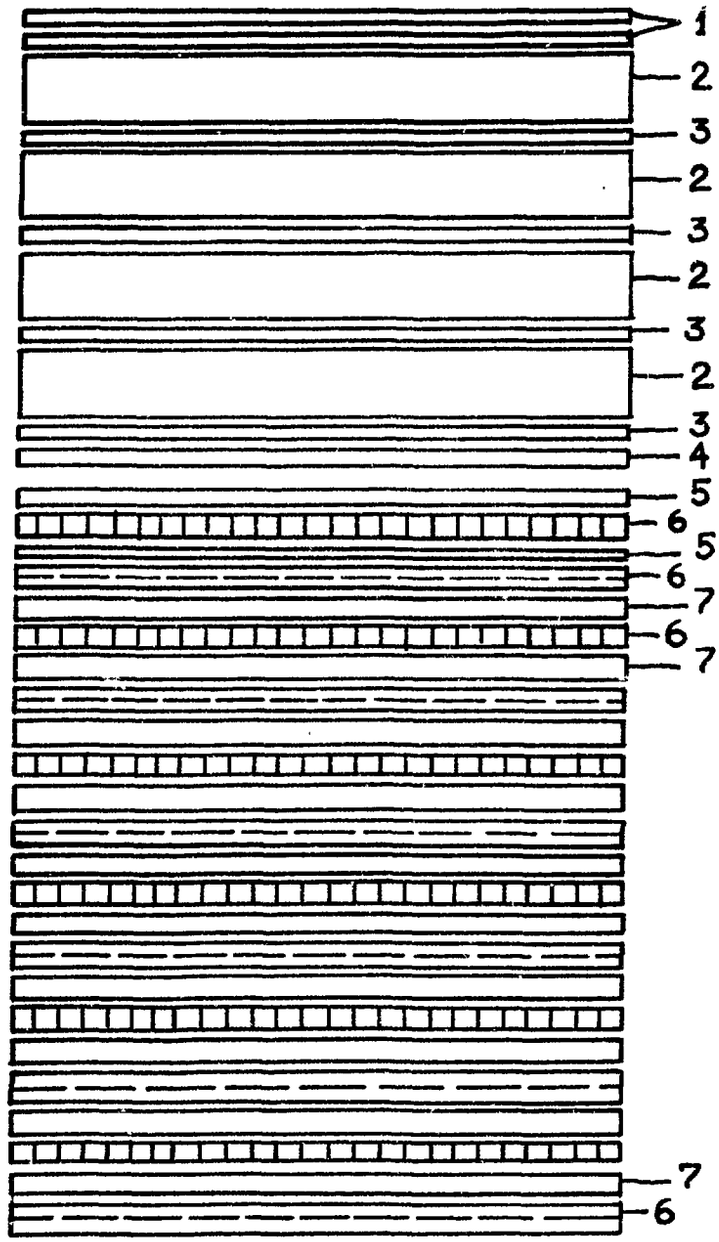


Рис. I

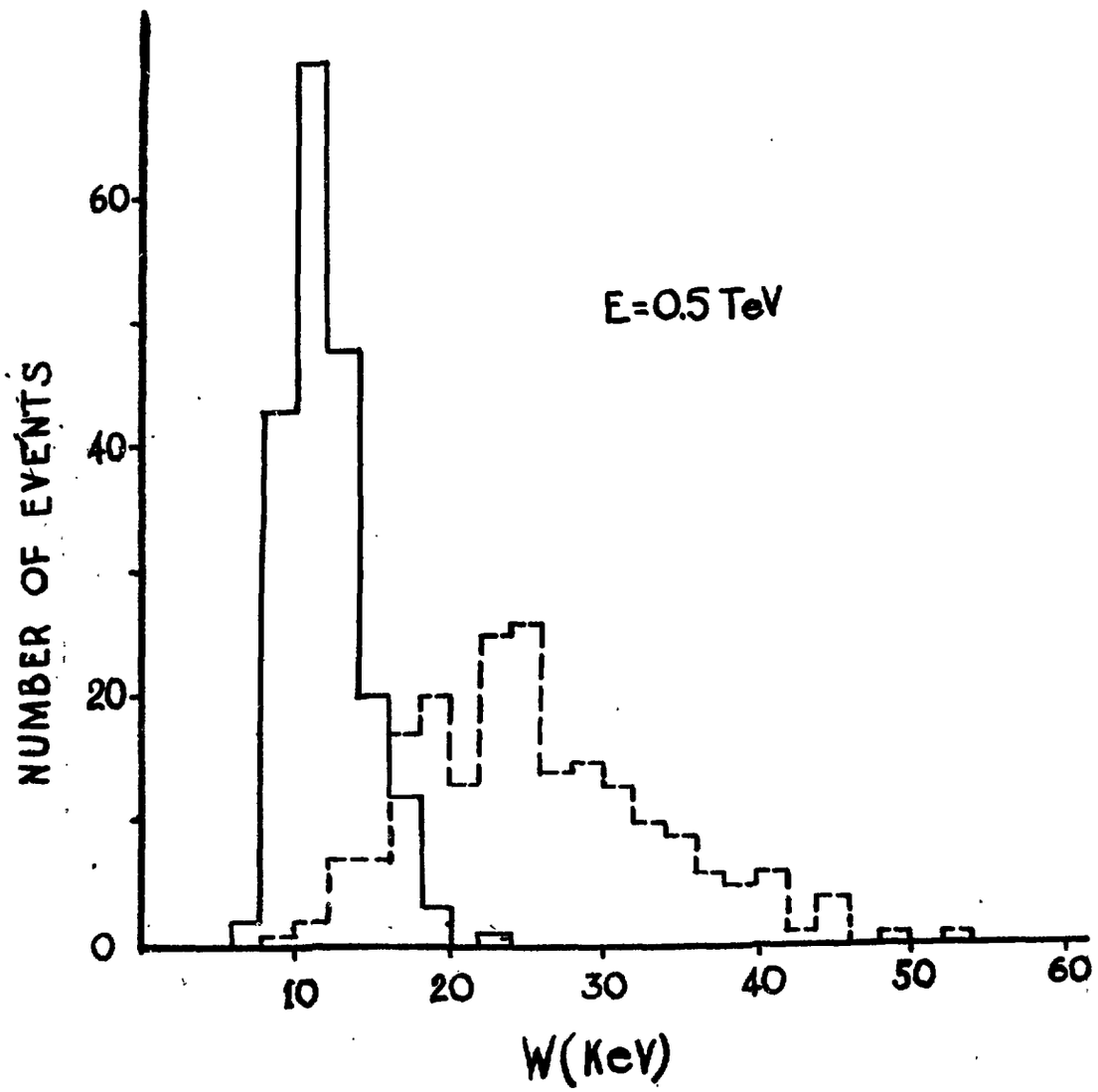


Рис.2

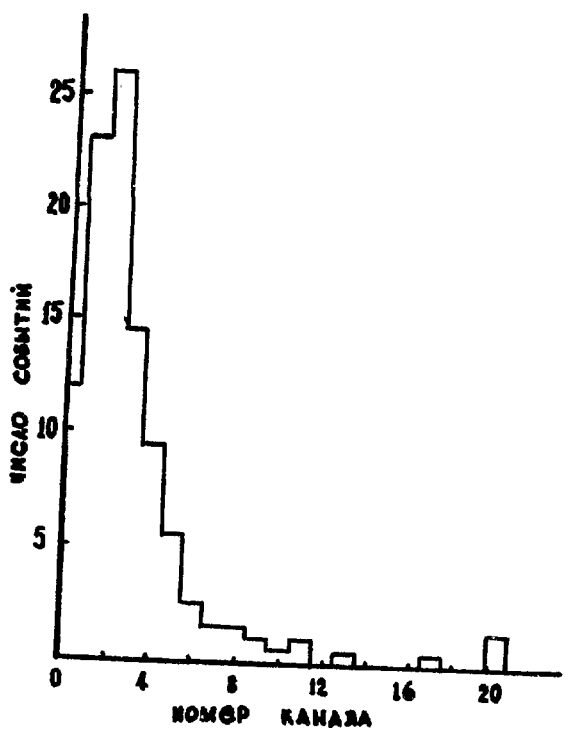
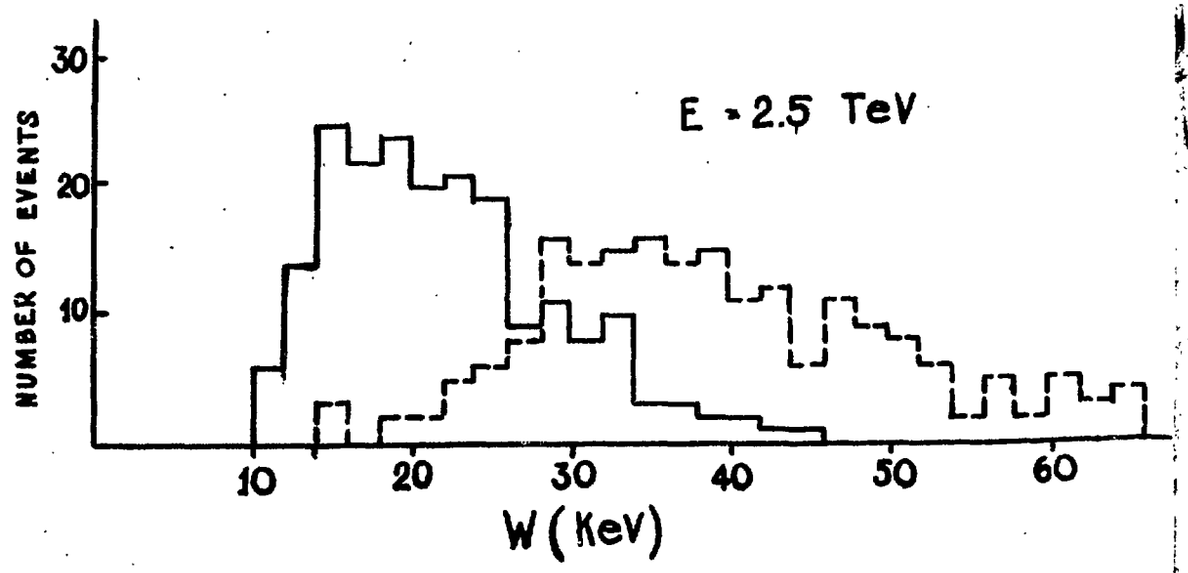


Рис.3


E = 2.5 TeV
NUMBER OF EVENTS
30
20
10
10
20
30
40
50
60
W (KeV)

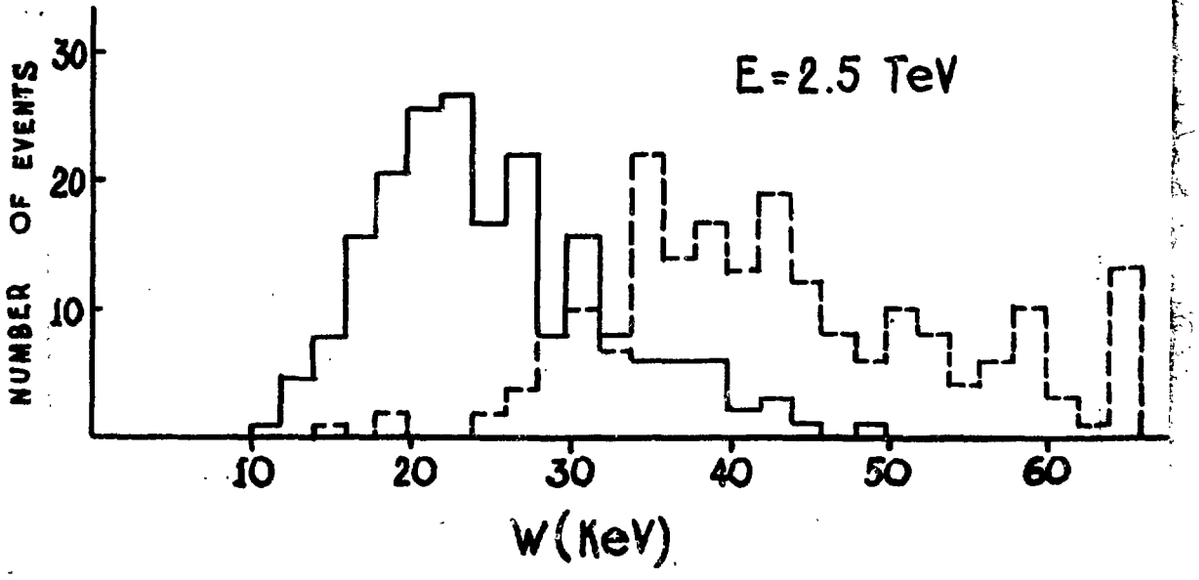

E=2.5 TeV
NUMBER OF EVENTS
30
20
10
10
20
30
40
50
60
W(KeV)

Рис.3а

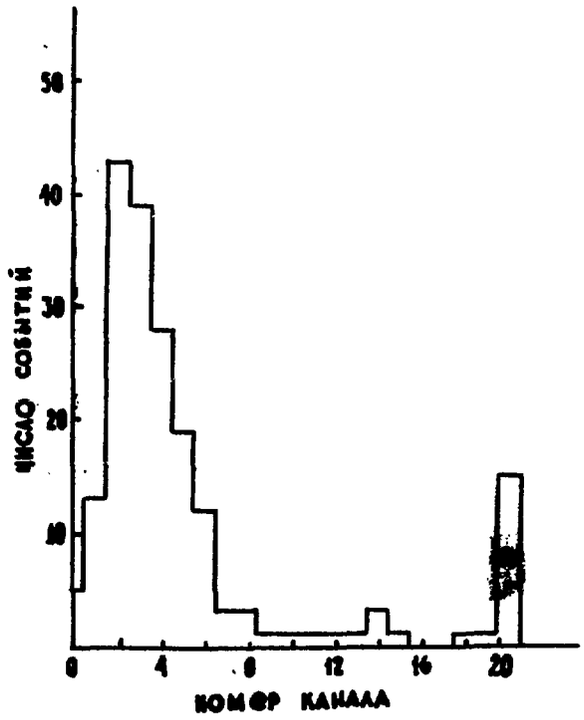


Рис.4

ЛИТЕРАТУРА

I. В.В.Авакян,К.М.Авакян,А.И.Алиханян и др. Изв.АН СССР, сер.физ.,38, I990 (I974).

2. В.В.Авакян,А.Т.Авунджян,К.Г.Антонян и др. Изв.АН СССР, сер.физ.,40, I058 (I976)

3. М.О.Азарян,Э.А.Мамиджанян,Р.М.Мартиросов и др. Препринт ЕрФИ II (I972).

ARRANGEMENT FOR INVESTIGATION OF
OF INTERACTIONS OF COSMIC HADRONS
WITH ENERGY ABOVE 500 GeV.

V.V.AVAKYAN,A.T.AVUNDZHYAN,K.G.ANTONYAN,S.A.ARZUMANYAN, L.S.BAGDASARYAN,O.M.VINIZKIJ,S.P.KAZARYAN,S.S.KAZARYAN, S.A.KANKANYAN M.S.KOCHARYAN, E.A.MAMIDZHANYAN, P.M. MARTIROSOV,M.M.MURADYAN, A.G.OGANESYAN, Dzh.S.OGANESOVA, G.G.OVSEPYAN, G.M.OGANYAN,V.V.PROSZOV,A.S.SARGSYAN, S.O.SOKHOYAN, S.E.KHACHATRYAN, A.G.TAMANYAN

Abstract

The preliminary investigation results of the interactions of cosmic hadrons with energy above 500 GeV obtained from the arrangement,operated at the cosmic-ray Aragats station.are given.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИАТОРЕ ИЗ МЕДНЫХ ФОЛЬГ

А.Л.АВАКЯН, М.П.ЛОРИКЯН, К.Ж.МАРКАРЯН,
Ю.Л.МАРГАРЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Исследовано переходное излучение в радиаторе из медных фольг в рентгеновском диапазоне частот. Показано, что выход излучения растет с энергией также, как и в легких веществах. Были выполнены численные расчеты по полному энерговыделению радиатора из медных фольг.

Начиная с 1970 г. переходное излучение в рентгеновском диапазоне частот интенсивно начало изучаться во многих лабораториях, как теоретически, так и экспериментально. Эти исследования стимулировались, в основном, работами Юаня и др. [1,2], а также работами [3,4,5].

В частности, нами впервые было обнаружено РПИ в радиаторах, имеющих пористую структуру. Этот результат привлек внимание теоретиков и группа Гарибяна Г.М. теоретически показала, что в ряде случаев радиаторы с хаотически расположенными границами по эффективности образования излучения не уступают слоистым [6]. Позже нами были изучены спектральные особенности РПИ и подтверждены теоретические результаты [7,8].

В связи с тем, что легкие вещества слабо поглощают рентгеновские лучи, все авторы использовали радиаторы из легких веществ.

Большой интерес вызвал предложенный A.K.Drukier, L.C.L.Yuan и др. [9] новый метод регистрации РПИ, а именно: использование

сверхпроводящих гранул в виде суспензий.

В этом детекторе очень рационально и остроумно совмещаются радиатор РПИ и детектор квантов, поэтому отношение сигнал-шум во много раз больше, чем в обычных РПИ-детекторах.

Другой привлекающей особенностью является то, что авторы наблюдают квадратичную зависимость числа фотонов от энергии частиц. Авторы объясняют это явление влиянием многократного рассеяния.

Однако, Г.М.Гарибяном и др. [10,11] теоретически было показано, что влияние многократного рассеяния в этих условиях не проявляется. Для проверки этих результатов мы исследовали РПИ в радиаторе из медных фольг. Толщина каждого слоя была a = 11 микрон, расстояние между фольгами - 1 мм, а количество фольг n = 40. Исследования проводились на вторичном электронном пучке Ереванского ускорителя. Фотоны РПИ регистрировались сцинтилляционным счетчиком $NaJ|Te|$. Счетчик калибровался с помощью радиоактивных источников. Измерялось также излучение из пенопласта толщиной 5 см, плотностью ρ = 0,053 г/см^3. Электроны после прохождения через радиатор отклонялись магнитом и регистрировались двумя сцинтилляционными счетчиками. Перед радиатором был установлен счетчик с отверстием ϕ = 8 мм, который был включен в антисовпадение с счетчиками, расположенными на траектории электронов после отклоняющего магнита.

На рис.1 приведены дифференциальные спектры РПИ на выходе медного радиатора при энергии электронов 1,2,3,4 Гэв. Спектры излучения для медного радиатора приведены после введения поправок на кратность фотонов и учета потерь из-за характеристического излучения в $NaJ|Te|$. Влияние конечного разре-

шения спектрометра на спектры не учтено, но, как известно из работ [7,8], его вклад не превышает 10%.

Сплошными линиями на рисунке представлены результаты теоретических расчетов.

На рис.2 приведены зависимости энерговыделения W в NaJ / Te / от энергии электронов E в разных интервалах энергии квантов $\hbar\omega$.

Мы видим, что для медного радиатора всегда имеет место линейная зависимость между W и E_e до энергии E = 3,0 Гэв, а затем наступает ограничение роста W. Это ограничение вызвано тем, что при $E \lesssim$ 2 Гэв зона формирования РПИ в среде становится сравнимой с толщиной медных фольг. Из рисунка также следует, что с увеличением области част от РПИ сверху, зависимости W от E_e становятся круче.

На рис.3 приведена зависимость числа фотонов N от E_e энергии электронов в тех же областях $\hbar\omega$. Мы видим, что в этом случае увеличение области $\hbar\omega$ не приводит к заметному усилению зависимости N от E_e.

Таким образом, наши экспериментальные результаты показывают, что для радиатора из медных фольг имеет место линейная зависимость как между W E_e, так и между числом фотонов N и E_e.

На рис.4 приведены дифференциальные спектры излучения на выходе радиатора из пенопласта толщиной 5 см.

На рис.5 показана зависимость энерговыделения W от E_e для пенопласта. Сравнивая рис.5 и 2 видим, что в радиаторе из медных фольг излучается значительно бо́льшая энергия РПИ, чем в радиаторе из пенопласта, т.е. радиаторы из тяжелых элементов

более выгодны при регистрации частиц по энерговыделению РПИ, если при этом, конечно, обеспечивается полная регистрация жестких фотонов.

Авторы благодарны А.Ц.Амату ни за поддержку, Р.Л.Кавалову Э.С.Белякову, С.М.Гукасяну,К.Р.Григоряну,А.Г.Ахперджаняну, Н.Н.Трофимчуку,Э.Е.Давтяну за помощь в работе.

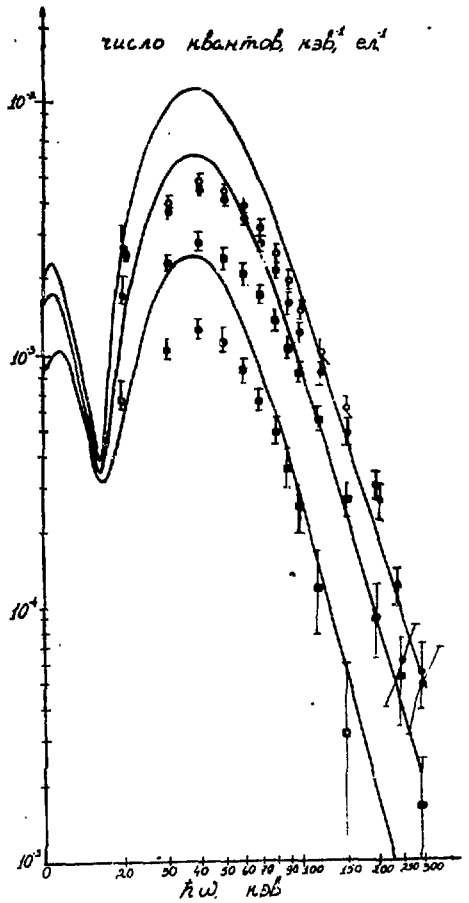

число квантов кэв⁻¹ эл⁻¹
10⁻²
10⁻³
10⁻⁴
10⁻⁵
0
20
30
40
50
60
70
80
100
150
200
250
300
ħω кэв

Рис.I

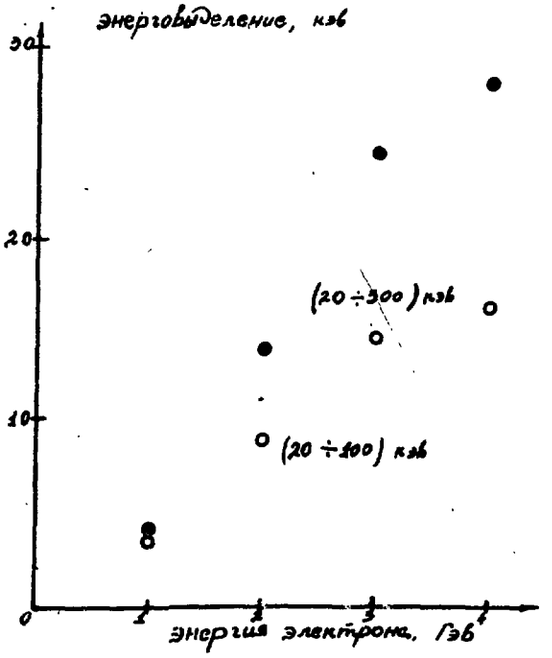

энерговыделение, кэв
30
20
10
0
(20÷300) кэв
(20÷100) кэв
8
1
2
3
4
энергия электрона, Гэв

Рис.2

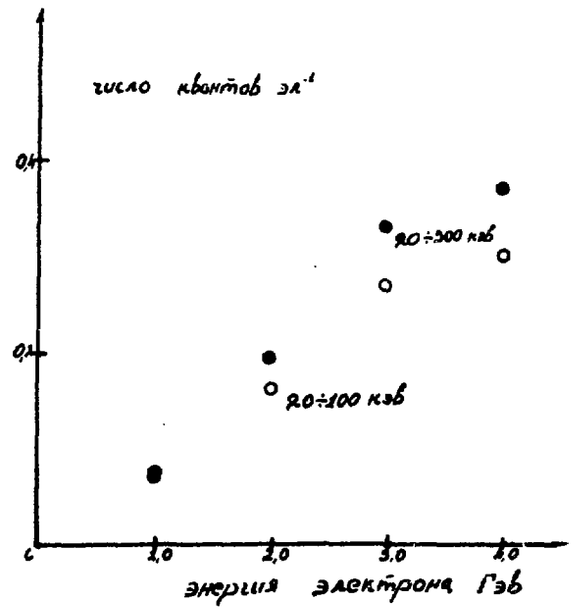

число квантов эл⁻¹
0,4
0,1
0
1,0
2,0
3,0
4,0
20÷300 кэв
20÷100 кэв
энергия электрона Гэв

Рис.3

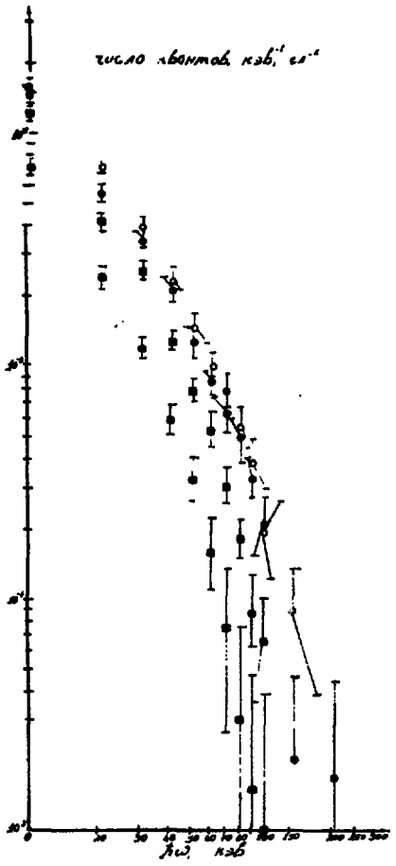


Рис.4

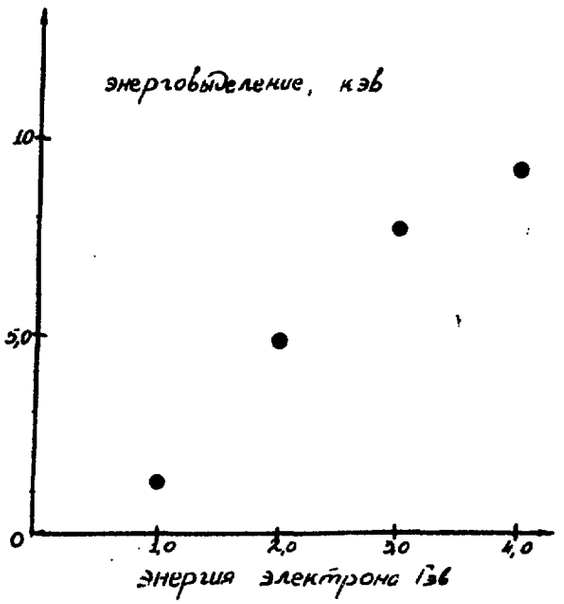

энерговыделение, кэв
10
5,0
0
1,0
2,0
3,0
4,0
энергия электронов Гэв

Рис.5

ЛИТЕРАТУРА

I. L.C.L. Yuan and C.L.Wang .Phys.Lett 3, 496, 1969

2. L.C.L. Yuan, G.L.Wang. N.Uto, S.Prunster Phys.Lett,31B , 603, 1970.

3. A.I.Alikhanian, K.N.Avakian, G.M.Caribian, M.P.Lorikian, K.K.Shikhliarov Phys.Rev.Lett. 25, 63B, 1970.

4. А.И.Алиханян,К.М.Авакян,Г.М.Гарибян,М.П.Лорикян,К.К.Шихляров. Изв. АН Арм.ССР, "Физика", 5, 267, I970.

5. М.П.Лорикян,К.К.Шихляров. Авторское свидетельство № I4II630 от I0 марта I970 г.

6. Г.М.Гарибян,Л.А.Геворкян,Ян Ши. Научное сообщение ЕФИ-95(74).

7. А.И.Алиханян,Э.С.Беляков,М.П.Лорикян,К.Ж.Маркарян,К.К.Шихляров. Письма в ЖЭТФ, I8, 698,I973

8. А.И.Алиханян,Э.С.Беляков,М.П.Лорикян,К.Ж.Маркарян,К.К.Шихляров. ЖЭТФ, 65, I330,I973.

9. A.K.Drukier et al., Proc. of 14-th Conf. of Low Temperature Phys. Otaniemi P. 278-283, Lettere al Nuovo Cimento 14, 300, 1975

I0. Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 70, I627, I976.

II. Л.А.Варданян,Г.М.Гарибян, Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР,"Физика", II, 329,I976.

INVESTIGATION OF TRANSITION RADIATION IN COPPER FOIL RADIATOR

A.L.AVAKYAN, M.P.LORIKYAN, K.ZH.MARIKYAN
Yu.L.MARGARYAN

Yerevan Physics Institute

Abstract

The transition radiation in copper foil radiator is investigated in the X-ray frequency range. The radiation output is shown to increase with energy in the same way as in the light materials. The calculations on the total energy release of copper foil radiator were made.

ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.К.ЕРМИЛОВА, В.А.ЧЕЧИН

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.ЛЕБЕДЕВА

Получена общая формула для флуктуаций энергии переходного излучения. Проанализированы приближения, отвечающие малым и большим значениям среднего числа излученных квантов. Обсуждается возможность сравнения теоретических предсказаний с экспериментальными данными.

§ I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы повышается интерес к рентгеновскому переходному излучению (РПИ), так как становится все более реальным создание детектора РПИ, способного измерять энергию релятивистских заряженных частиц в области лоренц-факторов $\gamma \gtrsim 10^3$, где другие приборы (например, черенковские счетчики) неэффективны [1-4]. В связи с этим актуальным является уточнение характеристик РПИ, возникающего в конкретных радиаторах и детекторах излучения.

Настоящая работа посвящена не обсуждавшемуся до сих пор, но важному для оценки разрешающей способности детекторов РПИ вопросу о флуктуациях энергии РПИ.

В § 2 выведена общая формула для вероятности f излучения энергии E в данном радиаторе РПИ.

В § 3 анализируются приближенные формулы для распределе-

ния $f(E)$, справедливые при малом и большом значениях среднего числа квантов РПИ и приводится распределение энергии РПИ для конкретного вида дифференциального спектра среднего числа квантов $\frac{d\bar{N}}{d\omega}$. § 4 посвящен сравнению предлагаемой теории с экспериментальными данными.

2. Вывод общей формулы для флуктуаций энергии переходного излучения

Обычная макроскопическая теория РПИ дает выражение для спектрального распределения средней энергии $d\bar{E}/d\omega$ и среднего числа излученных квантов $d\bar{N}/d\omega = d\bar{E}/\omega d\omega$ ($\hbar \equiv 1$, $c = 1$). Определим вероятность f излучения энергии E в радиаторе, для которого известен спектр $d\bar{N}/d\omega$.

В силу независимой генерации квантов вероятность P появления N квантов в малом спектральном интервале $\Delta\omega$ около ω_k определяется законом Пуассона:

$$P_k(N) = \exp(-\bar{N}_k) \cdot \bar{N}_k^N / N! \ ,$$

где

$$\bar{N}_k = (d\bar{N}(\omega_k)/d\omega)\ \Delta\omega .$$

Так как в этом случае энергия одного кванта равна ω_k , вероятность f_k излучения суммарной энергии E равна:

$$f_k(E) = \sum_{N=0}^{\infty} P_k(N)\,\delta(E - N\omega_k),$$

где $\delta(x)$ δ - функция.

Вероятность f излучения энергии E в спектральных интервалах около ω_1 , ω_2 , ... ω_k ... складывается из

вероятностей генерации $N_1, N_2, \dots N_K \dots$ квантов в соответствующих интервалах энергии, причем $E = \sum_{K=1}^{\infty} N_K \omega_K$:

$$f(E) = \sum_{N_1, N_2 \dots N_K = 0}^{\infty} P_1(N_1) \cdot P_2(N_2) \dots P_K(N_K) \dots \delta\left(E - \sum_{i=1}^{\infty} N_i \omega_i\right)$$

Используя соотношения $\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(iyx)\, dy$

и $\sum_{N=0}^{\infty} P(N) \exp(-iNx) = \exp\left\{-\bar{N}\left[1 - \exp(-ix)\right]\right\}$

получим:

$$f(E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dp \exp(ipE) \exp\left\{-\sum_{K=1}^{\infty} \bar{N}_K \left[1 - \exp(-i\omega_K p)\right]\right\}.$$

Заменив сумму по спектральным интервалам на интеграл, получим формулу для флуктуаций энергии переходного излучения:

$$f(E) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dp \exp(ipE) \exp\left\{-\int_0^{\infty} \frac{d\bar{N}}{d\omega} \left[1 - \exp(-ip\omega)\right] d\omega\right\} \qquad (I)$$

причем $f(E)$ удовлетворяет условию: $\int f(E)\, dE = 1$

Формула (I) совпадает с формулой Ландау, описывающей флуктуации ионизационных потерь энергии заряженной частицы в конечных слоях вещества, если в (I) сделать замену: $\frac{d\bar{N}}{d\omega} \to x \left(\frac{d^2\bar{N}}{dx\, d\omega}\right)_{\text{кол}}$, где x - толщина слоя, $\left(d^2\bar{N}/dx\, d\omega\right)_{\text{кол}}$ - дифференциальный спектр среднего числа столкновений частицы с атомами вещества с передачей энергии в одном столкновении ω [5].

[1]Такое совпадение неудивительно, так как обе формулы описывают сходные со статистической точки зрения явления. Предложенный простой вывод формулы (I) может быть использован для получения формулы Ландау, в то время как дифференциальный метод Ландау неприменим для определения флуктуаций энергии РПИ.

Таким образом, для получения распределения энергии РПИ, регистрируемый некоторым детектором, необходимо в (I) использовать спектр среднего числа квантов $(d\bar{N}/d\omega)_{эфф}$, учитывающий поглощение в радиаторе, эффективность детектора и т.п. Для детектора, регистрирующего одновременно с энергией РПИ ионизационные потери частицы, флуктуации суммарной энергии будут описываться формулой (I) с заменой $(d\bar{N}/d\omega) \to (d\bar{N}/d\omega)_{эфф} + x(d^2\bar{N}/dx\,d\omega)_{ион}$, что означает свертку двух распределений:

$$f_{полн}(E) = \int_0^E f_{ион}(E')\, f_{перех}(E-E')\,dE'$$

§ 3. Приближенные формулы для $f(E)$

Вычисление интегралов в (I) возможно лишь с использованием ЭВМ, т.к. спектр $(d\bar{N}/d\omega)_{эфф}$ в общем случае имеет достаточно сложный вид.

Рассмотрим предельные случаи (I).

Пусть $\bar{N} = \int_0^\infty (d\bar{N}/d\omega)\,d\omega << 1$. Разложив экспоненту в (I) в ряд по степеням малой в данном случае величины $\int_0^\infty \frac{d\bar{N}}{d\omega} \exp(-ip\omega)\,d\omega$ и проинтегрировав по P, получим:

$$f(E) \simeq \exp(-\bar{N})\left\{\delta(E) + \frac{d\bar{N}(E)}{dE} + \frac{1}{2}\int_0^E \frac{d\bar{N}(E')}{dE}\cdot\frac{d\bar{N}}{dE}(E-E')\,dE' + \ldots\right\}. \qquad (2)$$

Здесь первое слагаемое отвечает прохождению частицы без излучения энергии ($E = 0$), второе – излучению одного кванта РПИ и т.д. Следовательно, при $\bar{N} \ll 1$, $f(E) \approx d\bar{N}/dE$, $(E \neq 0)$.

В обратном предельном случае, когда $\bar{N} \gg 1$ в формуле (I) можно ограничиться несколькими первыми членами разложения $exp(-ip\omega)$ в ряд [x]:

$$f(E) \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dp \, exp(ipE) \, exp\left(\sum_{K=1}^{n} \frac{(-ip)^K <\omega^K>}{K!}\right), \qquad (3)$$

где $<\omega^K> = \int_0^{\infty} (d\bar{N}/d\omega)\, \omega^K \, d\omega$.

Важно отметить, что спектр $(d\bar{N}/d\omega)$ при больших частотах весьма быстро стремится к нулю ($(d\bar{N}/d\omega) \sim 1/\omega^5$, что обеспечивает сходимость $<\omega^K>$ вплоть до $K = 3$. Реальный спектр $(d\bar{N}/d\omega)_{эфф}$ при $\omega \to \infty$ стремится к нулю еще быстрее, из-за снижения эффективности регистрации более жестких квантов.

Вычислив несколько первых сходящихся $<\omega^K>$ можно найти соответствующие моменты распределения $f(E)$, т.к. из (I) следуют соотношения $<\omega^K> = \mathcal{E}_K$, где $\mathcal{E}_K$ – K-ый семиинвариант распределения $f(E)$. В частности, $\bar{E} = <\omega>$, $\overline{(E-\bar{E})^2} = <\omega^2>$, $\overline{(E-\bar{E})^3} = <\omega^3>$, $\overline{(E-\bar{E})^4} = <\omega^4> + 3<\omega^2>^2$.

x) При $\bar{N} \gg 1$ величина $\bar{E}/\omega_{эфф} \gg 1$, то есть $p\omega_{эфф} \ll 1$, т.к. $p \sim \sqrt{\bar{E}}$.

Ограничившись в (3) членом $\sim p^2$, получим для $f(E)$ распределение Гаусса со средним значением $\langle\omega\rangle$ и дисперсией $\langle\omega^2\rangle$. Учет члена $\sim p^3$ приводит к асимметричному распределению $f(E)$, аналогичному распределению Бавилова [6]:

$$f(E)=\frac{1}{\sqrt{\pi}\eta}\exp(at-a^3/3)\upsilon(t), \qquad (4)$$

где $\eta=(\langle\omega^3\rangle/2)^{1/3}$, $a=\eta\langle\omega^2\rangle/\langle\omega^3\rangle$, $t=\frac{E-\langle\omega\rangle}{\eta}+a^2$

$\upsilon(t)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty\cos(yt+y^3/3)\,dy$ – функция

Эйри, протабулированная в [7].

В качестве иллюстрации на рис.I представлены распределения $\varphi_n(\lambda)=f_n(E)\,\bar{E}$, где $\lambda=E/\bar{E}$, вычисленные по формуле (I) для спектра $(d\bar{N}/d\omega)_{2n}$, отвечающего независимой генерации РПИ на $2n$ границах раздела среда-вакуум при n = I0,I00,500,I000 [8]:

$$\left(\frac{d\bar{N}}{d\omega}\right)_{2n}=\frac{4n}{137\omega}\left\{[0{,}5+(\omega/\omega_0\gamma)^2]\ln[1+(\omega_0\gamma/\omega)^2]-1\right\}. \qquad (5)$$

Здесь ω_0 – плазменная частота вещества, а $\bar{E}=\langle\omega\rangle=\frac{2}{3}n\frac{1}{137}\omega_0\gamma$. Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (4) для n = 500,I000 (среднее число квантов в этих случаях $\bar{N}\approx 2n/137\gg 1$).

Отметим, что для рассматриваемого спектра $(d\bar{N}/d\omega)_{2n}$ величина $\langle\omega^4\rangle$ расходится, вследствие чего приближение (4) в данном случае не обеспечивает достаточную точность. Для реальных спектров $(d\bar{N}/d\omega)_{эфф}$ приближение (4) дает хорошую точность уже при $\bar{N}\gtrsim 5$, что подтверждается конкретными расчетами (§ 4).

Спектр вида (5) заметно отличается от реальных спектров квантов РПИ, регистрируемых в детекторах, однако его можно использовать для получения качественной картины распределения $f(E)$. В частности, среднеквадратичное отклонение для распределения $f_n(E)$ имеет вид: $\Delta E = \sqrt{\overline{(E-\bar{E})^2}} = \sqrt{\langle\omega^2\rangle} = \sqrt{n/2\pi\,137}\;\omega_0\gamma$.

Поэтому относительная ошибка в определении лоренц-фактора равна:

$$\Delta\gamma/\gamma \simeq \Delta E/\gamma\,(dE/d\gamma) = \Delta E/\bar{E} \simeq 0{,}6\sqrt{137/n} \sim \sqrt{0{,}7/\bar{N}}.$$

§ 4. Сравнение с экспериментальными данными

Для расчета флуктуационной кривой $f(E)$ в конкретной комбинации радиатора и детектора необходимо знать спектр $(d\bar{N}/d\omega)_{эфф}$, учитывающий интерференцию и поглощение квантов РПИ, эффективность их регистрации в детекторе и т.п.

В опубликованных в настоящее время работах по изучению РПИ не приводятся эффективные спектры квантов РПИ. В подробной работе [9] выполнен расчет спектра, в котором учитывается поглощение в радиаторе и стенках детектора и эффективность детектора, но не учтено высвечивание возбуждения в газе пропорциональной камеры и выход энергичных фотоэлектронов за пределы детектора. Поэтому среднее энерговыделение РПИ для расчетного спектра превышает экспериментальные значения на 60–70%. В работе [2], наоборот, средняя энергия РПИ для расчетного спектра в два раза меньше экспериментального значения. Следовательно, непосредственное сравнение теории флуктуаций энергии

РПИ с экспериментом пока не представляется возможным.

В этих условиях было проведено сравнение "машинного" эксперимента с расчетом по формуле (4). Используя спектр $(d\bar{N}/d\omega)$ из работы [9] методом Монте-Карло получено распределение энергии РПИ для сэндвича, состоящего из 2-х и 3-х радиаторов и пропорциональных камер. Среднее число квантов в этом случае $\bar{N}$ = 5,09 и 7,64 соответственно. Результаты представлены на рис.2 в виде гистограммы для 5000 событий.

Плавные кривые рассчитаны по формуле (4) с использованием $<\omega>$, $<\omega^2>$, $<\omega^3>$, полученных для исходного спектра [9]. Видно, что формулу (4) можно применять при известном спектре $(d\bar{N}/d\omega)_{эфф}$ для описания флуктуаций энергии РПИ, если $\bar{N} \gtrsim 5$.

Авторы выражают глубокую благодарность проф.А.И.Алиханяну за интерес к работе, а также Г.И.Мерзону и Л.П.Котенко за полезные дискуссии.

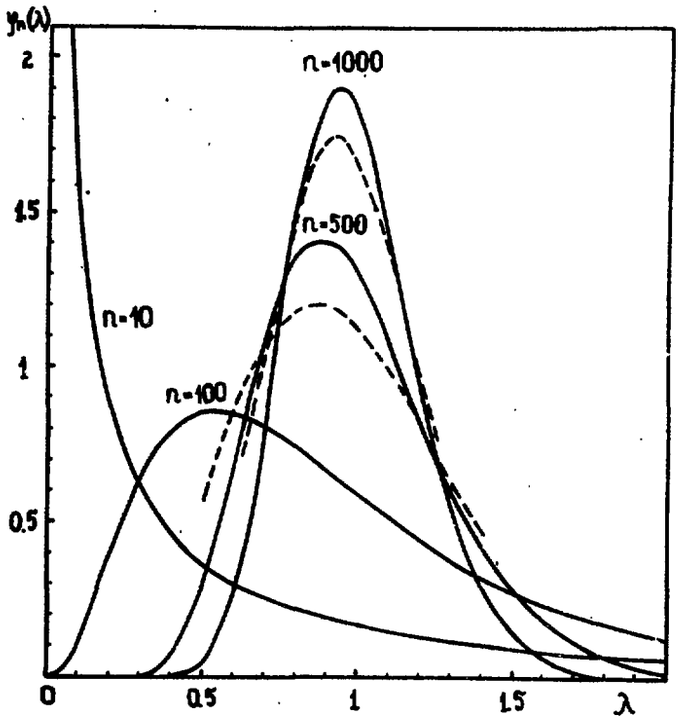


Рис.I Распределение энергии переходного излучения $y_n(\lambda) \approx f_n(E) \cdot \bar{E}$ на $2n$ границах раздела среда-вакуум при n = I0, I00, 500, I000. Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (4) для n = 500, I000.

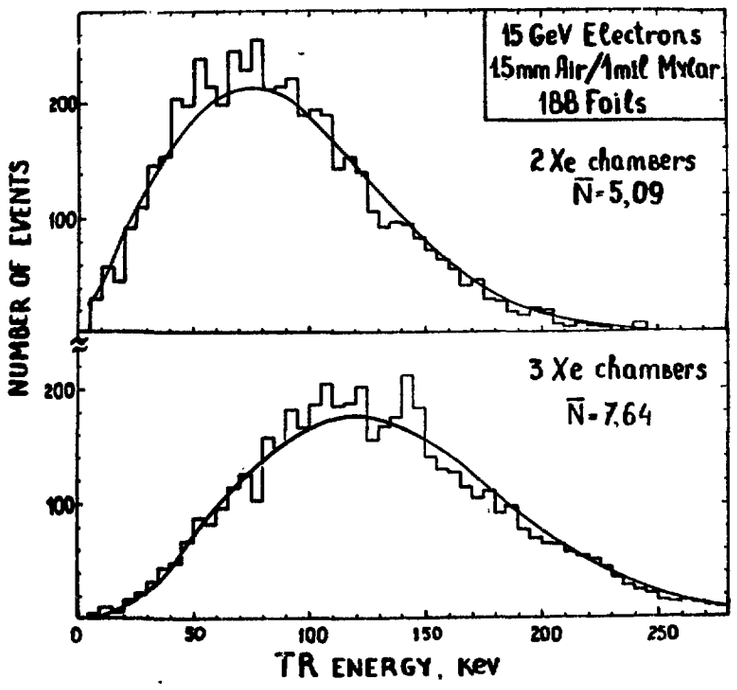


Рис.2 Флуктуации энергии переходного излучения, рассчитанные по методу Монте-Карло. РПИ генерируется электронами с энергией 15 Гэв в сэндвиче из 2-х и 3-х радиаторов и пропорциональных камер, наполненных Xe, толщиной 4 см. Радиатор состоит из 188 майларовых пластинок, толщиной 25 мкм с зазором 1,5 мм. Плавные кривые рассчитаны по формуле (4).

ЛИТЕРАТУРА

I. A.I.Alikhanian,K.A.Ispirian,A.G.Oganessian,A.G.Tamanian, Nucl.Instr.Meth. 89, 149 (1970).

2. J.Fisher,S.Iwata, V.Radeka, G.J.Wang, M.Y.Willis,Nucl.Inst. Meth. 127, 525 (1975).

3. A.J.Alikhanian, K.M.Avakian, G.M.Garibian, M.P.Lorikian, K.K.Shikhliarov, Phys.Rev.Lett, 25, 635 (1970).

4. A.I.Alikhanian, S.A.Kankanian, A.G.Oganessian, A.G.Tamanian Phys.Rev.Lett. 30, 109 (1973)

5. Л.Д.Ландау Y.Exp.Phys. 8, 201(1944)
6. П.В.Вавилов ЖЭТФ 32,920 (I957)
7. Г.Д.Яковлева. Таблицы функций Эйри и их производных, Москва, I969
8. Г.М.Гарибян ЖЭТФ, 37, 527 (I959)
9. M.L.Cherry, G.Hartmann, D.Muller, J.Price, Phys.Rev. D.10, 3594 (1974)

FLUCTUATIONS OF TRANSITION RADIATION ENERGY

V.K.ERMILOVA, V.A.CHECHIN

Lebedev Physical Institute

Abstract

The general formula is obtained for fluctuations of transition radiation energy. Approximations, corresponding to small and large values of the average number of the emitted quanta are analysed. The possibility to compare the theoretical predictions with the experimental data is discussed.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ ОТ ИСКРИВЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА СРЕД

М.И.РЯЗАНОВ,И.С.ТИЛИНИН

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Показано, что переходное излучение ультрарелятивистских частиц зависит от кривизны пересекаемой зарядом поверхности раздела. Рассмотрен эффект фокусировки переходного излучения при пересечении зарядом проводящей поверхности в форме параболоида вращения. Найдена интенсивность переходного излучения в фокусе параболоида и на далеких расстояниях. Обсуждается возможность использования фокусировки переходного излучения для детектирования ультрарелятивистских частиц.

I. Введение

Переходное излучение равномерно движущегося заряда при пересечении поверхности раздела двух сред было предсказано в 1946 г. Гинзбургом и Франком [I] и с тех пор детально исследовалось многими авторами [2-I0] . Однако при этом рассмотрение ограничивалось только плоскими поверхностями раздела двух сред. Лишь Аскарьяном [I3] было рассмотрено переходное излучение нерелятивистского заряда от сферической поверхности. Между тем, для ультрарелятивистских частиц возникает специфическая зависимость переходного излучения от кривизны поверхности раздела, что можно видеть из следующих соображений. Переходное излучение можно рассматривать как появление отраженной и преломленной волн при прохождении собственного поля равномерно

движущегося заряда через поверхность раздела двух сред. Как хорошо известно, собственное поле ультрарелятивистского заряда с энергией $\varepsilon \gg m\,(c = 1)$ сосредоточено в тонкой дискообразной области с малыми продольными и макроскопически большими поперечными размерами (для частоты ω поперечный размер области поля $\sim \varepsilon/m\omega$). Если радиус кривизны поверхности раздела $\rho \sim (\varepsilon/m\omega)$, то собственное поле заряда пересекает разные точки поверхности раздела двух сред в различные моменты времени и, следовательно, переходное излучение от разных точек поверхности раздела приходит в точку наблюдения с разными фазами. Учитывая возможность использования переходного излучения для детектирования ультрарелятивистских частиц, можно использовать интерференцию волн в точке наблюдения для максимального усиления сигнала путем соответствующего выбора формы поверхности раздела. Для усиления сигнала целесообразно также выбрать идеально отражающую поверхность раздела, т.е. поверхность раздела вакуума с идеальным проводником.

Оптимальная форма поверхности определяется из условия, чтобы переходное излучение от каждой точки поверхности приходило в точку наблюдения с одинаковой фазой. Если пренебречь отличием скорости заряда от скорости света, то таким условиям будет удовлетворять поверхность параболоида вращения с осью вдоль скорости частицы и с фокусом в точке расположения детектора. Действительно, в этом случае все фазовые соотношения для переходного излучения остаются такими же, как и для отраженных волн, возникших при падении в том же направлении

короткого светового импульса. Нужно отметить, что из условий $f \sim (\varepsilon/m\omega)$ и $\varepsilon \gg m$ следует, что длина волны излучения λ мала по сравнению с фокусным расстоянием f и параболическая отражающая поверхность обеспечивает фокусировку излучения.

2. Плотность тока на поверхности раздела

Физической причиной возникновения переходного излучения является образование плотности тока в приповерхностном слое вещества под действием собственного поля заряда $E_0(r, \omega)$, $H_0(r, \omega)$.

В случае идеального проводника этот ток образуется только в тонком скин-слое у поверхности раздела и может рассматриваться как чисто поверхностный ток. В этом случае удобно для нахождения плотности поверхностного тока использовать граничные условия на поверхности раздела вакуум-идеальный проводник

$$[n(r) H(r, \omega)] = 4\pi j(r, \omega), \qquad (2.1)$$

где $n(r)$ – единичный вектор нормали к поверхности раздела в точке r, $H(r, \omega)$ – полное поле в вакууме вблизи точки r, состоящее из собственного поля заряда $H_0(r, \omega)$ и поля переходного излучения $H_1(r, \omega)$. Следуя Фоку [II], исключим поле $H_1(r, \omega)$ из (2.1), выразив плотность тока только через собственное поле заряда $H_0(r, \omega)$, что дает для тока интегральное уравнение

$$j(r, \omega) = \frac{1}{2\pi}[n(r) H_0(r, \omega)] - \frac{1}{2\pi}\int dS \left[n(r)\left[j(r', \omega) \nabla \frac{\exp(i\omega|r - r'|)}{|r - r'|}\right]\right], \qquad (2.2)$$

где интегрирование проводится по поверхности раздела, на которой лежат точки r и r'. В обычной теории дифракции на выпуклых поверхностях, где часто используется уравнение (2.2), интегральное слагаемое в (2.2) мало в случае $f\omega \gg 1$, где f - характерный радиус кривизны и достаточно хорошим приближением является известное уравнение

$$j(r,\omega) = \frac{1}{2\pi}[n(r)H_0(r,\omega)] = 2j_{ex}(r,\omega) \qquad (2.3)$$

(поверхностный ток просто равен удвоенному внешнему току [11,12]). Это соответствует решению интегрального уравнения (2.2) методом итераций. Применимость первого приближения связана, по существу, с тем, что дифракция на выпуклой поверхности обусловлена однократным рассеянием.

Применяя (2.2) к отражению от вогнутого параболоида плоской волны, падающей параллельно его оси, нужно учесть, что в этом случае каждый световой луч отражается от поверхности параболоида, проходит через фокус и вторично отражается от параболоида. То же можно сказать и о переходном излучении ультрарелятивистской частицы, движущейся параллельно оси параболоида вращения ($z = -\rho^2/4f + f$) в положительном направлении оси z. Первое отражение собственного поля приводит к образованию поперечной волны. Эта волна проходит через фокус, вторично отражается и выходит из параболоида.

Из этого следует, что в задаче о вогнутом параболоиде нельзя удовлетвориться решением первого приближения (2.3), а нужно учесть второе приближение, заменив (2.3) на

$$j(r,\omega) = \frac{1}{2\pi}[n(r)H_0(r,\omega)] -$$

$$-\frac{1}{(2\pi)^2}\int dS\left[n(r)\left[\left[n(r')H_0(r',\omega)\right]\nabla\frac{\exp(i\omega|r-r'|)}{|r-r'|}\right]\right]. \qquad (2.4)$$

Вычисление интеграла и оценку погрешности приближения для параболоида вращения с осью симметрии Z вдоль скорости частицы и фокусом в точке $Z = 0$ удобно провести в параболических координатах ξ , η , φ :

$$x = \rho\cos\varphi, \quad y = \rho\sin\varphi, \quad z = \xi - \eta, \quad (\rho^2 = 4\xi\eta).$$

Уравнение (2.2) в этих координатах на поверхности $\xi = f$ примет вид

$$j_\eta(\eta,\varphi) = \frac{1}{2\pi}H_0(\eta,\varphi) +$$

$$+\frac{f}{\pi}\iint d\eta' d\varphi' j_\eta(\eta',\varphi')\left(\frac{f}{f+\eta}\right)^{1/2} e^{i\omega R}F(\eta',\varphi'), \qquad (2.5)$$

где

$$R^2 = (\eta-\eta')^2 + 4f\left[\eta+\eta' - 2(\eta\eta')^{1/2}\cos(\varphi-\varphi')\right],$$

$$F(\eta',\varphi') = \frac{1-i\omega R}{R^3}\left\{\eta+\eta' - 2(\eta\eta')^{1/2}\cos(\varphi-\varphi')\right\}.$$

Решая (2.5) методом последовательных приближений , положим

$$j_\eta = j_\eta^{(1)} + j_\eta^{(2)} + j_\eta^{(3)},$$

где $$j_\eta^{(1)}(\eta,\varphi) = \frac{1}{2\pi}H_0(\eta,\varphi), \qquad (2.3)$$

$$j_\eta^{(2)}(\eta,\varphi) = \frac{f}{\pi}\int d\eta'\int d\varphi' H_0(\eta',\varphi')\left(\frac{f}{f+\eta}\right)^{1/2} F(\eta',\varphi')e^{i\omega R}. \qquad (2.6)$$

Для оценки этого интеграла можно использовать метод стационарной фазы [10-12] . Нетрудно найти, что фаза будет стационарна в точке $\varphi' = \varphi + \pi$, $\eta' = f^2/\eta$. Отсюда получаем

$$j_\eta^{(2)}(\eta,\varphi) = \frac{i}{4\pi^2}\left(\frac{1}{\eta(\eta+f)}\right)^{1/2}\left(2f\left(\frac{f}{\eta}\right)^{1/2}\frac{m\omega}{\varepsilon v}\right)\cdot$$

$$\cdot K_1\left(2f\left(\frac{f}{\eta}\right)^{1/2}\frac{m\omega}{\varepsilon v}\right)\exp\left(3i\omega f + i\omega\eta\right) \qquad (2.7)$$

(K_1 - функция Макдональда). Из требования применимости метода стационарной фазы вытекает ограничение на размеры собственного поля заряда:

$$(\omega f)^{3/2} \gg \varepsilon/m \gg (\omega f)^{1/2} . \qquad (2.8)$$

Подставляя (2.6) в выражение для $j_\eta^{(3)}$, имеем

$$j_\eta^{(3)}(\eta,\varphi) = \frac{f}{\pi}\int d\eta' \int d\varphi' j_\eta^{(2)}(\eta',\varphi') e^{i\omega R} F(\eta',\varphi'), \qquad (2.10)$$

откуда нетрудно получить, что по порядку величины

$$j_\eta^{(3)} = -\frac{1}{8i\omega(f\eta)^{1/2}}\left(\frac{f}{f+\eta}\right)^{3/2} j_\eta^{(2)}, \qquad (2.10)$$

так, что при $\lambda \ll f$, $j_\eta^{(3)} \ll j_\eta^{(2)}$ и величиной $j_\eta^{(3)}$ можно пренебречь. Таким образом при $f\omega \gg 1$ полный поверхностный ток дается суммой выражений (2.3) и (2.6). Электромагнитное поле переходного излучения может быть теперь найдено при помощи обычных формул для запаздывающих потенциалов.

Следует заметить, что полученные выражения (2.3) , (2.7) (2.10) весьма напоминают аналогичные соотношения в случае дифракции плоской волны на выпуклых телах при $\omega a \gg 1$, где

a – характерный радиус кривизны [12] . Это обстоятельство вполне объяснимо, если учесть, что при $v \sim c$ поле ультрарелятивистской частицы почти поперечно или, другими словами, что совокупность магнитного и электрического поперечного полей частицы почти эквивалентна волновому пакету линейно поляризованного излучения. Поскольку при $\omega a \gg 1$ справедливо приближение геометрической оптики, нетрудно видеть, что величина поля в фокусе полностью определяется поверхностным током $j_\eta^{(1)}$, в то время как спектрально-угловое распределение переходного излучения на бесконечности является лишь функцией тока $j_\eta^{(2)}$. Необходимо также отметить, что выражение (2.7) учитывает влияние области $\eta \ll \lambda$ при принятом ограничении (2.8) на размеры поля частицы.

3. Поле переходного излучения вблизи фокуса параболоида

Рассмотрим сначала случай движения частицы вдоль оси параболоида. Для вычисления поля переходного излучения в фокусе воспользуемся выражением

$$E(r,\omega) = \frac{i}{\omega}\int\{\nabla(\nabla)+\omega^2\}j\,\frac{e^{i\omega R}}{R}\,dr'. \qquad (3.1)$$

Поскольку из симметрии задачи следует, что на оси параболоида отлична от нуля лишь компонента E_z , направленная очевидно против движения частицы, из (3.1) получаем с точностью до членов порядка $(\omega f)^{-1}$:

$$E_z(0,\omega) = -4i\omega f\int\frac{\eta^{1/2}f}{(f+\eta)^{5/2}}\,j_\eta^{(1)}(\eta,\varphi)e^{i\omega f+i\omega\eta}d\eta d\varphi. \qquad (3.2)$$

В (3.2) ток $j_\eta^{(1)}$ определяется (2.3) $f+\eta=R$ - расстояние от фокуса до точки интегрирования на поверхности параболоида. Отметим, что математически фокусировка переходного излучения связана с тем обстоятельством, что ток $j_\eta^{(1)}$ имеет быстроосциллирующий множитель $exp\{(i\omega/v)(f-\eta)\}$, компенсирующий соответствующий множитель подынтегральной функции в (3.2), поэтому значение интеграла (3.I) в фокусе значительно больше его значения в любой другой точке пространства внутри параболоида.

Из (3.2) видно, что при $\varepsilon/m\omega \gtrsim f$ величина E_z почти не зависит от энергии частицы ε, так как в этом случае значение интеграла (3.2) определяется областью $\eta \approx f$. В случае же $\varepsilon/m < \omega f$ интеграл (3.2) очевидно определяется областью $\eta \lesssim \varepsilon/m\omega$ и для E_z можно получить

$$E_z = -\frac{4ie}{\pi v}\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^2 \frac{1}{f\omega} e^{2i\omega f} \qquad (3.3)$$

Пусть теперь поверхность раздела вакуум - проводник представляет половину параболоида, разрезанного вдоль его плоскости симметрии $x=0$. Траектория частицы по-прежнему совпадает с осью вращения параболоида. Очевидно ток $j_\eta^{(1)}$, как и раньше будет даваться выражением (2.3). Что касается тока $j_\eta^{(2)}$, то он теперь будет малой величиной по сравнению с $j_\eta^{(1)}$, так как вторичное рассеяние поля переходного излучения отсутствует. Из симметрии задачи следует, что в фокусе имеется лишь две отличные от нуля компоненты поля: E_z, равная половине соответствующего выражения для полного параболоида (3.3), и E_x :

$$E_x(0,\omega) = i\omega f \int_0^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{(f-\eta)}{(f+\eta)^{5/2}} f^{1/2} j_\eta^{(1)} \exp\{i\omega f + i\omega\eta\} \cos\varphi \, d\eta \, d\varphi; \quad (3.4)$$

Ограничиваясь наиболее интересным случаем $\varepsilon/m < \omega f$, получаем

$$E_x = \frac{ie}{2\pi v f} \frac{\varepsilon}{m} e^{2i\omega f}. \quad (3.5)$$

При $\omega f \gg 1$ влиянием граничных эффектов на значение поля вблизи фокуса параболоида в первом приближении можно пренебречь.

Рассмотрим теперь более общий случай нецентрального влета частицы в параболоид. При этом будем предполагать, что траектория движения частицы не совпадает с осью вращения параболоида, но остается параллельной ей и отстоит от оси на расстоянии d. Поле частицы H_0 будет возбуждать две отличные от нуля компоненты поверхностного тока:

$$j_\eta^{(1)} = \frac{1}{2\pi} H_0 \cos(\psi - \varphi), \quad j_\varphi^{(1)} = \frac{1}{2\pi} H_0 \sin(\psi - \varphi) \left(\frac{f}{\eta + f}\right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

где угол ψ определяется следующим образом:

$$\cos\psi = \frac{\eta^{1/2}\cos\varphi - \delta^{1/2}}{[\delta + \eta - 2(\eta\delta)^{1/2}\cos\varphi]^{1/2}}$$

и требуется при $\delta = 0$ выполнение условия $\psi = \varphi$: здесь $d = 2(f\delta)^{1/2}$. Соответствующие выражения для поверхностного тока $j^{(2)}$ могут быть легко получены из (3.6) аналогично тому, как это делалось в § 2.

Поле в фокусе из-за симметрии задачи с точностью до членов

порядка $(\omega f)^{-1}$ определяется компонентой тока $j_\eta^{(1)}$. Чтобы избежать громоздких выкладок, рассмотрим простейший, но тем не менее важный случай: $\varepsilon/m \ll \omega d$ и $\varepsilon/m \ll \omega f$. При этом очевидно поверхностный ток $j_\eta^{(1)}$ будет сосредоточен вблизи точки (f,δ) на поверхности параболоида в области размеров $\sim \varepsilon/m\omega$. Из фокуса этот участок поверхности виден под углом ϑ, определяемым соотношением $\cos\vartheta = (f-\delta)/(f+\delta)$, поэтому в фокус приходят волны с волновыми векторами, сосредоточенными вблизи значения

$$K = \left\{ \frac{x}{x} \frac{2(f\delta)^{1/2}}{f+\delta};\ \frac{v}{v} \frac{f-\delta}{f+\delta} \right\} \omega. \qquad (3.7)$$

Вычисления, с использованием (3.6), дают для значений компонент поля E в фокусе

$$E_z = -\frac{2ie}{vf^2 T^5} (f\delta)^{1/2} \frac{\varepsilon}{m} e^{2i\omega f},$$
$$E_x = \frac{ie}{vf^2 T^5} (f-\delta) \frac{\varepsilon}{m} e^{2i\omega f}, \qquad (3.8)$$

где $T = (1+\delta/f)^{1/2}$. Из (3.7) и (3.8) видно, что $EK = 0$, т.е. поле в фокусе поперечно.

4. Спектрально-угловое распределение переходного излучения

Распределение излучения на больших расстояниях от параболоида при центральном влете частицы может быть легко получено из (2.7) с учетом ограниченности области существования тока $j_\eta^{(2)}$. Векторный потенциал на больших расстояниях дается выражением

$$A_\eta = \frac{e^{i\omega R}}{R}\int j_\eta^{(e)}(\eta',\varphi')\exp\{-i\omega\cos\vartheta(f-\eta') -$$

$$-i\omega\sin\vartheta\cdot 2(f\eta')^{1/2}\cos(\varphi-\varphi')\}\cdot 2f\,d\eta'd\varphi', \qquad (4.1)$$

$$R/R = \{\cos\varphi\sin\vartheta;\ \sin\varphi\sin\vartheta;\ \cos\vartheta\}.$$

Быстроосциллирующая подынтегральная функция в (4.I) имеет точку стационарной фазы при $\varphi' = \varphi$ и $\eta' = f\,tg^2(\vartheta/2)$, отсюда для A_η имеем

$$A_\eta = \frac{e}{2\pi\upsilon R\omega}\left(\frac{2m\omega f}{\varepsilon\upsilon}ctg\frac{\vartheta}{2}\right)K_1\left(\frac{2m\omega f}{\varepsilon\upsilon}ctg\frac{\vartheta}{2}\right)\frac{\exp\{i\omega R+2i\omega f\}}{\sin(\vartheta/2)}. \qquad (4.2)$$

Соответственно для энергии, излученной в элемент телесного угла $d\Omega$, в интервале частот $d\omega$ получаем

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2\upsilon^2}\left(\frac{2m\omega f}{\varepsilon\upsilon}ctg\frac{\vartheta}{2}\right)^2K_1^2\left(\frac{2m\omega f}{\varepsilon\upsilon}ctg\frac{\vartheta}{2}\right)\left(\sin\frac{\vartheta}{2}\right)^{-2}. \qquad (4.3)$$

при этом очевидно $\pi/2 \le \vartheta \le \pi$, так как излучение происходит в левое полупространство. В случае малого радиуса поля, $\varepsilon/m\omega << f$, приближенное интегрирование (4.3) по углам дает

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega} \sim \frac{e^2}{\pi}\left(\frac{\varepsilon}{m\omega f}\right)^2, \qquad (4.4)$$

что находится в соответствии с (3.3).

Непосредственный переход от полученных формул к случаю плоской границы не может быть осуществлен просто предельным

переходом $f \to \infty$. Отличие параболоида от плоскости состоит в том, что луч в параболоиде отражается от поверхности два раза, а в плоскости один раз. При $f \to \infty$ точка второго отражения уходит в бесконечность. Для правильного перехода к плоскому случаю нужно использовать формулу первого приближения (2.3) для тока и найти созданное им поле. Результат совпадает с полученным в [I-4].

5. Обсуждение результатов

Сильная зависимость от энергии частицы переходного излучения в фокусе параболоида позволяет использовать этот эффект для детектирования частиц высокой энергии. При этом существенно то обстоятельство, что такая зависимость возникает для любых частот излучения от радиодиапазона до оптического. Оптимальный размер параболоида, очевидно, соответствует случаю, когда поперечный радиус собственного поля сравним по величине с фокусным расстоянием, $\varepsilon/m\omega \sim f$. При этом очевидно, что для измерения поля в фокусе достаточно использовать половину усеченного параболоида (усеченный в фокальной плоскости параболоид разрезается затем вдоль в плоскости, проходящей через ось симметрии). В случае $\varepsilon/m\omega \lesssim f$ такая поверхность будет действовать как половина бесконечного параболоида и для поля в фокусе будет справедлива формула (3.5). Через детектор площадью ω^{-2} вблизи фокуса в интервале частот $d\omega$ пройдет энергия

$$d\mathcal{E} \sim \frac{e^2}{f^2}\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^2 \frac{d\omega}{\omega^2}. \qquad (5.1)$$

Пусть полоса частот, измеряемая детектором, лежит между ω_1 и ω_2 . Тогда полная энергия, зарегистрированная детектором, будет иметь величину

$$\mathcal{E} \sim e^2 \left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^2 \frac{1}{f^2} \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_2}\right). \qquad (5.2)$$

Для излучения пучка частиц или релятивистских ядер с большим Z интенсивность излучения будет достаточной для регистрации даже в оптической области. Интересно отметить, что факт интерференции переходного излучения в оптическом диапазоне частот от двух плоских поверхностей при прохождении электронного пучка недавно уже наблюдался экспериментально [10] . Однако переходное излучение от одного протона удобнее регистрировать в радиодиапазоне. При этом, однако, следует принять во внимание рост геометрических размеров параболоида с ростом ε/m . Так, для $\varepsilon/m \sim 10^3$ и сантиметровых волн размеры параболоида должны достигать десятков метров.

ЛИТЕРАТУРА

I В.Л.Гинзбург,И.М.Франк. ЖЭТФ, 16, 15, 1946

2 И.М.Франк. УФН, 87, 189,1965

3 Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 33 ,1403,1957

4 В.Е.Пафомов. ЖЭТФ, 33,1074,1957

5 Durand Loyal.Phys.Rev.,D11, 89, 1975.

6 Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 37, 527, 1959

7 Ф.Г.Басс,В.М.Яковенко. УФН, 86, 189, 1965

8 В.Е.Пафомов,И.М.Франк. Ядерная физика, 5, 631, 1967

9 В.Е.Пафомов. Изв.вузов, Радиофизика, 5, 484, 1962

I0 L.Wartski,R.Roland,J.Laselle,M.Bolore,G.Filippi,J.Appl. Appl,Phys.,46,3644, 1975

II В.А.Фок. ЖЭТФ, 15, 693, 1945

I2 А.Мауэ,Х.Хенл. Теория дифракции,"Мир",1964

I3 Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 29, 388,1955.

TRANSITION RADIATION EMITTED BY AN ULTRARELATIVISTIC PARTICLE DUE TO CURVATURE OF THE INTERFACE

M.I.RYAZANOV, I.S.TILININ

Moskovskij Inzhenerno-Fizicheskij Institute (USSR)

Abstract

It is shown that the transition radiation emitted by Ultrarelativistic particles depends on the curvature of the boundary surface traversed by the charge. The focussing of transition radiation on traversal of a conducting paraboloid of rotation by the charge is considered. The intensity of the transition radiation at the paraboloid focus and at far distances is found. The possibility of employing the focussing of transition radiation for detecting ultrarelativistic particles is discussed.

О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В СРЕДЕ С ЯДЕРНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

В.А.ДЖРБАШЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Рассмотрение проводится, используя аналитические выражения для спектрального распределения числа квантов переходного излучения в пластине с комплексной диэлектрической постоянной, полученные ранее автором. Спектральное распределение потока энергии излучения зависит лишь от трех величин, представляющих собой отношения толщины пластины, соответственно к зоне формирования излучения в веществе, к длине поглощения и к зоне формирования излучения в вакууме. В случае достаточно тонких пластин, когда эти три величины малы по сравнению с единицей, указан способ обнаружения переходного излучения, обусловленного ядрами, диэлектрическая постоянная которых в резонансе больше или порядка электронной. Показано, что случай толстых пластин заслуживает внимания из-за большой интенсивности излучения и возможности исследования ядерных уровней атомов, ядерная часть диэлектрической постоянной которых меньше электронной.

I. Аналитические выражения для спектрального распределения числа квантов переходного излучения в пластине с учетом поглощения

Теория переходного излучения в среде с ядерной дисперсией является приложением общей теории излучения в среде с учетом поглощения. Г.М.Гарибяном [I] получено интегральное представление числа квантов переходного излучения при пролете ультрарелятивистской частицы через пластину с комплексной диэлектрической постоянной. Спектральное распределение числа квантов с

частотами больше оптических может быть записано в виде [I-4]

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{4|\varepsilon-1|^2\, e^{-\frac{a\omega\varepsilon''}{2c}}}{} \times$$

$$\times \int_0^\infty \frac{\left[ch\frac{a\omega\varepsilon''}{2c} - \cos\frac{a\omega}{2c}\left(\vartheta^2+\gamma^{-2}+1-\varepsilon'\right)\right]\vartheta^2\, d\vartheta}{\left(\vartheta^2+\gamma^{-2}\right)^2\left[\left(\vartheta^2+\gamma^{-2}+1-\varepsilon'\right)^2+\varepsilon''^2\right]}, \qquad (I)$$

где a – толщина пластины, ϑ – угол излучения, $\gamma = \mathcal{E}/mc^2$ – лоренц-фактор частицы, $\varepsilon' = Re\,\varepsilon$, $\varepsilon'' = Im\,\varepsilon$.

Производя интегрирование по углу излучения получается, что

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{e^2}{\hbar c \pi \omega} f(b,d,g) \qquad (2)$$

т.е. спектральное распределение потока энергии излучения зависит лишь от величин

$$b = \frac{a\omega}{2c}\left(\gamma^{-2}+1-Re\,\varepsilon\right),\ d = \frac{a\omega}{2c} Im\,\varepsilon,\ g = \frac{a\omega}{2c}\gamma^{-2}, \qquad (3)$$

представляющих собой отношения толщины пластины соответственно к зоне формирования излучения в веществе, к длине поглощения и к зоне формирования излучения в вакууме.

Функция f в выражении (2) в общем случае имеет вид

$$f(b,d,g) = 2e^{-d}\left\{\frac{1}{(b-g)^2+d^2}\left\{\left(b^2-g^2+d^2\right)\left\{\cos(b-g)\times\right.\right.\right.$$

$$\times \operatorname{ci} g - \sin(b-g)\operatorname{si} g + \operatorname{ch} d\left[\ln\frac{\sqrt{b^2+d^2}}{g} - Re\,\operatorname{ci}(b+id)\right] + \qquad (4)$$

$$\left.\left.\left. + \operatorname{sh} d\, Im\,\operatorname{si}(b+id)\right\} + 2gd\left\{\operatorname{ch} d\left[\operatorname{arctg}\frac{d}{b} - Im\,\operatorname{ci}(b+id)\right]\right.\right.\right.$$

$$-\operatorname{sh}d\,\operatorname{Re}\,si(b+id)\Big\}\Big\}+2g\Big[\frac{\cos b-1}{2g}+\cos(b-g)\,sig+$$

$$+\sin(b-g)\,cig\Big]+1-\operatorname{ch}d+\frac{b}{d}\Big\{\operatorname{ch}d\Big[\operatorname{Im}ci(b+id)-$$

$$-\operatorname{arctg}\frac{d}{b}\Big]+\operatorname{sh}d\,\operatorname{Re}\,si(b+id)\Big\}\Big\}\cdot$$

Здесь $si(b+id)$ и $ci(b+id)$ определяются степенными и асимптотическими рядами для интегрального синуса и интегрального косинуса [5] от комплексного аргумента $b+id$.

Заметим, что если мнимая часть диэлектрической постоянной ε'' равна нулю, то выражение (2) с учетом (3) и (4) сводится к хорошо известной формуле [6].

Функцию f (4) можно разложить в ряд в трех случаях, представляющих интерес. Первые члены этих разложений даются следующими выражениями:

а) при $|b|\ll 1,\ d\ll 1,\ g\ll 1$

$$f(b,d,g)=\Big[(b-g)^2+d^2\Big]\Big(\ln\frac{1}{g}-C+0{,}5\Big), \tag{5}$$

б) при $|b|\gg 1,\ d\ll 1,\ g\ll 1$

$$f(b,d,g)=2\Big[\ln\frac{|b|}{g}-2+(1+C+\ln g)\cos b+\frac{\pi}{2}\sin b\Big], \tag{6}$$

в) при $|b|\gg 1,\ d\gg 1,\ g\ll 1$

$$f(b,d,g)=\ln\frac{\sqrt{b^2+d^2}}{g}-1-\frac{b}{d}\operatorname{arctg}\frac{d}{b}\,. \tag{7}$$

В формулах (5) и (6) $C \approx 0{,}58$ - постоянная Эйлера.

Согласно (2) и (7) в случае в) число квантов не зависит от толщины пластины. Излучение, образованное на первой грани, вследствие сильного поглощения в пластине , исчезает и ес - тественно, что полученное выражение описывает переходное излу- чение, генерирующееся лишь на второй грани.

2. Влияние ядерной дисперсии

Вопрос влияния ядерных резонансов на излучение в области частот больше оптических неоднократно дискутировался [7-9] . Было показано, что диэлектрическая постоянная может быть пред- ставлена в виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{\mu}{2} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\Gamma/2} - \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{E^2}, \qquad (8)$$

где величина μ пропорциональна вероятности эффекта Мёссбау - эра, E_0 и Γ - энергия и ширина резонансного ядерного уровня, ω_0 - плазменная частота, обусловленная электронами, $E = \hbar\omega$ - энергия испущенног кванта. Ниже мы рассмотрим возможность об- наружения переходного излучения, обусловленного ядрами, в слу- чаях "тонких" и "толстых" пластин.

С этой целью в обоих случаях вычисляется полное число квантов с энергиями в интервале $[E_1 - \Delta E/2 \;\; , \; E_1 + \Delta E/2]$, наблюдаемых за пластиной при пролете ультрарелятивистской частицы с $\gamma \ll 1$:

$$N = \int_{E_1 - \Delta E/2}^{E_1 + \Delta E/2} \frac{dN}{dE} \, dE \, . \qquad (9)$$

2.I. Случай "тонких" пластин

Для пластин с толщиной $a << c/\omega\,|\varepsilon - 1|$ удовлетворяются условия случая а) § I и согласно (2), (5) и (9).

$$N = \frac{e^2}{\hbar c \pi E_1}\left(\frac{aE_1}{2\hbar c}\right)^2\left(\ln\frac{2\gamma^2\hbar c}{aE_1} - C + 0{,}5\right)\int_{E_1-\Delta E/2}^{E_1+\Delta E/2}|\varepsilon-1|^2 dE \qquad (10)$$

Используя выражение (8) для интеграла в (I0), получим

$$\int_{E_1-\Delta E/2}^{E_1+\Delta E/2}|\varepsilon-1|^2 dE = \mu^2\Gamma\left[\frac{1}{2}\operatorname{arctg}\frac{2\Delta E/\Gamma}{1+\frac{4(E_1-E_0)^2-(\Delta E)^2}{\Gamma^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\mu^2}\left(\frac{\hbar\omega_0}{E_1}\right)^4\frac{\Delta E}{\Gamma}\right]. \qquad (11)$$

Первый член в квадратичных скобках обусловлен ядерной дисперсией и вдали от области резонанса $|E_1 - E_0| \gg \Delta E$ – порядка $\Delta E\Gamma/4(E_1 - E_0)^2$, т.е. мал.

В области, охватывающей резонансную линию, т.е. при $E_1 = E_0$ этот член равен $\operatorname{arctg}\Delta E/\Gamma$ и при $\Delta E/\Gamma > 1$ приближенно может быть представлен как $\pi/2 - \Gamma/\Delta E$.

Для большинства изотопов второй член, обусловленный электронами среды, намного больше первого. Особый интерес представляет мёссбауэровский изотоп Fe^{57} с энергией $E_0 = 14{,}4$ кэв, шириной $\Gamma = 3.10^{-4}$ см$^{-1}$, величиной $\mu = 1{,}4.10^{-4}$ [8], для которого второй член равен $8.10^{-3}\Delta E/\Gamma$.

В результате влияние ядра сказывается на расстояниях, намного превосходящих Γ. Так, ядерная часть превалирует над

электронной вплоть до $\Delta E \sim 200$ Г. Излучение, обусловленное ядром и носящее резонансный характер, можно почувствовать, измерив отношение

$$R(\tau) \equiv \frac{N_{f\,res}(\tau)/N_{f\,res}(1)}{N_{res}(\tau)/N_{res}(1)},$$

при $\tau = 2.10^4$.

Здесь введены обозначения

$$\tau \equiv \Delta E/\Gamma$$

$N_{res}(\tau) \equiv N$ при $E_1 = E_0$, т.е. в области, охватывающей резонансную линию, $N_{f\,res}(\tau) \equiv N$ при значении E_1, удовлетворяющем неравенству $|E_1 - E_0| \gg \Delta E$ т.е. вдали от области резонанса.

Согласно (10) и (11) для указанного изотопа

$$R(\tau) = \frac{\tau}{(\operatorname{arctg}\tau + 8\cdot 10^{-3}\tau)/(\pi/4 + 8\cdot 10^{-3})},$$

откуда следует, что

$$\lim_{\tau\to\infty} R(\tau) \approx 100.$$

Практически это значение достигается при $\tau = 2.10^4$:

$$\frac{N_{f\,res}(2\cdot 10^4)/N_{f\,res}(1)}{N_{res}(2\cdot 10^4)/N_{res}(1)} \approx \frac{2\cdot 10^4}{2\cdot 10^2}.$$

Как видно из формулы (5), число квантов в рассматриваемом случае тонких пластин пропорционально квадратам параметров малости т.е. мало. Формула (10) с учетом (11) имеет место лишь при $\mu a E_1/2\hbar c \ll 1$. При $\mu a E_1/2\hbar c \sim 1$,

хотя приведенные выше количественные оценки нарушаются, отмеченный эффект качественно будет наблюдаться. Это следует из зависимости числа квантов от толщины пластины, полученной численным интегрированием [4] формулы (I).

Особенностью случая "тонких пластин" является то, что можно получить информацию о переходном излучении, обусловленном лишь теми ядрами, диэлектрическая постоянная которых в резонансе больше или порядка электронной.

2.2 Случай "толстых" пластин

Теперь рассмотрим пластины с толщиной $a \gg 2c/\omega\,|Re(\varepsilon-1)|$. Из этого требования следуют ограничения на толщину снизу: $a \gg 2\hbar c/E_0\mu$, $a \gg 2cE_0/\hbar\omega_0^2$. Из требования $g \ll 1$ остается ограничение на толщину сверху $a \ll 2\hbar c\,\gamma^2/E_0$.

Если в формуле (9) под E_1 понимать такое значение энергии, при котором соблюдается двойное неравенство

$$\frac{\Delta E}{2} + \frac{\Gamma}{2}\sqrt{\frac{aE_1\mu}{2\hbar c}} \ll |E_1 - E_0| \ll E_0 ,$$

то условия случая б) § I будут удовлетворены.[x] Таким образом вдали от области резонанса число квантов согласно (2),(6), (8) и (9) равно

$$N = \frac{2e^2}{\hbar c\pi E_1}\int_{E_1-\Delta E/2}^{E_1+\Delta E/2}\left[\ln\frac{\gamma^2\hbar^2\omega_0^2}{E^2} - 2 + \left(1 + C + \ln\frac{aE}{2\gamma^2\hbar c}\right)\times\right.$$

---

x) Правое неравенство обеспечивает выполнение $|\ell| \gg 1$, $g \ll 1$, а левое - $\alpha \ll 1$.

$$\times \cos\frac{a\hbar\omega_0^2}{2cE} + \frac{\pi}{2}\sin\frac{a\hbar\omega_0^2}{2cE}\Big]dE =$$

$$= \frac{2e^2}{\hbar c\pi E_1}\left\{\Delta E \ln\frac{\gamma^2\hbar\omega_0^2}{E_1^2-(\Delta E)^2/4} + 2E_1\ln\frac{E_1-\Delta E/2}{E_1+\Delta E/2} - \right.$$

$$-\left(1+C+\ln\frac{aE_1}{2\gamma^2\hbar c}\right)\Big[\left(E_1-\frac{\Delta E}{2}\right)\cos\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1-\Delta E/2} -$$

$$-\left(E_1+\frac{\Delta E}{2}\right)\cos\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1+\Delta E/2} + \frac{a\hbar\omega_0^2}{2c}\,si\left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1-\Delta E/2}\right) -$$

$$-\frac{a\hbar\omega_0^2}{2c}\,si\left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1+\Delta E/2}\right)\Big] - \frac{\pi}{2}\Big[\left(E_1-\frac{\Delta E}{2}\right)\times$$

$$\times\sin\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1-\Delta E/2} - \left(E_1+\frac{\Delta E}{2}\right)\sin\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1+\Delta E/2} -$$

$$\left.-\frac{a\hbar\omega_0^2}{2c}\,ci\left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1-\Delta E/2}\right) + \frac{a\hbar\omega_0^2}{2c}\,ci\left(\frac{a\hbar\omega_0^2/2c}{E_1+\Delta E/2}\right)\Big]\right\}. \qquad (12)$$

В области резонанса, т.е. при $E_1 = E_0$, когда $\Delta E \ll \Gamma\sqrt{aE_0\mu/2\hbar c}$, удовлетворяются условия случая в) § I. Используя (2),(7),(8) и (9) для числа квантов получим

$$\mathcal{N} = \frac{e^2}{\hbar c\,\pi E_0}\int_{E_0-\Delta E/2}^{E_0+\Delta E/2}\left[\frac{1}{2}\ln\gamma^4|1-\varepsilon|^2 - 1 - \frac{1-\varepsilon'}{\varepsilon''}\operatorname{arcctg}\frac{\varepsilon''}{1-\varepsilon'}\right]d =$$

$$= \frac{e^2}{\hbar c\, 4\pi\varepsilon_0}\left\{\Delta E\left\{\ln\left\{(\gamma^2\mu)^4\left[\left(\frac{1}{r^2+1}\right)^2+\frac{1}{P^4}+\right.\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\left.+\frac{2}{P^2}\,\frac{1-r^2}{(1+r^2)^2}\right]\right\}-\frac{20}{3}+\frac{2}{P}\left(\frac{r^2}{3}+1\right)\times\right.$$

$$\left.\times\operatorname{arctg}\frac{2/P}{1-(r^2+1)/P^2}\right\}+\Gamma\left\{2\operatorname{arctg}\frac{2r}{P^2+1-r^2}+\right.$$

$$+\left(P+\frac{2}{3P}\right)\ln\frac{(P+r)^2+1}{(P-r)^2+1}-4\operatorname{arctg}r+\left(r^2-\frac{P^2}{6}+1\right)\times$$

$$\left.\times\operatorname{arctg}\frac{2r}{1-r^2+[(r^2+1)/P]^2}-\frac{P^2}{6}\left[\operatorname{arctg}\frac{4r(r^2-1-P^2/2)}{1-6r^2+P^2+r^4P^2+r^4}-\frac{2\pi r}{P}\right]\right\} \tag{13}$$

где $P=\mu E_0^2/\hbar^2\omega_0^2$, $\quad r=\Delta E/\Gamma$.

Число квантов в интервале ΔE, как следует из сравнения формул (12) и (13) в области резонанса должно быть примерно в 2 раза меньше, чем вдали от области резонанса. Этот эффект является следствием вклада ядерной части диэлектрической постоянной.

Заметим, что в случае "толстых" пластин, не требуется, чтобы ядерная часть диэлектрической постоянной превалировала или была хотя бы порядка электронной. Этим можно воспользоваться с целью привлечения широкого класса ядерных уровней [10, 11].

ЛИТЕРАТУРА

I. Г.М.Гарибян. Изв. АН Арм.ССР, Физика,6,3 (I97I)

2. В.А.Аракелян,Г.М.Гарибян,Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР,Физика, 9,I20 (I974)

3. М.М.Мурадян. Научное сообщение, ЕФИ-30 (73)

4. A.L.Avakian, G.M.Garibian, C.Yang.Nuclear Instruments and Methods 129, 303, 1975

5. A.Erdeli et al. Higher Transcendental Functions, New York, Vol.2, 1953

6. Г.М.Гарибян. ДАН Арм.ССР, 33, I05 (I96I). Изв.АН СССР сер.физ.,36, 754 (I962)

7. Э.А.Перельштейн,М.И.Подгорецкий. ЯФ, I2, II49 (I970)

8. А.В.Колпаков. ЯФ, I6 I003 (I972)

9. Фам-Зуи-Хиен. ЖЭТФ, 6I, 359 (I97I)

I0. В.А.Джрбашян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, I0, 427 (I975)

II. В.А.Джрбашян. АН Арм.ССР, Физика, II, 423, (I976)

ON TRANSITION RADIATION IN MEDIUM WITH NUCLEAR DISPERSION

V.A.DJRBASHIAN

Yerevan Physics Institute

Abstract

Using the analitical expressions obtained by the author earlier for the spectral distribution of the number of quanta of transition radiation produced in a plate with complex di - electric constant some results concerning the transition radiation in medium with nuclear dispersion are given. The spectral distribution of the radiation energy flux depends only on three magnitudes which are the ratios of the plate thickness to the radiation formation zone in the medium, to the absorption length and to the radiation formation zone in vacuum, respectively. In the case of sufficiently thin plates when these three magnitudes are smaller than 1 a methed is suggest in order to observe the transition radiation conditioned by the nuclei the dielectric constant of which in the resonance is greater or of the order of that conditioned by the electrons. It is shown that the case of thick plates is of interest due to high radiation intensity and possibility to study the nuclear levels of atoms the nuclear part of the dielectric constant of which is less than electronic part.

НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ КРАЕВ ПОГЛОЩЕНИЯ ВЕЩЕСТВ ОТ ЭНЕРГИИ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.А.АРАКЕЛЯН

ИНСТИТУТ РАДИОФИЗИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ АН АРМ.ССР

Известно, что по мере увеличения энергии движущихся частиц испускаются все более и более жесткие переходные кванты, вследствие чего полная энергия переходного излучения линейно растет с энергией ультрарелятивистских зарядов. Однако в определенных интервалах частот эта зависимость может принять нелинейный характер. Например, как показали Гарибян и Ян Ши (письма в ЖЭТФ, 24,269,1976) для частот, на которых в веществе имеет место процесс образования пар, эта зависимость является квадратичной. В данной работе энергетическая зависимость РПИ (рентгеновского переходного излучения) движущихся частиц рассматривается вблизи краев поглощения веществ. Оценивается роль поглощающей способности вещества в процессе образования переходного излучения.

Известно, что по мере увеличения энергии движущихся заряженных частиц испускаются все более и более жесткие переходные кванты, вследствие чего полная энергия переходного излучения на одной границе линейно возрастает с ростом энергии ультрарелятивистских частиц [1,2] . Однако, в отдельных диапазонах частот могут иметь место и нелинейные зависимости. Например, в области частот [1] $\omega \gg \omega_0 \gamma$ (ω_0 - плазменная частота среды, γ -лоренц-фактор заряда) спектральная интенсивность рентгеновского переходного излучения (РПИ) пропорциональна γ^4. В работе [3] показано, что при весьма больших

частотах (больше Кэв), когда в веществе начинается процесс рождения пар, зависимость энергии переходного излучения от энергии первичных частиц принимает квадратичный характер. Ниже будет показано, что эта зависимость может отклоняться от линейной также для низких частот (порядка кэв и больше), когда в процессе взаимодействия движущегося заряда со средой доминирующую роль играет явление фотоэффекта.

Частотный спектр РПИ релятивистских заряженных частиц в вакууме при вылете заряда из среды в вакуум с учетом поглощающей способности вещества имеет вид:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \cdot f(P,q) , \qquad (I)$$

где

$$f(P,q) = \left(\frac{1}{2} + \frac{P}{P^2+q^2}\right) \ln\left(1+2P+P^2+q^2\right) - \frac{1}{q}\left(P + \frac{P^2-q^2}{P^2+q^2}\right) \operatorname{arctg}\frac{q}{1+P} - 1, \qquad (2)$$

$$P = \gamma^2(1-\varepsilon'), \quad \varepsilon' = Re\,\varepsilon(\omega) ,$$
$$q = \gamma^2 \cdot \varepsilon'' , \quad \varepsilon'' = Im\,\varepsilon(\omega) . \qquad (3)$$

В том интервале частот, где $1+P < 0$, в формуле (2) член $\operatorname{arctg}\frac{q}{1+P}$ надо заменить на $\pi + \operatorname{arctg}\frac{q}{1+P}$. Для ясности и определенности мы будем рассматривать РПИ только вблизи K -края поглощения веществ. Диэлектрическую проницаемость среды вблизи K -края можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N a e^2}{m\omega^2}\left(z + \Delta\psi_K\right) , \qquad (4)$$

где Z - число электронов в атоме данного элемента,

N_a - число атомов в единице объема,

$\Delta\psi_K$ - дисперсионная поправка к функции атомного рассеяния вблизи K -края поглощения.

Дисперсионная поправка $\Delta\psi_K$ является комплексной величиной, реальная и мнимая части которой соответственно равны [4]

$$\Delta\psi_K' = \frac{f_K \omega_K^2}{\omega^2} \cdot \ln\left|\frac{\omega^2}{\omega_K^2} - 1\right| ,$$

$$\Delta\psi_K'' = \begin{cases} -f_K \cdot \frac{\pi \omega_K^2}{\omega^2} & \text{при} \quad \omega > \omega_K , \\ -f_L \frac{\pi \omega_L^2}{\omega^2} & \text{при} \quad \omega < \omega_K . \end{cases} \qquad (5)$$

Здесь ω_K - частота K -поглощения,

f_K - сила осциллятора, связанная с K -краем

ω_L - частота L -поглощения

f_L - сила осциллятора, связанная с L -краем.

С учетом (4) и (5) энергия РПИ в некоторой области частот, охватывающей K -край поглощения, принимает вид:

$$W = \frac{e^2 \omega_K}{\pi c} \int_{x_1}^{x_2} f(p, q)\, dx , \qquad (6)$$

где $f(p, q)$ опять задается уравнением (2), но значения p и q определяются с помощью следующих формул: ($x = \frac{\omega}{\omega_K}$; $\gamma_K = \frac{\omega_K}{\omega_0}$)

$$p = \left(\frac{\gamma}{\gamma_K}\right)^2 \cdot \frac{1}{x^2}\left(1 + \frac{f_K}{2} \ln|x^2 - 1|\right) ,$$

$$q = \begin{cases} \frac{\pi f_K}{2} \cdot \frac{1}{x^4} \cdot \left(\frac{\gamma}{\gamma_K}\right)^2 & \text{при} \quad x > 1 , \\ \frac{\pi f_L}{2} \cdot \frac{1}{x^4} \left(\frac{\gamma}{\gamma_K}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_L}{\omega_K}\right)^2 & \text{при} \quad x < 1 . \end{cases} \qquad (7)$$

Безразмерные пределы интегрирования X_1 и X_2 необходимо выбрать из спектроскопических данных конкретного вещества. Выберем $X_1 = \frac{\omega_1}{\omega_K}$ так, чтобы $\omega_L << \omega_1 \lesssim \omega_K$ (ω_L - частота L края поглощения данного вещества), а $X_2 = \frac{\omega_2}{\omega_K}$ выберем так, чтобы при $\omega > \omega_2$ влиянием дополнительного рассеяния (5) можно было пренебречь. Например, для элемента Cu можно принять следующие пределы интегрирования: $X_1 = 0{,}75$; $X_2 = 2{,}5$, что соответствует частотному интервалу $\Delta\omega = 15$ кэв. Выражение (5) расходится при значении $X = 1 \in [X_1, X_2]$ из-за того, что не было учтено затухание свободного осциллятора. Если это учесть, то формула (5) будет верна всюду в $[X_1, X_2]$, кроме некоторого узкого интервала частот, охватывающего ω_K с шириной несколько электрон-вольт. В дальнейшем при вычислениях интеграла (6) этот узкий интервал частот будет исключен из $[\omega_1, \omega_2]$.

Исследуем зависимость интеграла (6) от лоренц-фактора для различных областей значений P и q . А именно, рассмотрим следующие частные случаи:

A) $|P| << 1$; $q << 1$.

Разлагая подынтегральную функцию $f(P, q)$ по степеням P и q и представляя интеграл (6) в виде суммы двух интегралов $\int_{1-X_0}^{1+\varepsilon}$ и $\int_{1+\varepsilon_0}^{1+X_0}$, где $\varepsilon \lesssim 10^{-3}$, а $\varepsilon < X_0 \sim 1$, мы получим:

$$W_{пер.} \simeq \frac{e^2 \omega_K X_0}{3\pi c} \left(\frac{\gamma}{\gamma_K}\right)^4 \left(1 + \frac{f_K}{2} \ln X_0\right)^2. \qquad (8)$$

Условие A) может выполняться не только для частот $\omega \gg \omega_0 \gamma$ [I]

но, как это следует из (7), и для частот $\omega \sim \omega_0 \gamma$, если только частота края поглощения вещества ω_K порядка величины $\omega_0 \gamma$. Поскольку почти для всех элементов $\gamma_K = \frac{\omega_K}{\omega_0}$ есть число порядка $10^3 \div 10^4$,то ясно, что нельзя с помощью K -края поглощения вещества (следовательно и всех краев поглощения) измерить лоренц-фактор γ тех ультрарелятивистских частиц, энергии которых выше несколько Гэв.

Б) $P \gg 1 \quad ; \quad q \gg 1$.

Здесь надо различать два случая, смотря по тому, какие из следующих двух дополнительных условий выполняются:

I) $\frac{P}{q} \gg 1$,

2) $\frac{P}{q} \ll 1$.

Интеграл (6) при условии Б) надо вычислить численно, однако можно определить энергетическую зависимость РПИ от γ -фактора с помощью приближенных выражений для функции $f(P,q)$ в случае I) и 2) соответственно:

$$f^{(1)}(P,q) \simeq \left(1+\frac{2}{P}\right) \ln P - \frac{1}{P}\left(1-\frac{5}{6}q\right) - 2 \quad ; \qquad (9)$$

$$f^{(2)}(P,q) \simeq \ln q - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{P-1}{q} - 1 \quad .$$

Расчеты показывают, что в рассматриваемом случае по существу имеет место слабая (логарифмическая) зависимость энергии РПИ от лоренц-фактора γ заряда.

B) $P < -1$; $q > 0$.

В этом случае кроме переходного излучения могут испускаться также черенковские кванты. На возможность генерирования черенковского излучения вблизи краев поглощения обращено внимание в работе [5], где интервал частот черенковского излучения определяется с помощью коэффициента фотопоглощения и соотношения Крамерса-Кронинга. В данной работе это делается с помощью функции атомного рассеяния вблизи края поглощения, вследствие чего получаются более узкие частотные интервалы излучения Черенкова.

Условие B) может выполняться лишь для легких элементов и для слишком узких интервалов частот.

Действительно, из (7) следует, что для выполнения условия B) необходимо, чтобы частотный интервал вблизи частоты K -поглощения удовлетворял неравенству

$$\Delta\omega < \omega_K e^{-\frac{z}{f_K}} \quad . \qquad (10)$$

При возрастании z ширина $\Delta\omega$ быстро уменьшается. Например, для кислорода ($z = 8$) $\Delta\omega$ составляет 5,9 эв, для алюминия ($z = 13$) $\Delta\omega = 0{,}14$ эв, а для меди ($z = 29$) уже $\Delta\omega = 1{,}8 \cdot 10^{-6}$ эв.

В условии B) целесообразно выделить два случая:

1) $P << 1$; $q \gg |1+P|$.

2) $P << -1$; $q << |1+P|$.

В первом случае излученная черенковская энергия пренебрежимо мала по сравнению с переходным излучением, а во втором случае черенковское излучение преобладает над переходным излучением

лишь в интервале частот $\Delta\omega'$, который меньше, чем $\Delta\omega$, определяемый формулой (IO).

Ширина $\Delta\omega'$ определяется из следующих формул:

$$\Delta\omega' << \omega_к \cdot \exp\left[-\pi - \frac{2}{f_к}\left(1+\frac{\gamma_к^2}{\gamma^2}\right)\right] \quad \text{при} \quad \omega > \omega_к$$

$$\Delta\omega' << \omega_к \cdot \exp\left[-\pi \frac{f_L}{f_к} \cdot \frac{\omega_L^2}{\omega_к^2} - \frac{2}{f_к}\left(1+\frac{\gamma_к^2}{\gamma^2}\right)\right] \quad \text{при} \quad \omega < \omega_к \ . \qquad (II)$$

Величина $\Delta\omega'$ составляет лишь доли электрон-вольта для всех легких элементов ($z \lesssim$ IO), на которых ожидалось получить черенковское излучение. Хотя и получается очень узкий монохроматический пучок, однако его интенсивность очень слабая. Энергия черенковского излучения в интервале частот $\Delta\omega'$ не зависит от γ лоренц-фактора заряда и равна:

$$W_{чер} \simeq \frac{e^2 \cdot \Delta\omega'}{6\pi c}\left(1+\frac{2}{f_к}\right).$$

В том случае, когда величины P и q одного порядка (т.е. $|1-\varepsilon'|$ и ε'' одного порядка), интенсивности переходного и черенковского излучений будут также одного порядка.

Автор искренне благодарен Г.М.Гарибяну за весьма ценные беседы и внимание, а также Ян Ши за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

I. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527, I959, ЖЭТФ 39, 332 (I960).

2. К.А.Барсуков. ЖЭТФ, 37, II06, I959

3. Г.М.Гарибян, Ян Ши. Письма в ЖЭТФ, .24, вып.5, 269 (I976)

4. Р.Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М., I950.

5. В.А.Базылев, В.И.Глебов, Э.И.Денисов, Н.К.Жеваго, А.С.Хлебников. Письма в ЖЭТФ, .24, вып.7, 406 (I976).

NON-LINEAR DEPENDENCE OF THE TRANSITION RADIATION ENERGY NEAR THE ABSORPTION EDGES OF MATTER ON THE ENERGY OF THE MOVING CHARGED PARTICLES

V.A.ARAKELIAN

Radiophysics and Electronics Institute
of Academy of Science of Armenian SSR

Abstract

It is well known that more and more hard transition radiation quanta are emitted when the energy of the moving particles increases as a result of which the total transition radiation energy increases linearly with the energy of the ultrarelativistic charges. However, in certain frequency intervals this dependence may become non-linear. For instance, as it is shown by Garibian and Yang(Pisma v Zhurn. Exp. i Teor.Fiz.,24,269, 1976) at frequencies for which the pair production process dominates this dependence is quadratic. In this work the X-ray transition radiation energy dependence near the absorption edges is studied. The role of the absorption ability of the matter in the transition radiation production is estimated.

New Developments on Transition Radiation Detectors Using Superconducting Granules*

Luke C.L. Yuan

Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973

Introduction

The general principle of transition radiation detectors (TRD) using superheated superconducting granules has been brifely described in the accompanying paper entitled "Review of Experimental Works" in the present proceedings. As was mentioned previously in the review paper, by raising slightly either the temperature or the magnetic field to above that of the critical temperature, T_c or the critical magnetic field, H_c, the type I superconducting granules would still remain in the superconducting state which becomes a metastable state and is called the superheated superconducting state. If a relativistic charged particle incident on such a granule which is located in a colloidal suspension has imparted to it an energy that is above the threshold energy (for state flipping) of the granule then it would flip to the normal state. The threshold energy of a granule is a function of the square of its radius r, whereas the energy loss of a charged particle due to ionization is linearly proportional to the radius r. The size of the granule can be pre-determined to be such that its threshold energy is slightly above the ionization loss of a relativistic charged particle. Then the traversal of the charged particle through such a granule would not affect the superconducting state of the granule unless a

*Work supported by the joint auspices of the U.S. Energy Research and Development Administration in collaboration with the U.S. National Science Foundation.

transition x-ray radiation is emitted at the surface of the granule by the traversing particle and the x-ray transition radiation is immediately absorbed either in total or partially by the metallic granule causing it to flip to the normal state. It is well known that the total intensity of the x-ray transition radiation is linearly proportional to the Lorentz factor γ of the traversing particle,[1,2] the number of granules flipped would also be a measure of γ as has already been proven experimentally.[3]

Thus unlike the conventional transition radiation detector where the self absorption effect of the radiators as well as the comparatively large ionization loss effect in the x-ray detectors are the primary factors which strongly limit the accuracy and the efficiency for the determination of γ[4]. In the case of superconducting granules serving as transition radiation detectors, each granule serves both as an x-ray detector and as a radiator with close to 100% detection efficiency.

Methods of Detection

We have successfully investigated three different methods of detection and in at least two of which we could easily detect the flipping of one single granule from the superconducting state to the normal state. A brief description of these methods is as follows:

1) Frequency Measuring Method

A colloidal suspension of superconducting granules such as tin or indium granules suspended in wax or in other light material is inserted in a coil of inductance L shunted by a capacitor of capacitance C, forming a resonance circuit driven by a high frequency source, such as a tunnel diode oscillator. The coil is placed in a relatively weak but uniform magnetic field, H. The number of granules which change state due to the conversion of transition radiation produced

by the traversal of a charged particle can be determined by measuring the change in the resonance frequency of the LC circuit. (Fig. 1.) When the granules are in the superconducting state the frequency is higher than in the normal state, owing to the well known Meissner effect, i.e. the exclusion of the magnetic field H from the superconducting granules. The first experiment on the transition radiation effect employing superheated superconducting granules was carried out successfully by means of this method,[4] in the 10 GeV electron beam at DESY, Hamburg, Germany. The sensitivity of this was rather low in the DESY experiment. Subsequently, by adopting a frequency sensitizer which has a frequency measuring sensitivity of $\sim 10^{-4}$ c/sec, it is possible to increase the sensitivity of this frequency measuring method by several orders of magnitude. Such arrangement would make it possible to measure the flipping signal of the granules due to the traversing of a single charged particle. However, the cost of the frequency sensitizer is quite high and the measuring equipment involved is rather cumbersome to render it impractical for large area detector applications.

2) SQUID Method

By using a pick up coil surrounding the superconducting granule colloidal suspension which is coupled to the probe of a SQUID (superconducting quantum interference device) to detect the minute change in magnetic field of the flipped granules due to the Meissner effect, it is possible to detect the flipping of a single granule within a coil of 1 cm in diameter (see Fig. 2). The SQUID essentially makes use of a Josephson junction for measuring very sensitive changes in magnetic field. When a charged particle traverses such a suspension an appreciable number of granules, say n, would be flipped due to transition radiation, then the size of the signal pulse would be approximately n times the pulse height of a single flipping granule. However, owing to the relatively high cost

of the SQUID and special shielding requirements this method is probably not best suited for a large area detector system.

3) Pulse Method with Low Noise Amplifier System

This method is the direct detection of the voltage pulse induced in a pick-up coil by the penetration of the flux in the granule when it flips. An advanced coupling method has been developed which greatly decreases the noise level of the amplifer system by adding a pre-coupling transformer immersed in liquid helium together with the pick-up coil and kept in the liquid helium temperature. It was thus possible to increase the low noise amplifier detection sensitivity by more than two orders of magnitude, and it enables such a system to detect the flipping of a single granule inside a 1 cm-diameter coil which is a desirable and practical dimension for a large area detector system. A schematic diagram of such an amplifier system is shown in Fig. 3. Fig. 4 shows a typical pulse signal at the output of such an amplifier system due to the flipping of a single granule inside a coil of 1 cm in diameter. Similar to the pulse signal described in 2) the resultant pulse due to the simultaneous flipping of n granules caused by transition radiation would be n times larger.

Owing to the much lower cost and the simplicity of the amplifier detection method, this system is being pursued preferably over the other two methods of detection for the development of a practical large area transition radiation detector.

More recent tests carried out at the DESY 5 GeV electron synchrotron had verified the much increased sensitivity of the various detector systems mentioned above for the flipping of the grains by individual high energy electrons. The granule size ranged from ~7 to 64μm and the size of the coil varied from ~ 3 mm to 1 cm in diameter.

Most significantly, we have placed two independent granule suspensions and associated coils at various relative positions with respect to each other in the electron beam, and only when the two coils were in line along the beam did we obtain a coincidence signal from the two coils signifying the occurrence of grain flipping in the two coils simultaneously by the passage of a single electron.

Thus from the results of our recent investigations, we have demonstrated the feasibility and a promising approach for developing an ideal high energy TR detector for practical usage. There is, however, a great deal of development work that needs to be done, such as the optimization of the sampling coil design to further improve the signal to noise ratio of the amplifier, the uniformity of response over the area of the coil, the optimization of the transformer coupling, the fabrication of grains with uniform size and shape, the determination of the threshold energy of the grains, investigation of matrix design for a large area TR detection system etc. All of these investigations are currently in progress and are being carried out jointly by a collaboration between a Brookhaven group and a group at the Laboratoire de Physique des Solides at Orsay, France. The Brookhaven group consists of L.C.L. Yuan, H. Uto, G.F. Dell, V. Radeka, R. Chase; the Orsay group consists of G. Waysand and C. Valette.

References

1. G.M. Garibyan, JETP (USSR) 37, 527 (1959; Soviet Physics JETP 10, 372 (1960).

2. L.C.L. Yuan, C.L. Wang, H. Uto and S. Prünster, Phys. Letters 31B, 603 (1970).

3. A.K. Drukier, C. Valette, G. Waysand, L.C.L. Yuan and F. Peters, Lettere Al Nuovo Cimento 14, 300 (1975).

4. L.C.L. Yuan, Review of Experimental Works on Transition Radiation, Proceedings of the 1st International Conference on Transition Radiation, Erevan, Armenia SSR, 1977.

Figure Captions

Fig. 1. Schematic diagram of frequency measuring method.

Fig. 2. Schematic diagram of SQUID measuring device.

Fig. 3. Diagram of pulse amplifier method.

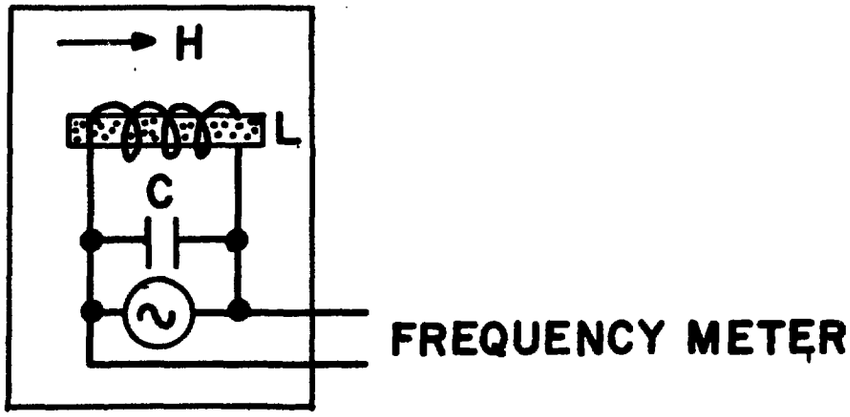


Fig. 1

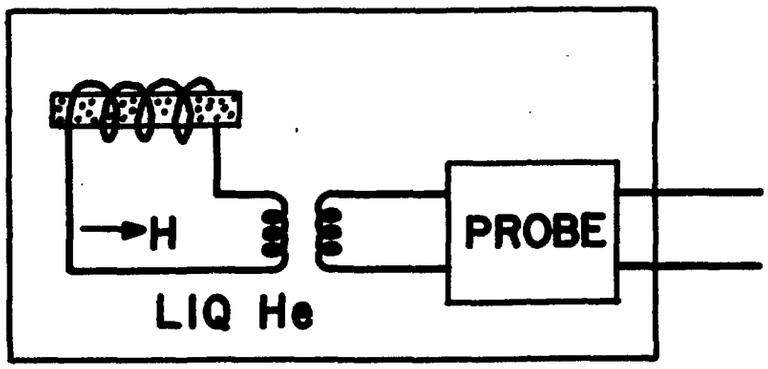


Fig. 2

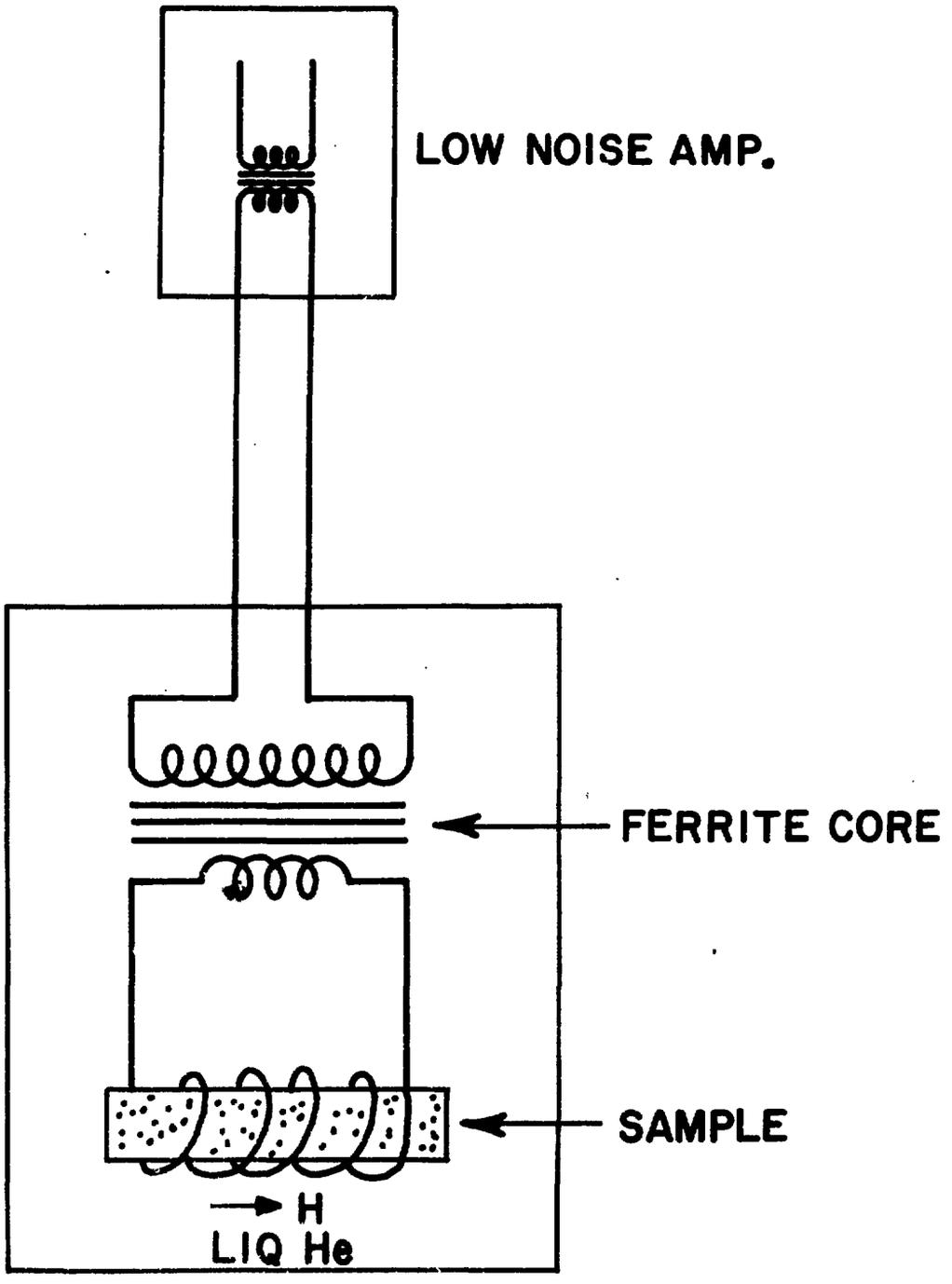
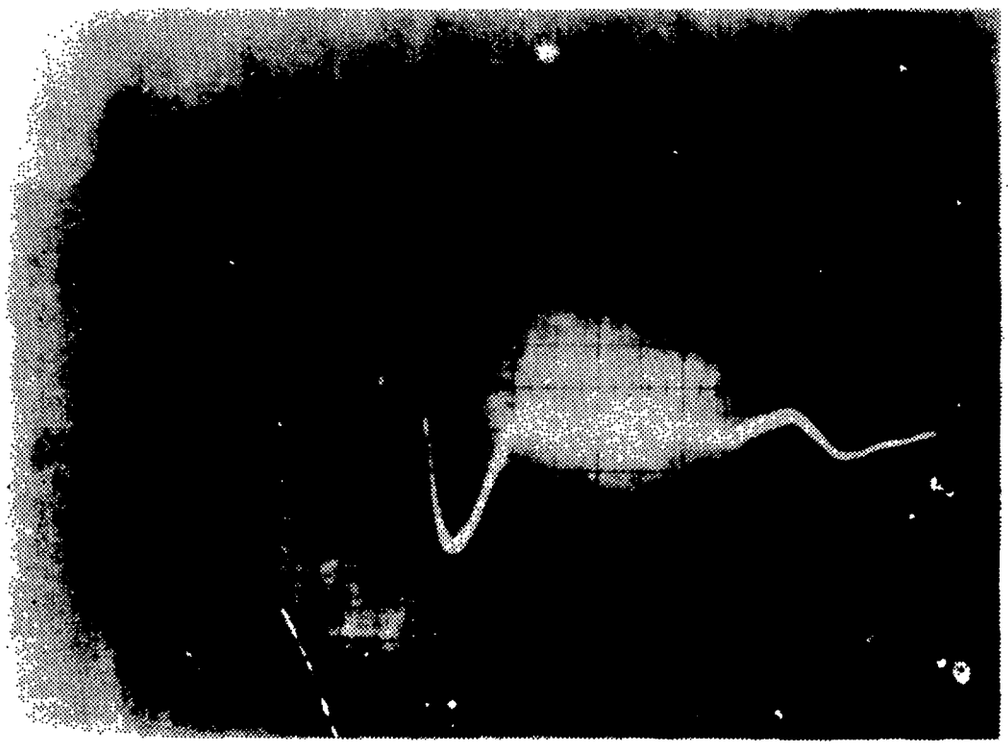


Fig. 3



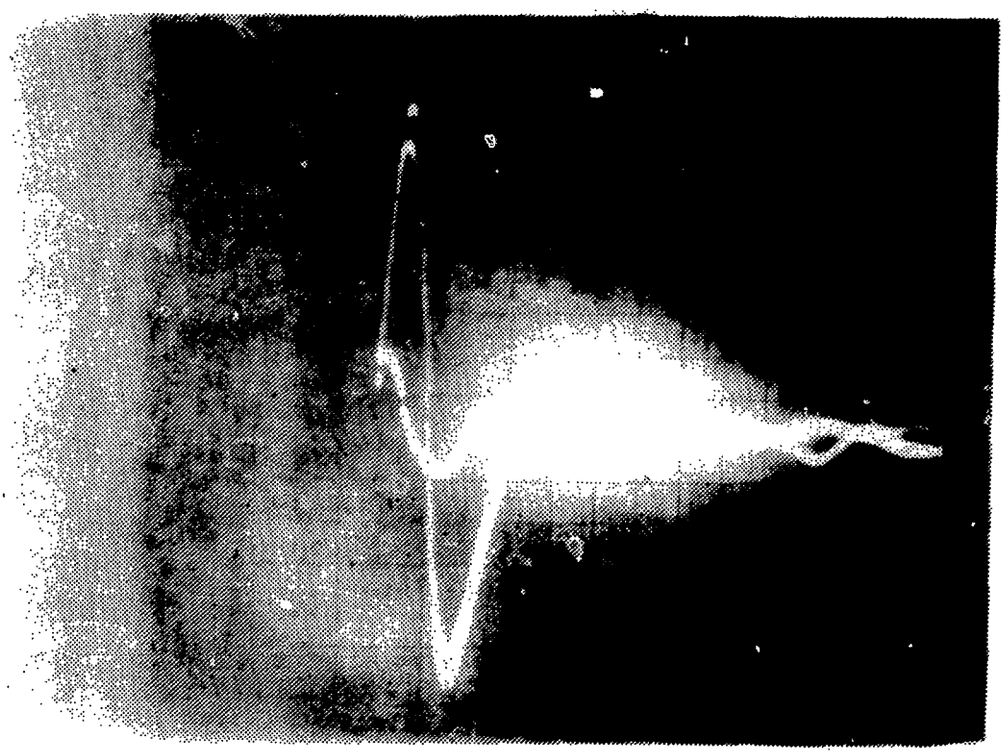


FIG. 4

DETECTION OF INDIVIDUAL RELATIVISTIC ELECTRONS USING THE SUPERHEATED SUPERCONDUCTING COLLOID

A. K. DRUKIER

Laboratoire de Physique des Solides
Universite Paris Sud, Centre d'Orsay
91 Orsay, France

ABSTRACT

Transition radiation emitted when an individual electron passes through the Superheated Superconducting Colloid (SSC) was detected. The preliminary analysis shows that:
a) the detection of individual electrons is possible; the detection efficiency rises with energy faster than linearly for 1 GeV $\leq$ E $\leq$ 5 GeV
b) the TR signal/ionization is better than five for a few GeV electrons. The use of the SSC detector to discern between electrons and hadrons is suggested. The extrapolation of our results shows that a relatively thin, 3 cm of SSC, i.e. about 10 g/cc, transition radiation detector should have almost 100% efficiency for detection of electrons with energy higher than 1 GeV, whereas the probability to observe the comparable signal is below 10^{-4} for heavier particles.

Introduction

Almost thirty years ago Ginzburg and Frank predicted[1] that a radiation is produced when a charged particle passes through the interface between two media with different dielectric constants. The important characteristic of transition radiation (TR) is that the total energy of the emitted X-rays is at least linearly dependent upon the Lorentz factor, $\gamma = (1-\beta^2)^{-0.5}$ of the particle. It has been suggested and demonstrated experimentally[2] that it is feasible to use the TR for the detection and identification of ultrarelativistic particles. The resolution of TR detectors increases with energy, contrary to all other particle identification methods currently in use whose resolution decreases with increasing energy. The sandwich type TR detectors developed in Brookhaven[2a] is adopted by some Cosmic-rays and high energy experiments. The effects of the self-absorption of the radiatior foils(which makes impossible the use of high atomic number materials) and the low efficiency of the multiwire proportional chamber detectors for the detection of low energy X-rays are the principal limiting factors of such a design. Furthermore, the lengths of radiators are considerable; the minimal spacing between foils (formation zone in air) is about one mm for electrons with energy of 1 GeV and hundreds of foils are necessary. In sandwich design the TR signal/background is about one and many modules have to be used to eliminate the ionization energy fluctuations. We proposed[3] and tested[4] the superheated superconducting colloid as a possible transition radiation

detector. Such TR detectors posses the most important characteristic that the radiators serve also as detector with very high efficiency for detecting X-ray photons.

The SSC as Transition Radiation Detector

For a type 1 superconductors such as In,Sn,Ta,Tl and Hg, there exists a superheated state in which the metal remains superconducting above the critical firld H_c(at the temperature below T_c) and the superheating field H_{sh} at which an irreversible transition to the normal state occurs. However, the superheating in bulk material is difficult to maintain, because of the presence of defects on which the normal state easily nucleates. When a bulk superconducting material is broken into small spherical grains of a few microns in size, these grains can remain in a metastable (superheated) state quasiinfinitely, i.e. until some external perturbation energy causes them to become normal. We can prepare the grains with flipping energy thresholds of 1 KeV/grain and a few MeV/grain. Under the irradiation by energetic charged particles the transition of individual grains to normal state has been observed[5]. The effect can be ascribed to local heating caused by the particle.

In the medium consisting of such metalic grains embedded in paraffin wax, a relativistic charged particle transversing the interface between the paraffin wax and grain emits tran - sition radiation which would be absorbed in the neighboring grains. Since the density of metallic granules is very high and if their size is larger than the formation zone, both emis-

sion and the absorption of transition radiation X-rays is exceedingly efficient. Furthermore, the ionization loss of a relativistic electron in tin is about 1.25 KeV/μm, whereas the photoelectrons created by absorption of TR lose 3 KeV/μm at 40 KeV and 6 KeV/μm at 15 KeV. Thus, the flipping threshold of grains (a function of the size and the applied magnetic field) can be adjusted so that the superheated state is not affected by the ionization loss energy, but it would be flipped into the normal transition radiation. The number of grains which change the state is a function of the Lorentz factor of the particle, since the energy spectrum of TR and the probability of photon emission is a function of γ . Thus, it would only be necessary to measure the number of grains, ΔN which change state in order to determine γ of the particle. ΔN can be determined in a first method by measuring the change in the resonance frequency of an LC circuit, L being the induc - tance of a pick-up coil surrounding the SSC sample. When the grains are in the superconducting state the frequency is higher than in the normal state, owing to the Meissner effect, i.e., the exclusion of the magnetic field from the superconductor. A second method is the direct detection of the voltage induced in a pick-up coil by the penetration of the magnetic flux in in the grain when it flips.

An experiment on such effects have been carried out at the electron synchrotron DESY, Hamburg. We used electrons with energy up to 6.5 GeV. The experimental arrangement is shown in Fig.1. The SSC sample is immersed in a helium bath at about 1.3 ^{o}K and placed in a d.c. magnetic field of a few hund-

red Gauss provided by Helmholz coils. The helium cryostat (ca. 1 mm of steel) is placed in an electron beam which is defined by a four-fold scintillation detector telescope. The size of the beam-defining counting area is 16 mm^2, and the beam flux is monitored with all measurements normalized to it.

We used the samples with Sn grains of small diameter (one averaging 5 μm, the other 3.4 μm) both embedded in a paraffin wax cylinder, 3 mm in diameter and 10 mm long. The filling factor of the grains was about 10%. The frequency change was monitored. The results are shown in Fig.2 where the frequency change per 10^5 electrons is plotted as a function of the energy for different magnetic fields. The analysis of these results[4] shows that:

a) number of grains flipped is roughly proportional to the total energy of emitted X-ray range photons,
b) the total intensity of the TR is a linear function of the electrons' energy for $E_e < 2$ GeV,
c) above 2 GeV the TR signal is proportional to square of E_e (see fig.3),
d) the TR/background is about ten, i.e. the SSC can be made unsensitive to ionization losses of electrons.

The observed quadratic dependence of the TR signal upon the electrons' energy and the good TR signal/background are highly encouraging. The extrapolation of our results permits to expect that TR detector can:

a) differentiate between electrons and hadrons in a few GeV energy range,

b) discern π vs. p at FNAL energies,

c) measure the energy of electrons with a precision of a few percent for $E_e > 20$ GeV.

Unfortunately, the frequency change method is too slow and not sensitive enough to be usefull in high energy experiments (but can be used in Cosmic-rays). In the second series of experimens, DESY 76, we measured the TR of individual electrons using a highly sensitive, fast electronics which permits to detect the change of state of a single grain[6].

Individual Electrons Detection Using the SSC

To detect the change of state of single grains we use the Meissner effect, i.e. the expulsion of magnetic field from superconductor. The electromotoric force is generated shortly after the change of state of a single grain in a pick-up coil. The magnetic flux penetrates a single grain in a time given by

$$t = (\pi/4) \cdot \sigma \cdot d^2 \qquad (1a)$$

where σ is the electrical conductivity of the grain in its normal state and d is the grain diameter. For example, we observed that this time is shorter than 200 nsec for a Hg grain 20 μm in diameter. Thus the EMF generated in a pick-up coil consisting of a single turn of diameter D is:

$$\Delta V = 10^{-8} \cdot \phi \cdot H \simeq 10^{-8} \cdot (d/D) \cdot (H/\sigma) \qquad (1b)$$

where H is in Gauss, σ is in ESU and ΔV is in volts. The (d/D) factor accounts for the fact that only a part of the mag-

netic field lines cross the pick-up coil when a grain changes the state. In practice, the signal before amplification is a few microvolts. Obviously, it increases in the case of multi-turn pick-up but the signal to noise ratio does not improve. If the characteristic time of the electronics used to amplify the signal is much larger than the time in which magnetic field penetrates into a single grain, than

$$\Delta V \simeq 10^{-8} \cdot (d^3/D) \cdot (H/t_{\text{electronics}}) \qquad (1c)$$

In our experiment we detected in coincidence the signal due to a single, relativistic electron in two electrically independent pick-up coils (see Fig.4). We used low noise preamplifiers designed by R.Chase, which are a modification of the preamplifiers currently in use in liquid argon detectors. The typical coincidence signal is shown in Fig.5; the signal to noise ratio is about seven.

Our sample consisted of the 99.999% pure Sn grains embedded in a paraffin wax. Grains+paraffin have been placed in the teflon tube (ϕ_{ext}= 1.5 mm) about 20 mm long. Both pick-up coils have been 0.8 mm wide and spaced some 2 mm one from another. The average diameter of grains was $17 \pm 1 \mu$m and the size distribution is shown in Fig.6. Please notice, that even though the number of bigger grains, say $d > 30 \mu$m, is only 10%, they account for about 36% of the grain surface and 50% of the grains' volume. Thus the biggest part of the TR radiation will be emitted when relativistic electrons cross the grains with $15 \mu m < d < 30 \mu$m, but these photons will be absorbed in bigger

grains, say $20\,\mu m < d < 40\,\mu m$. The filling factor of grains was $35 \pm 5\%$ and was established by the precise density measurement.

We measured the probabilities P_1 and P_2 that at least one big grain is flipped inside the coils (1) and (2), respectively. Futhermore, the coincidence signal P_{12} had been monitored. Unfortunately, due to the small diameter of the sample, the signal from the scintillators can not be used for normalization. However, we can use the first coil as a gate. Then $P_{12}/P_1 \simeq P_2$, where P_2 is the probability to flip at least one big grain in the volume of the SSC sample "seen" by pick-up coil (2). Obviously, if $P_{12} \simeq P_1 \cdot P_2$ and as the electronics of the two channels is similar, then one expects that $P_{12}/P_2 \simeq P_{12}/P_1$ which was confirmed during the experiment. We make sure that there is no cross-talk between the coils if the beam is off. The results are shown in Fig.7. The data for $E_e > 2.5$ GeV have been obtained during a run when the noise was relatively high, and the uncertainty for these data is probably higher than the statistical error plotted in Fig. 7.

The data show that the probability, $P_1 \simeq P_2$, rises with electrons energy. Most importantly, our results show that the relativistic electrons can be detected with about 100% efficiency, when a 4 cm thick SSC sample is used as TR detector ($\min_{E_e}(P_{12}/P_1) \simeq 2.1\%$ for SSC 0.8 mm thick). We should like to point out that the efficiency of TR detector can be considerably higher than suggested by Fig.7. First, during our run the noise level was exceedingly high, and we had to use the electronics threshold which had been equivalent to the de-

tection of only those grains which have the diameter of at least 30μm. Thus about 50% of the photons were absorbed inside smaller grains which flip but are not detected. Furthermore, the sample we used are crudely made in the sense that the thermodynamic properties of the grains are not homogeneous. We knew from other experiments[5] that the probability to change the state of a grain in such an unhomogenous sample is

$$P_f \simeq \exp -(E_{th}/E_{lost}) \tag{2a}$$

where E_{lost} is the energy lost inside of a grain, and the energy threshold is

$$E_{th} \simeq 4/3\ p\pi\ .\ C_v(T)\ .\ r^3\ .\ (H_{sh}-H)/(dH_{sh}/DT) \tag{2b}$$

where $C_v(T)$ is the specific heat of a superconductor and r is a grain radius. $(H_{sh}-H)$ we used was relatively large, ca. 20 Gauss, and the energy threshold for grain flipping was over 150 keV. Thus only a small part of the low energy TR photons was detected. Actually, by proper selection of grains, it should be possible to prepare the collections of grains with diameter of ca. 20μm and energy threshold between 30 keV/grain and 50 keV/grain. For the grains of a given size, the TR signal/background and the TR signal can be optimalized by proper choice of E_{th}[4]. Furthermore, the number of emitted photons is proportional to the number of the crossed grains, which is given by

$$N \simeq (3/\pi)\ .\ \alpha\ .\ 1/r \tag{3}$$

where α is the filling factor and 1 is the thickness of the

SSC sample. For example, with our sample $\alpha \simeq 35\%$, $l \simeq 0.8$mm $r \simeq 8.5\mu$m and N=32. With further improvement in electronics which should allow the detection of single, smaller diameter, say 15 μm, and with better grain selection we hope to obtain the detection efficiency of an order of magnitude better than during this run.

We should like to point out that in this experiment the background was due to bremsstrahlung and not due to ionization (see also [4]). The energy loss of a few GeV electrons is saturated due to density effect and is 1.25 keV/μm in tin, i.e. the average energy lost in grains with diameter of 30μm is about 26 keV. Thus, the probability to change the state of a single grain due to ionization is

$$P_{ionization} < N \exp - (E_{th}/E_{lost}) \simeq 0.1\% \qquad (4a)$$

and

$$P_{TR}/P_{ionization} \simeq \begin{matrix} 21 \text{ at } 1 \text{ GeV} \\ 50 \text{ at } 5 \text{ GeV} \end{matrix} \qquad (4b)$$

Thus using the SSC sample in which at least three grains flip due to the transition radiation (thickness about 3 cm for electrons with energy of 5 GeV), the rejection of heavier particles better than 10^{-4} is expected.

I would like to thank Drs.C.Valette and G.Waysand for the collaboration in development of SSC as particle detector. The experiments described in this paper have been performed in collaborations with the above and Drs.R.Chase, L.C.L.Yuan, F.Peters.

References

1) V.L.Ginzburg, I.M.Frank, Zh.Eksper. Teor.Fiz. 26 (1946) 15.

2) L.C.L.Yuan, 1973 Int. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, p.334-347.

A.I.Alikhanian, ibid. p.350-355.

J.Oostens et al. Phys.Rev.Letters, 19 (1967) 541

S.Prunster et al. Phys.Letters, 28B (1968) 47

A.Bomberger et al. ibid. 43B (1973) 153.

H.Uto et al. Nucl.Instr. and Meth. 97 (1971) 389

V.Radeka et al. ibid 133 (1976) 525

M.L.Cherry et al. ibid. 115 (1974) 141

J.Fischer et al. ibid. 127 (1975) 525

R.Bosshard et al. ibid. 130 (1975) 365

3) A.K.Drukier, unpublished 1973

4) A.K.Drukier et al. Proc.of 14th Conf.of Low Temperature Phys. Otaniemi, p.278-283, Letter al Nuovo Cimento 14 (1975) 300. Nucl.Instr. and Meth. to be published

5) C.Valette, Ph.D thesis, Orsay 1971.

A.K.Drukier, Ph. D thesis, Kobenhavn 1972

A.K.Drukier, C.Valette, Nucl.Instr. Meth. 105 (1972) 285

A.K.Drukier, C.Valette, G.Waysand, Proc.of 5th Int.Conf.on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati 1973,p.441

6) R.Chase et al. Proc.2nd ISPRA Nuclear Electronics Symposium, Stressa 1975 p.39-32.

Figure Captions

Fig.1 The experimental arrangement of DESY experiments.

Fig.2 Change in frequency $\Delta\nu$ due to transition radiation emitted by high energy electrons traversing the SSC is plotted vs. the electrons' energy:

a) Sn grains of 5 μm in diameter in fields of 300 G and 330 G, respectively.

b) Sn grains of 3.4 μm in diameter in fields of 300 G and 330 G, respectively.

Fig.3 Change in frequency vs.the square of electrons' energy:

1) $\phi \simeq 3.4\,\mu m$, $E_{th} \simeq 8$ keV,

2) $\phi \simeq 5.0\,\mu m$, $E_{th} \simeq 12$ keV,

3) $\phi \simeq 3.4\,\mu m$, $E_{th} \simeq 12$ keV.

Fig.4 The electronics of DESY 76 experiment.

Fig.5 The typical coincidence signal.

Fig.6 The grains' size distribution:

a) number of grains vs. size,

b) volume of grains vs size.

Fig.7 The probability to flip at least one "big" grain as a function of energy for the SSC sample 0.8 mm thick.

366

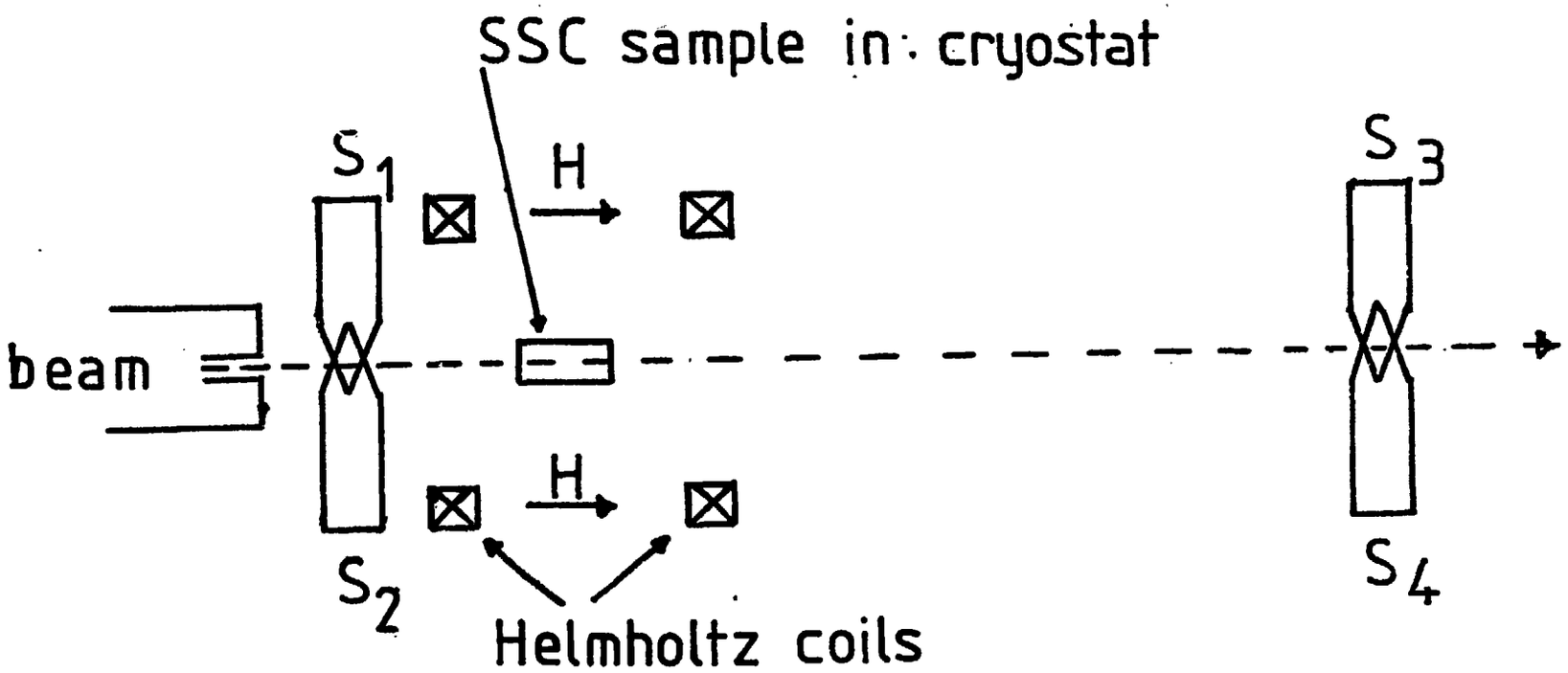


Fig.1

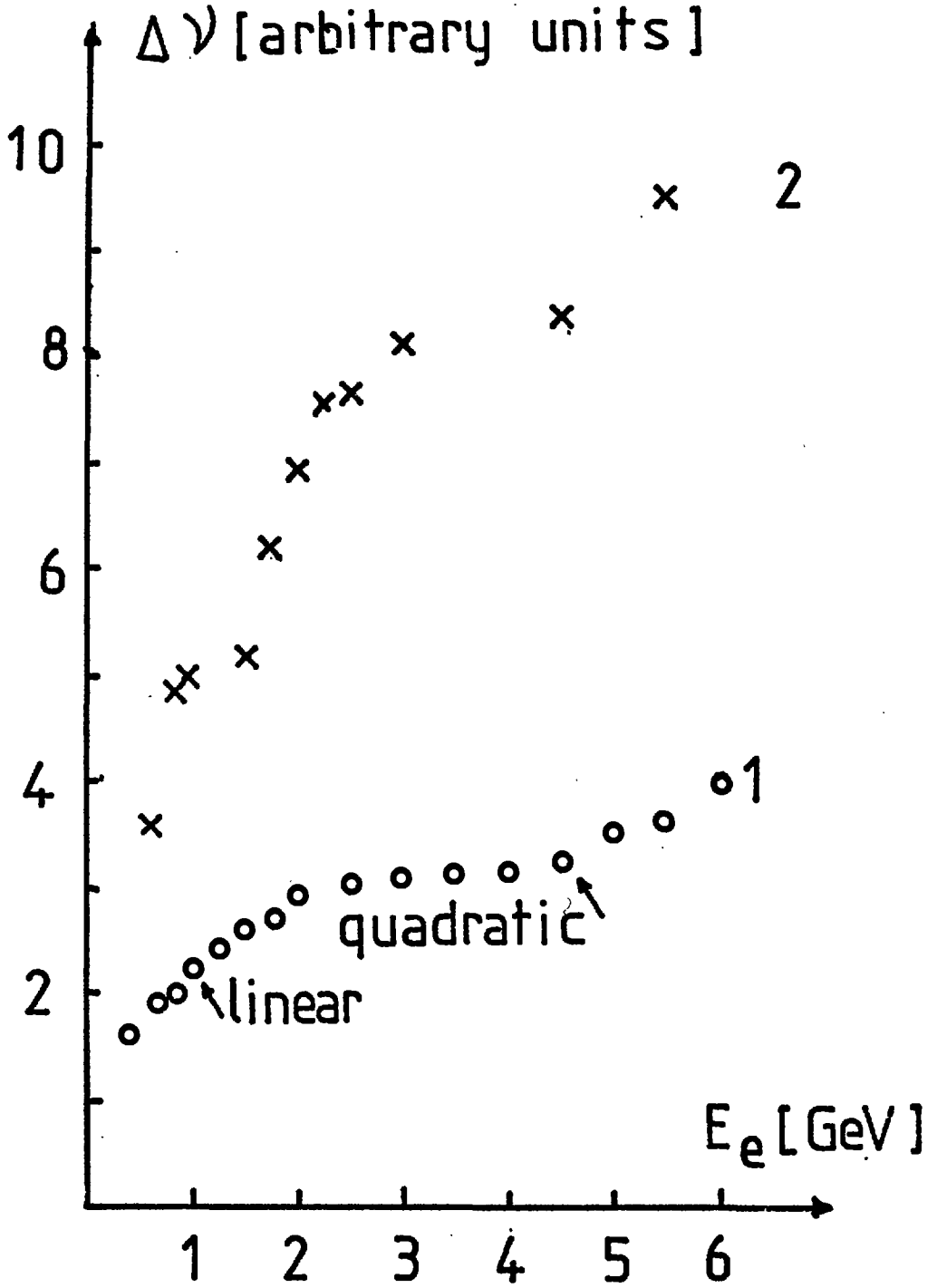

Δν [arbitrary units]
10
8
6
4
2
2
1
quadratic
linear
E_e [GeV]
1
2
3
4
5
6

Fig. 2a

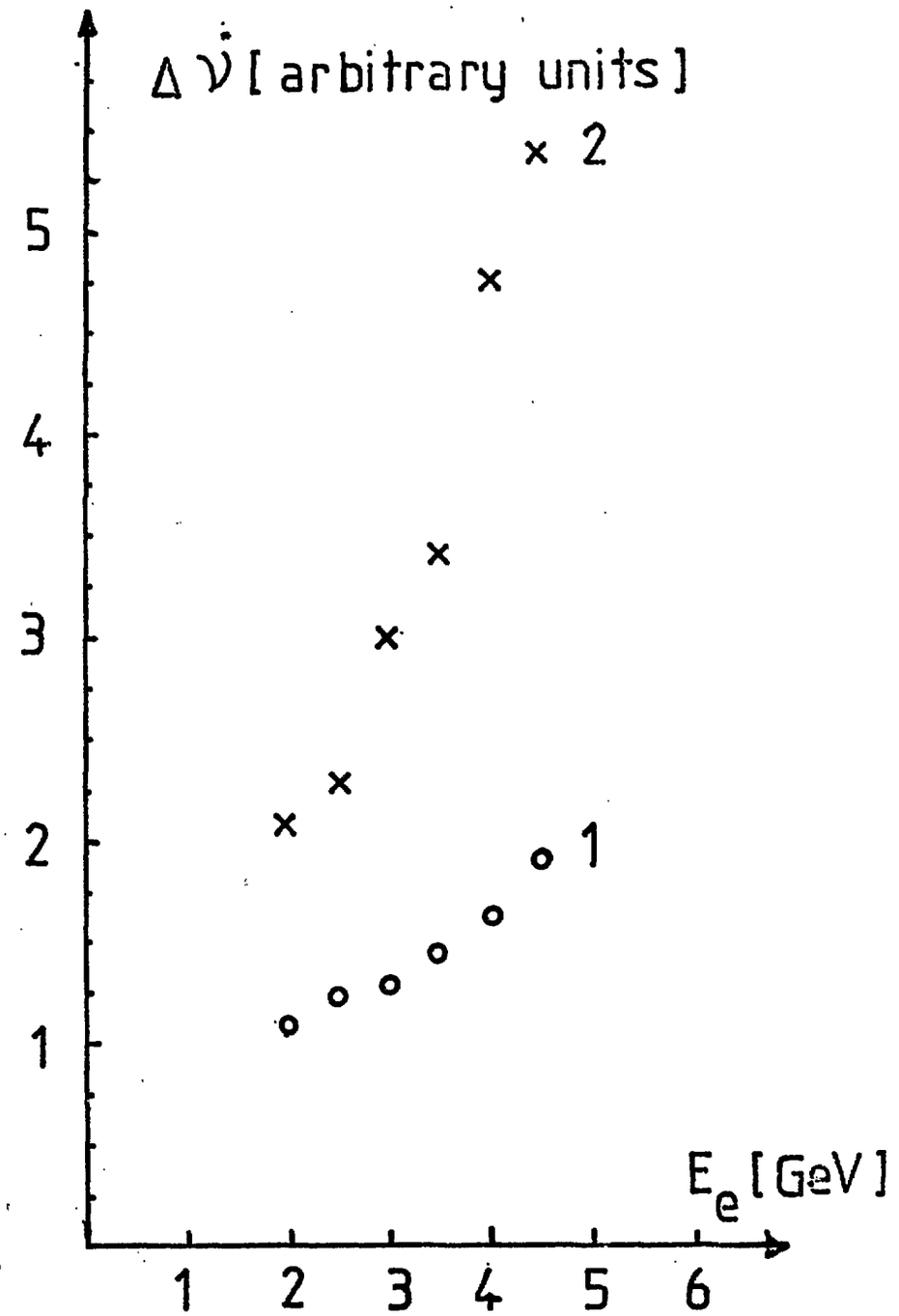


Fig. 2b

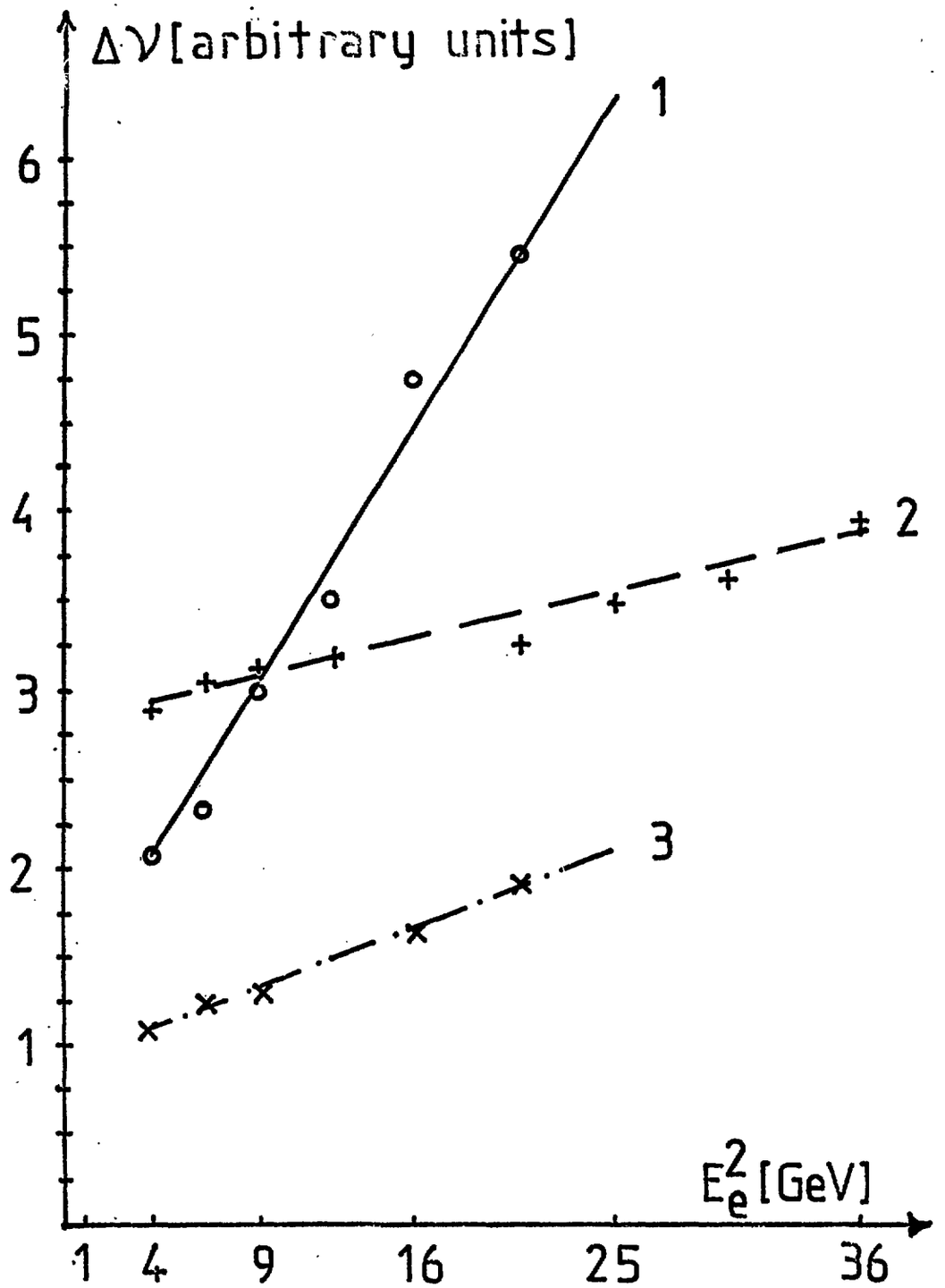


Fig. 3

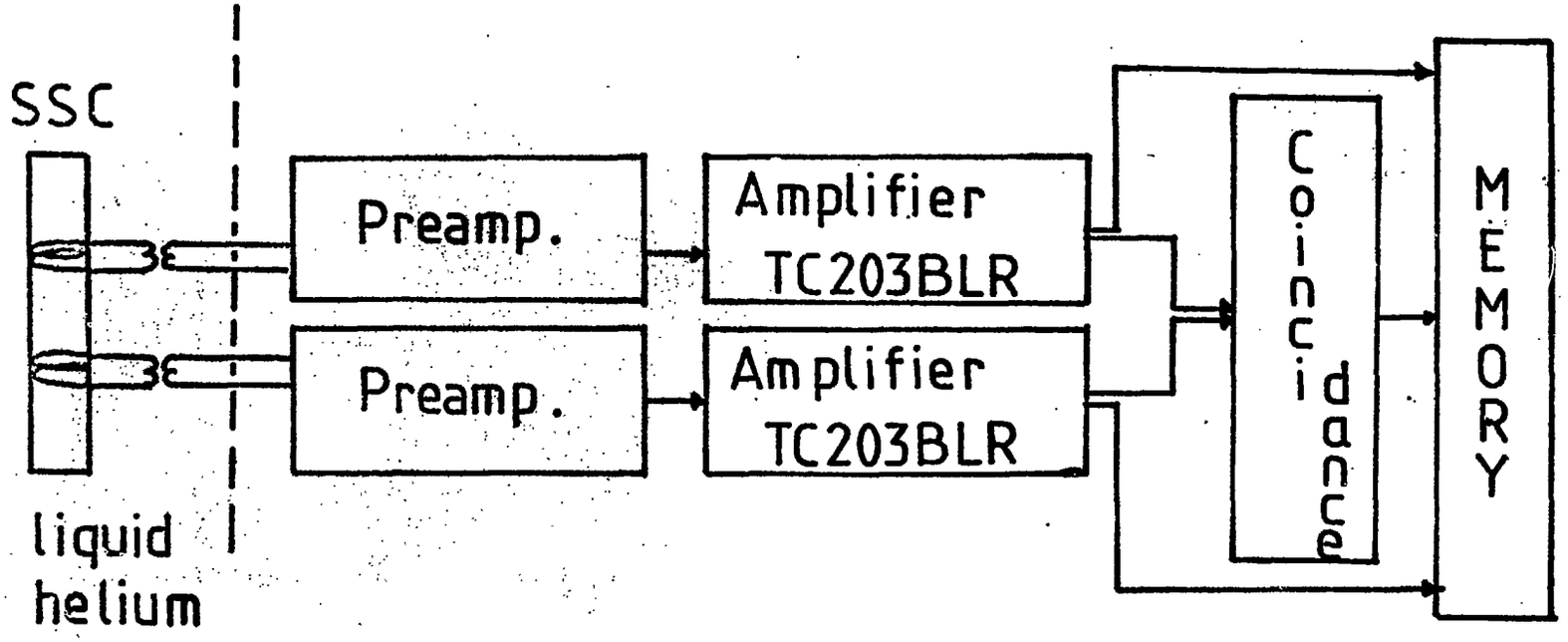

SSC
Preamp.
Preamp.
Amplifier
TC203BLR
Amplifier
TC203BLR
Coincidance
MEMORY
liquid
helium

Fig.4

Fig.5

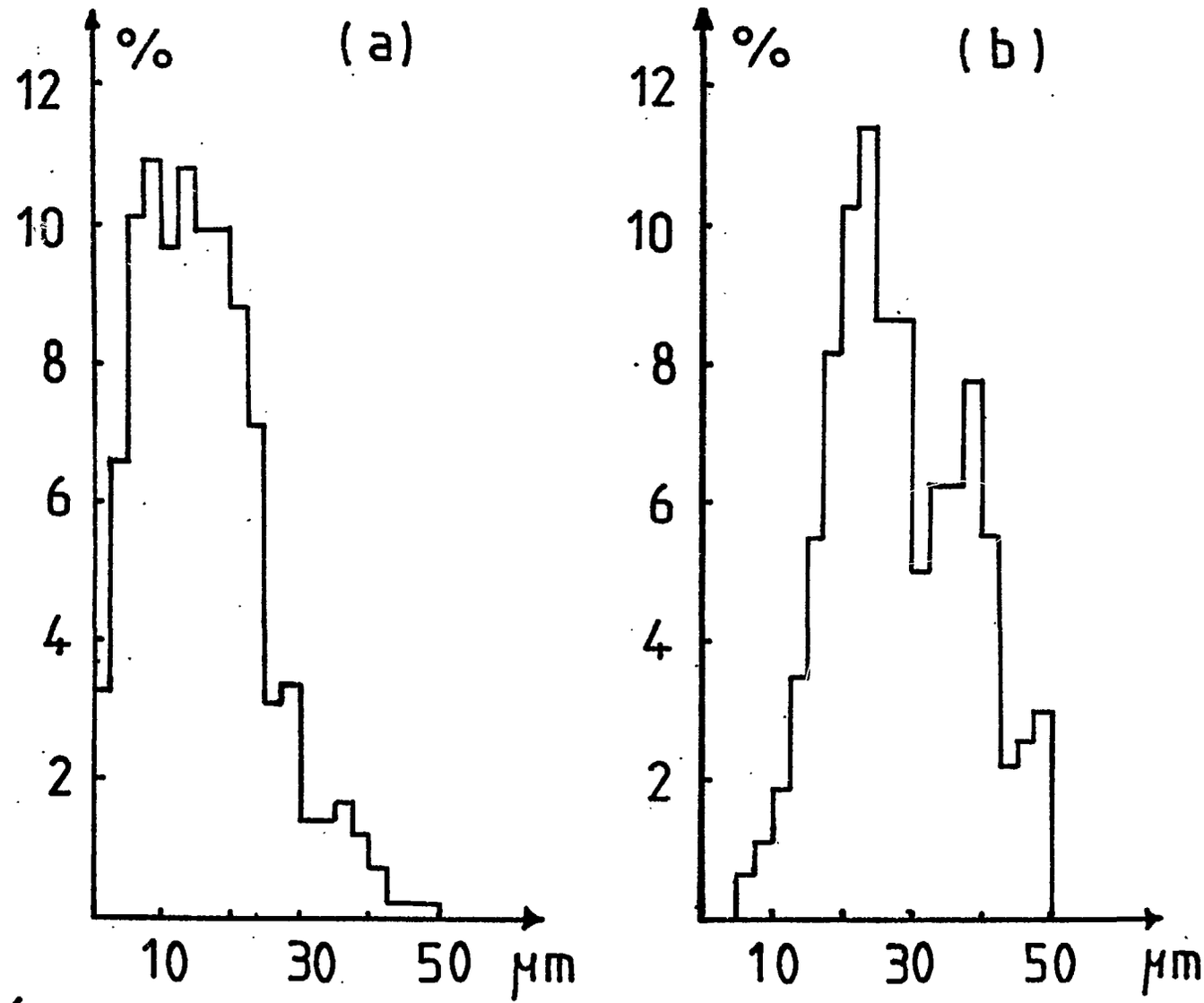


Fig.6

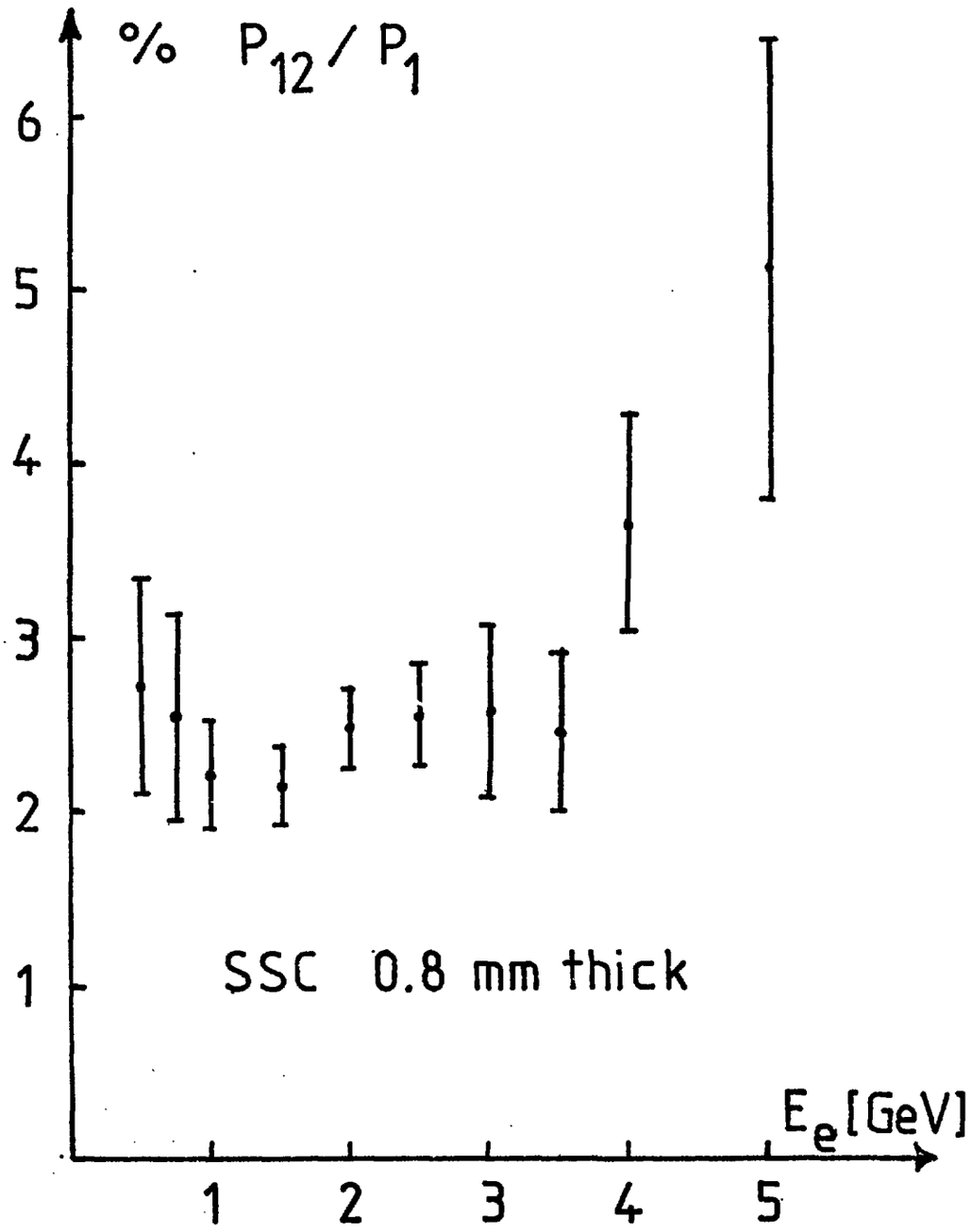


Fig. 7

ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ГРАНУЛАХ

Л.А.ВАРДАНЯН, Г.М.ГАРИБЯН, ЯН ШИ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Согласно работе [I] при прохождении заряженной частицы через малые оловянные гранулы наблюдается квадратичная зависимость интенсивности рентгеновского переходного излучения от лоренц-фактора заряда. Это явление авторы указанной работы объясняют влиянием многократного рассеяния заряда. В настоящей работе вычислена интенсивность рентгеновского переходного излучения с учетом многократного рассеяния и показано, что в условиях эксперимента [I] влияние многократного рассеяния не может привести к квадратичной зависимости.

Для создания детекторов элементарных частиц высоких энергий недавно Друкье, Юань и др. [I] осуществили эксперимент, в котором была реализована оригинальная идея использования перегретых сверхпроводящих гранул олова в качестве генераторов и детекторов рентгеновского переходного излучения (РПИ). С этой целью в ковый цилиндр диаметром 3 мм и высотой IO мм был равномерно заполнен сферическими гранулами с радиусами $\gamma \approx 2.5$ мк (или I.7 мк в другом варианте). Гранулами было заполнено IO% объема цилиндра.

Нетрудно подсчитать, что расстояние между центрами гранул $\approx$ 9 мк и их примерно 10^8 штук в образце. Сумма геометрических поперечных сечений гранул, находящихся в цилиндрике, равна 300 площадям основания цилиндра. Следовательно, заряд, проле-

тевший через весь цилиндр параллельно его оси, должен в среднем пересечь 300 гранул. Поэтому можно вместо задачи с гранулами рассматривать прохождение заряда через 300 пластин из олова с расстояниями между ними $\sim$ 30 мк.

Однако при этом надо иметь в виду, что пролет заряда через сферу эквивалентен пролету через пластину только в том случае [2], если $c\gamma/\omega \ll \tau$ (γ - лоренц-фактор заряда). Физически это условие означает, что размер фурье-компоненты поля заряда с частотой ω должен быть много меньше радиуса сферы. Если в качестве ω взять 10 кэв, то получим $\gamma \ll 10^5$.

Заметим также, что как с точки зрения генерации, так и поглощения РПИ совершенно безразлично в каком состоянии - нормальном или сверхпроводящем - находятся оловянные гранулы.

Учитывая коэффициенты поглощения излучения в воске и олове нетрудно убедиться, что кванты с энергией $\gtrsim$ 10 кэв поглотятся в олове, а с энергией $\gtrsim$ 100 кэв - выйдут из цилиндра без поглощения. Таким образом, можно грубо считать, что в оловянных гранулах поглотится РПИ в интервале энергий от 10 до 100 кэв.

В работе [1] было наблюдено изменение резонансной частоты контура с индуктивностью и емкостью, в который был помещен цилиндр, при пролете через него быстрых электронов. Это изменение может быть обусловлено поглощением РПИ в гранулах, в результате чего часть их переходит в нормальное состояние. Согласно [1] при $\gamma \lesssim 4.10^3$ изменение резонансной частоты линейно зависит от γ, а в области $\gamma \sim 10^4$ эта зависимость квадратичная.

В работе [1] было высказано предположение, что квадратич-

ная зависимость от γ обусловлена влиянием многократного рассеяния на образование РПИ. Чтобы проверить это, вычислим спектры излучения, образуемого быстрой частицей в оловянной пластине с толщиной, например, 3 мк, помещенной в вакуум. По сравнению с реальными условиями, имеющимися в цилиндре, мы не учитываем восковой среды и считаем, что излучение в пластинах (гранулах) происходит независимо друг от друга. Последнее предположение, как показывают оценки величин зон формирования в воске, можно считать правдоподобным, а первое приводит к тому, что как число квантов, так и их зависимость от γ будут несколько завышенными.

Влияние многократного рассеяния можно учесть, воспользовавшись методикой кинетического уравнения Мигдала [3,4] . В случае полубесконечной среды это было сделано в работе [5] (см. также [6]).

Усредненная по всем возможным траекториям заряда формула для частотного спектра полного излучения, образованного ультрарелятивистским зарядом в пластине выведена в работе [7] (формула (30)). С помощью этой формулы мы произвели соответствующий численный расчет.

На рис.I тонкие сплошные кривые дают полное излучение. Штриховые кривые соответствуют тормозному излучению, образуемому на длине пути 3 мк в бесконечной среде [3] . Толстые сплошные кривые дают разность этих кривых, т.е. полный краевой эффект в излучении, состоящий из переходного излучения и краевого эффекта в тормозном излучении. Пунктирные кривые соответствуют обычному переходному излучению (без учета многократного рассеяния), образуемому в пластине [8] . В области

частот $\omega \lesssim$ 40 кэв толстая, тонкая и пунктирная кривые сливаются, т.е. полное излучение в пластине совпадает с переходным, а последнее дает полный краевой эффект в излучении.

На рис.2 кривая I получена в результате численного интегрирования в интервале I0÷I00 кэв спектров для полного излучения (см.рис.I). Зависимость этой кривой от γ может быть аппроксимирована как $\gamma^{0.48}$ (в интервале $\gamma = 10^3 \div 10^4$). Так как в работе [I] измерялось именно полное излучение, испущенное и поглощенное в гранулах, то наблюденную зависимость нельзя объяснить влиянием многократного рассеяния на образование РПИ.

На рис.2 дана также кривая 2 для иллюстрации свойств полного краевого эффекта, полученная в результате численного интегрирования в значительно более широком интервале частот, а именно, в интервале от I0 до $\sim q\gamma^4$ кэв спектров рис.I для полного краевого эффекта в излучении. Видно, что в области $\gamma = 10^3 \div 10^4$ эта кривая зависит от γ линейно, а в области больших γ - факторов эта зависимость постепенно становится квадратичной.

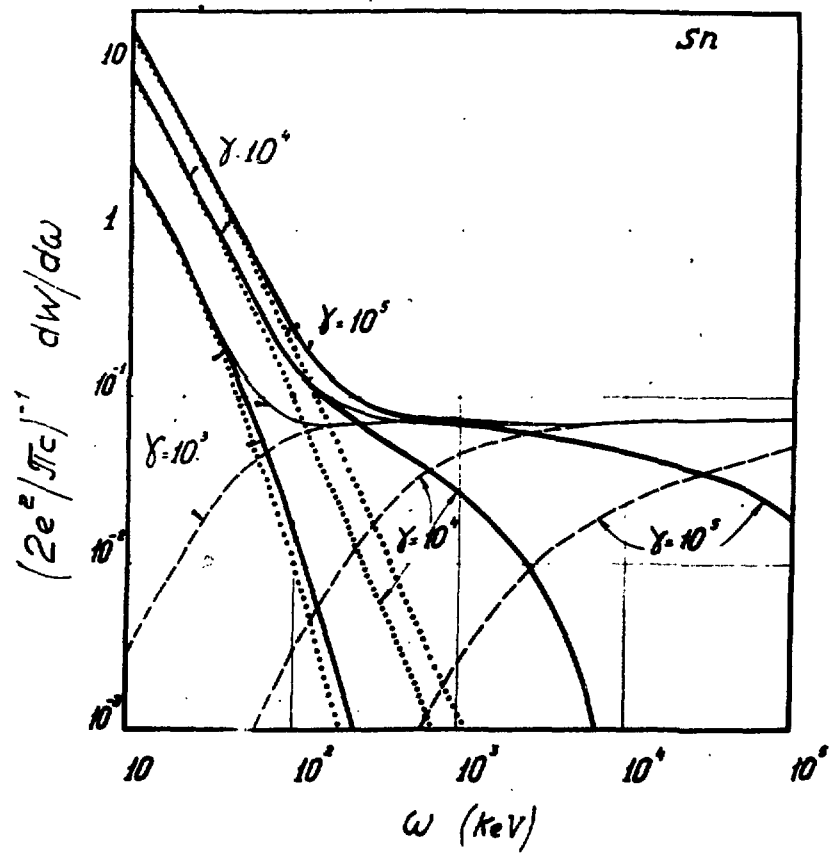

Sn
10
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
$(2e^2/\pi c)^{-1}\ d\omega/d\omega$
$\gamma \cdot 10^4$
$\gamma = 10^5$
$\gamma = 10^3$
$\gamma = 10^4$
$\gamma = 10^5$
10
10^2
10^3
10^4
10^5
ω (keV)

Рис.I

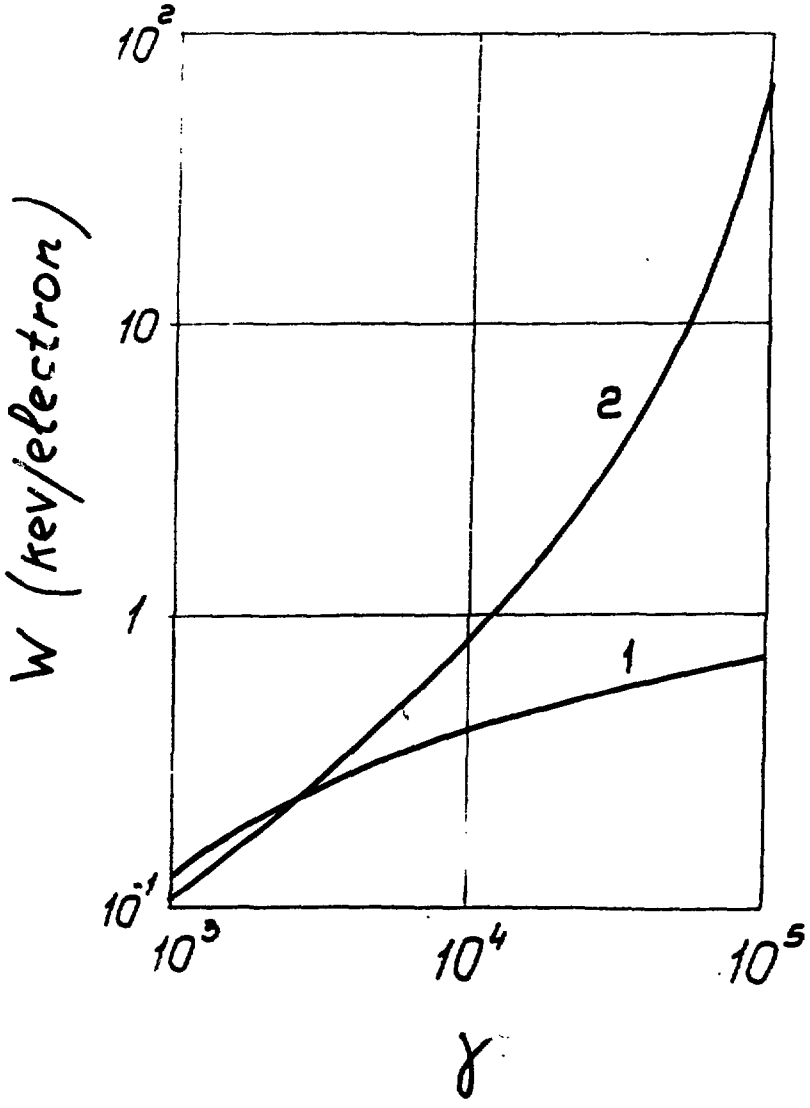


Рис.2

Подписи к рисункам

Рис.I Расчетный дифференциальный спектр излучений, образуемых в оловянной пластине толщиной 3 мк при различных значениях γ -фактора заряда (цифры на кривых).

Рис.2 Зависимость полной энергии излучения в интервале 10÷100 кэв, образованного в оловянной пластине толщиной 3 мк от γ - фактора заряда (кривая I).
Та же зависимость, но для полного краевого эффекта в излучении (кривая 2).

ЛИТЕРАТУРА

I. A.K.Drukier,C.Valette,G.Waysand,L.C.L.Yuan,F.Peters, Lett.al Nuovo Cimento, 14, 300 (1975)

2. Г.Г.Бахшян,Г.М.Гарибян, Ян Ши . Астрофизика, 9,37I (I973) (см.там же, II, I6I (I975)).

3. А.Б.Мигдал. ДАН СССР, 96, 49 (I954)

4. И.И.Гольдман. ЖЭТФ, 38,I866 (I960)

5. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 39, 332 (I960)

6. В.Е.Пафомов. ДАН СССР, I33, I3I5 (I960)

7. Г.М.Гарибян,Ян Ши. ЖЭТФ, 70, I927 (I976)

8. Г.М.Гарибян. Изв. АН СССР, сер.физич.,36,754 (I962).

G.M.GARIBIAN,L.A.VARDANYAN, C.YANG

THE INFLUENCE OF MULTIPLE SCATTERING ON RADIATION PRODUCED IN METALLIC GRANULES

Yerevan Physics Institute,Armenia,USSR

Abstract

According to the work a quadratic dependence of X-ray transition radiation intensity on the particle Lorentz-factor is observed when the particle passes through small tin granules and this fact is ascribed to the multiple scattering effect. In this work it is calculated the intensity of this radiation taking into account the multiple scattering and shown that for the condition of the experiment the influence of multiple scattering cannot result in such a dependence.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРА В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Ф.А.КОСТАНЯН[ж], О.С.МЕРГЕЛЯН[жж], Р.М.РАХМАТУЛЛАЕВ[жж]

ж) ИРФЭ АН Арм.ССР, Апаран

жж) Андижанский педагогический институт Уз.ССР

Наличие собственной частоты у источника переходного излучения представляет известный интерес с точки зрения практических приложений как в физике высоких энергий для целей регистрации заряженных частиц в ондуляторах с диэлектрическим заполнением, так и для целей генерирования микроволн. В предлагаемой работе рассмотрено излучение источника, обладающего собственной частотой излучения, как при его движении в безграничной оптически активной среде, так и возникающее при пересечении им плоской границы раздела вакуума и активной среды. Получены точные выражения для полей ондуляторного и переходного излучения в оптически активной среде, а также исследованы особенности излучения при малых значениях параметра гирации $\gamma << 1$. Подробно рассмотрены особенности поляризации полей излучения для случаев, когда колебания осциллятора происходят параллельно поступательной скорости его движения и перпендикулярно к ней.

Излучение источников, обладающих собственной частотой, представляет большой интерес с точки зрения практических приложений для диагностики оптических параметров среды по поляризации излучения, для генерации излучения с заданными поляризационными свойствами и т.д. В данной работе рассмотрено излучение осциллятора, обладающего собственной частотой Ω в безграничной оптически-активной среде, а также переходное излучение, возникающее на плоской границе такой среды с вакуумом.

Получены точные выражения для полей излучения в обоих случаях, которые затем проанализированы для малых значений параметра гирации, а также и для случаев осцилляций в поперечных и в продольных направлениях относительно скорости поступательного движения источника.

I. Точные выражения для полей в оптически-активной среде

а) Поле источника в безграничной оптически-активной среде.

Пусть источником поля является заряд q , движущийся по закону

$$\vec{r}(t) = \vec{v}t + \vec{\ell}\cos\Omega t\,, \qquad v = v_z \tag{I}$$

в среде, характеризуемой диэлектрической проницаемостью ε и параметром гирации γ , причем поле и индукция электрического поля в такой среде связаны соотношением

$$\vec{\mathcal{D}}(\vec{\kappa},\omega) = \varepsilon\,\vec{E}(\vec{\kappa},\omega) + i\frac{\gamma}{\kappa}[\vec{\kappa}\vec{E}]. \tag{2}$$

Поле рассматриваемого источника в такой среде имеет вид:

$$E(\vec{r},t) = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \int \vec{E}_s(\vec{\kappa})\, e^{i(\vec{\kappa}_s\vec{r} - \omega t)}\, d\kappa_x\, d\kappa_y\, d\omega, \tag{3}$$

где

$$\vec{\kappa}_s = \hat{e}_x\kappa_x + \hat{e}_y\kappa_y + \hat{e}_z\frac{\omega_s}{v}\,,$$

$$\vec{E}_s(\vec{\kappa}) = \frac{i\alpha_s}{2\pi^2\varepsilon}\cdot\frac{(\kappa_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2})(\frac{\omega\vec{v}_s}{c^2} - \vec{\kappa}_s) + \frac{\omega^4}{c^4}\gamma^2\frac{\kappa_z}{\kappa_s^2} + \frac{i\gamma\omega^3}{\kappa_s c^4}\varepsilon\,[\vec{\kappa}_s\vec{v}_s]}{(\kappa_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon)^2 - \frac{\omega^4}{c^4}\gamma^2} \tag{4}$$

$$\alpha_s = (-i)^s J_s(\vec{\kappa}_s\vec{\ell}), \qquad \omega_s = \omega + \Omega s\,.$$

Введя цилиндрическую систему координат ρ , φ , z

$$x = \rho\cos\varphi, \quad y = \rho\sin\varphi, \quad z = z \tag{5}$$

и интегрируя по K_x и K_y, для S - компоненты поля в волновой зоне получим:

$$\vec{E}_s(\vec{r},t) = \int \frac{e^{i(\frac{\omega_s}{v}z - \omega t)}}{\sqrt{2\pi i\,\frac{\omega}{v}\rho}} \left\{ \vec{A}_s^{+} e^{i\frac{\omega}{v}\xi_s^{+}\rho} + \vec{A}_s^{-} e^{i\frac{\omega}{v}\xi_s^{-}\rho} \right\} d\omega$$

$$\vec{A}_s^{\pm} = (\vec{A}_{1s}^{\pm} \pm i\vec{A}_{2s}^{\pm}) \qquad n_{1,2}^2 = \varepsilon \pm \gamma = n^2 \pm \gamma$$

$$\xi_s^{\pm 2} = \beta^2 n_{1,2}^2 - \frac{\omega^2}{\omega}$$

$$\vec{A}_{1s}^{\pm} = \frac{\alpha_s^{\pm}}{\sqrt{\xi_s^{\pm}}} \left(\frac{\omega V_s^{\pm}}{c^2} n_{1,2}^2 - \vec{K}_s^{\pm} \right) \frac{1}{n_{1,2}^2} \qquad \alpha_s^{\pm} = \alpha_s(K_s = K_s^{\pm}) \qquad \vec{V}_s^{\pm} = V - \frac{\Omega s \vec{\ell}}{\vec{K}_s^{\pm}\vec{\ell}} \tag{6}$$

$$\vec{A}_{2s}^{\pm} = \frac{\alpha_s^{\pm}}{\sqrt{\xi_s^{\pm}}} \frac{1}{n_{1,2}} [\vec{K}_s^{\pm}\ \vec{V}_s^{\pm}]$$

$$\vec{K}_s^{\pm} = \frac{\omega_s}{V}\hat{e}_z + \frac{\omega}{V}\xi_s^{\pm}(\hat{e}_x\cos\varphi + \hat{e}_y\sin\varphi) \ .$$

Отсюда видно, что

$$\vec{A}_{1s}^{\pm}\ \vec{A}_{2s}^{\pm} = 0 \ , \qquad |\vec{A}_{1s}^{\pm}| = |\vec{A}_{2s}^{\pm}| \tag{7}$$

т.е. излучаются волны правой и левой круговой поляризации. Излучение имеет место при выполнении условий $\xi_s^{\pm 2} > 0$ и распространяется под углами $\theta_s^{\pm}$ к оси z, равными

$$\theta_s^{\pm} = \arccos\left[\frac{\omega_s}{\omega}\,\frac{1}{\beta n_{1,2}}\right], \quad \beta = \frac{V}{C} \ . \tag{8}$$

Спектральный состав излучения определяется неравенствами

$$\frac{\Omega|S|}{1+\beta n_{1,2}} \leq \omega \leq \frac{\Omega|S|}{1-\beta n_{1,2}}; \quad \beta n_{1,2} < 1 \qquad (9)$$

$$\frac{\Omega|S|}{1+\beta n_{1,2}} \leq \omega \leq \omega_{гер}^{max}, \qquad \beta n_{1,2} > 1$$

для гармоник с отрицательными S, и

$$\frac{\Omega S}{\beta n_{1,2}-1} \leq \omega \leq \omega_{гер}^{max}, \qquad \beta n_{1,2} > 1 \qquad (10)$$

- для гармоник с $S > 0$.

В неравенствах (9)-(10) $\omega_{гер}^{max}$ - максимальная частота излучения Вавилова-Черенкова для данных β и $n_{1,2}$. Гармоника $S = 0$ описывает излучение Вавилова-Черенкова равномерно движущегося в оптически-активной среде заряда.

Для исследования поляризации излучения рассмотрим раздельно случаи $\vec{\ell} \parallel \vec{v}$ и $\vec{\ell} \perp \vec{v}$.

В первом случае $\vec{\ell} = \hat{e}_z \ell_z$, $\vec{V} = \hat{e}_z V$, $\vec{v}_s = \frac{\omega}{\omega_s} V \hat{e}_z$, и амплитуды полей излучения записываются в виде

$$\vec{A}_s^{\pm} = -\frac{\omega}{v}\sqrt{\xi^{\pm}}\frac{\alpha_s^{\pm}}{n_{1,2}^{\pm}}\left\{\left(\hat{e}_\rho - \hat{e}_z \frac{\omega}{\omega_s}\xi_s^{\pm}\right) \pm i\hat{e}_\varphi \frac{\omega}{\omega_s}\beta n_{1,2}\right\}. \qquad (11a)$$

Во втором случае, когда $\vec{\ell} = \hat{e}_x \ell_x + \hat{e}_y \ell_y$, имеется излучение двух типов, каждое из которых, в свою очередь, содержит по две волны правой и левой поляризации. Вектор поляризации излучения первого типа описывается формулами, аналогичными (11а), в которых, как и выше, гармоника $S = 0$ описывает излучение равномерно движущегося заряда:

$$ {}_1\vec{A}_s^{\pm} = -\frac{\omega}{v}\sqrt{\xi_s^{\pm}}\,\frac{\alpha_s^{\pm}}{n_{1,2}^2}\left\{\left[\hat{e}_\rho\left(\beta^2 n_{1,2}^2\,\frac{1}{\xi_s^{\pm 2}}\,\frac{\Omega S}{\omega}+1\right)-\hat{e}_z\,\frac{1}{\xi_s^{\pm}}\left(\beta^2 n_{1,2}^2-\frac{\omega_s}{\omega}\right)\right]\pm \right. $$

$$ \left. \pm i\,\hat{e}_\varphi\,\beta n_{1,2}\left(1+\frac{\Omega S\omega_s}{\omega^2\xi_s^{\pm 2}}\right)\right\}, \qquad \text{(II б)} $$

Вектор поляризации излучения второго типа имеет вид:

$$ {}_2\vec{A}_s^{\pm} = -\frac{\Omega S}{c n_{1,2}}\,\frac{\alpha_s^{\pm}\,\mathrm{tg}\,\varphi_1}{(\xi_s^{\pm})^{3/2}}\left\{\hat{e}_\varphi\,\beta n_{1,2}\pm i\left[\hat{e}_z\,\xi^{\pm}-\hat{e}_\rho\,\frac{\omega_s}{\omega}\right]\right\} \qquad \text{(II в)} $$

Из последней формулы видно, что излучение это имеет место при $S \neq 0$ (и, конечно, $\Omega \neq 0$, то есть оно отсутствует в поле равномерно движущегося заряда) и является излучением магнитного момента, индуцируемого при движении электрического осциллятора в случае $\vec{\ell} \perp \vec{v}$. Угол φ_1 в этой формуле – это угол между $\vec{\ell}$ и $\vec{\rho}$: $\varphi_1 = \varphi + \varphi_0$, где φ_0 – угол между $\vec{\ell}$ и осью x.
Если направить ось x вдоль $\vec{\ell}$, то $\varphi_0 = 0$, и $\varphi_1 = \varphi$.

б) Поле переходного излучения в оптически активной среде

Предположим теперь, что оптически активная среда занимает область $z \geq 0$ и плоскость $z = 0$ является границей раздела ее с вакуумом.

Поля переходного излучения в среде будем искать в виде

$$ \vec{E}_s'(\vec{r},t) = \int e^{i(\vec{\varkappa}\vec{\rho}-\omega t)}\left(\vec{E}_{1s}\,e^{i\lambda_1 z}+\vec{E}_{2s}\,e^{+i\lambda_2 z}\right)dK_x\,dk_y\,d\omega, $$

$$ \vec{E}_s''(\vec{r},t) = \int \vec{E}_s'\,e^{(\vec{\varkappa}\vec{\rho}-\lambda z-\omega t)}\,dK_x\,dk_y\,d\omega, \qquad \text{(I2)} $$

где $\vec{E}_s'$ - S -я компонента поля излучения в активной среде, а $\vec{E}_s''$ - компонента поля в вакууме.

В формулах (I2)

$$\lambda = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa^2} \quad , \quad \lambda_{1,2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} n_{1,2}^2 - \varkappa^2} \quad , \tag{I3}$$

Используя граничные условия, находим выражения для фурье-компонент полей $\vec{E}_{1,2\,S}$, из которых следует, что поля излучения в активной среде имеют две поляризованные по кругу составляющие, вращающиеся в противоположных направлениях.

Далее вводим сферическую систему координат R , Θ , φ и интегрируем получающиеся из (I2) выражения по K_x и K_y методом перевала.

Поле переходного излучения принимает вид

$$\vec{E}_s'(\vec{r},t) = -\frac{\beta\cos\Theta}{\pi R\sin\Theta}\iint\left[\frac{\alpha_s^+ F_{1s}}{\Delta_1} e^{i\frac{\omega}{c}n_1 R_+} \frac{\alpha_s^- F_{2s}}{\Delta_2} e^{i\frac{\omega}{c}n_2 R}\right] d\omega, \tag{I4}$$

где

$$\vec{F}_{1,2\,s} = \vec{F}_{1,2\,s}' + i\,F_{1,2\,s}'' \quad , \tag{I5}$$

$$\Delta_{1,2} = n_{2,1}\left(\lambda^\pm + \tilde{\lambda}_{1,2}\right)\left(\cos\Theta + n_{1,2}\lambda^\pm\right) + \left(\lambda^\pm + n_{1,2}\cos\Theta\right)\left(\tilde{\lambda}_{1,2} + n_{2,1}^2\lambda^\pm\right), \tag{I6}$$

$$n_{1,2} = \sqrt{\varepsilon \pm \gamma}$$

$$\lambda^\pm = \sqrt{1 - n_{1,2}^2\sin^2\Theta} \quad , \tag{I7}$$

$$\tilde{\lambda}_{1,2} = \sqrt{n_{2,1}^2 - n_{1,2}^2\sin\Theta} \quad . \tag{I8}$$

$$\alpha^{\pm}_{s} = (-i)^{s} J_{s}(\vec{K}_{s}^{\pm}\vec{\ell})\,\frac{q}{v} \qquad (19)$$

$$\vec{K}_{s}^{\pm} = \hat{e}_{z}\frac{\omega_{s}}{v} + \frac{\omega}{c} n_{1,2}\sin\theta(\hat{e}_{x}\cos\varphi + \hat{e}_{y}\sin\varphi)\,. \qquad (20)$$

Для более детального исследования полей введем обозначения

$$\eta_{1,2} = \varepsilon\cos^{2}\theta \mp \gamma\sin^{2}\theta\,, \qquad \Delta^{\pm} = \frac{\omega^{2}}{c^{2}} n_{1,2}\Delta_{1,2}$$

$$K_{1,2s} = \left[\frac{\omega_{s}^{2}}{\omega^{2}} + \beta^{2} n_{1,2}^{2}\sin\theta\right]^{1/2}, \qquad (21)$$

$$\xi_{1s}^{\pm} = \left[\frac{\omega_{s}^{2}}{\omega^{2}} - \beta^{2}(1 - n_{1,2}^{2}\sin^{2}\theta)\right]^{-1},$$

$$\xi_{2s}^{\pm} = \left[\left(\frac{\omega_{s}^{2}}{\omega^{2}} - \beta^{2} n_{1,2}^{2}\cos^{2}\theta\right)\left(\frac{\omega_{s}^{2}}{\omega^{2}} - \beta^{2}\tilde{\lambda}_{1,2}^{2}\right)\right]^{-1}$$

и рассмотрим раздельно случаи, когда $\vec{\ell} \parallel \vec{V}$ и $\vec{\ell} \perp \vec{V}$.
В первом случае

$$\vec{F}_{1,2s} = \tilde{\Delta}_{1,2s}\left(\hat{e}_{\theta} \pm i\,\hat{e}_{\varphi}\right), \qquad (22)$$

где

$$\tilde{\Delta}_{1,2s} = \xi_{2s}^{\pm}\left\{\frac{1}{\varepsilon} n_{2,1}(\lambda^{\pm} + \tilde{\lambda}_{1,2})\left[\left(\frac{\omega_{s}^{2}}{\omega^{2}} - \beta^{2}\eta_{1,2}\right)\left(\varepsilon\lambda^{\pm}\frac{\omega_{s}}{\omega} - \right.\right.\right.$$

$$- \beta^{2}\varepsilon^{2}\lambda^{\pm}\frac{\omega}{\omega_{s}} - \beta n_{1,2}^{2}\sin\theta) + \frac{1}{K_{1,2s}^{2}}\beta^{4}\gamma^{2}(\beta n_{1,2}^{2}\sin^{2}\theta -$$

$$\left.\left. - \varepsilon\lambda^{\pm}\frac{\omega}{\omega_{s}}K_{1,2s}^{2})\right] \mp \gamma\frac{\omega}{\omega_{s}}\beta^{4} n_{1,2}^{2}\left(n_{2,1}^{2}\lambda^{\pm} + \tilde{\lambda}_{1,2}\right) \times \qquad (23)$$

$$\left.\times\left(\frac{\omega_{s}}{\omega} + \beta\lambda^{\pm}\right)\sin^{2}\theta\right\} + \xi_{1s}^{\pm} n_{2,1}(\lambda^{\pm} + \tilde{\lambda}_{1,2})\left[\beta n_{1}^{2}\sin^{2}\theta - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega}{\omega_{s}}\lambda^{\pm}\left(\frac{\omega_{s}^{2}}{\omega^{2}} - \beta^{2}\right)\right]$$

Таким образом, каждая гармоника S излучается в виду двух поляризованных по кругу в противоположных направлениях волн.

Во втором же случае, когда $\vec{\ell} \perp \vec{v}$, амплитуды полей переходного излучения записываются в следующем виде:

$$\vec{F}_{1s} = \left\{ \Delta_1' \left(\hat{e}_\theta + i \hat{e}_\varphi \right) + \Delta_1'' \left(\hat{e}_\varphi + i \hat{e}_\theta \right) \right\},$$

$$\vec{F}_{es} = \left\{ \Delta_2' \left(\hat{e}_\theta - i e_\varphi \right) + \Delta_2'' \left(\hat{e}_\varphi - i \hat{e}_\theta \right) \right\}, \qquad (24)$$

где

$$\Delta_1' = \frac{n_2}{\varepsilon} \left(\lambda^+ + \tilde{\lambda}_1 \right) \left\{ \xi_{2s}^+ \left[\left(\frac{\omega_s^2}{\omega^2} - \beta^2 \eta_1 \right) \left(\varepsilon \frac{\omega_s}{\omega} \lambda^+ - \beta \varepsilon \frac{\Omega s}{\omega} - \beta n_1^2 \sin^2\theta - \right. \right. \right.$$

$$\left. - \beta^2 \varepsilon^2 \lambda^+ \right) + \gamma^2 \beta^4 \varepsilon \lambda^+ \left(1 - \frac{\beta n_1^2 \sin^2\theta}{\varepsilon \lambda^+ \kappa_{1s}^2} \right) \left. \right] + \xi_{1s}^+ \frac{\Omega s}{\omega} + \qquad (25)$$

$$\left. + \beta n_1^2 \sin^2\theta - \lambda^+ \left(\frac{\omega_s}{\omega} - \beta^2 \right) \right] \Big\} +$$

$$+ \gamma \xi_{2s}^+ \beta^2 \frac{1}{\kappa_{1s}} \left(\frac{\omega_s}{\omega} - \kappa_{1s}^2 \right) \left(\frac{\omega_s}{\omega} + \beta \lambda^+ \right) \left(\tilde{\lambda}_1 + n_2^2 \lambda^+ \right),$$

$$\Delta_1'' = - \frac{\Omega s}{\omega} \operatorname{tg} \varphi_1 \left\{ \gamma \beta^2 n_2 \left(\lambda^+ + \tilde{\lambda}_1 \right) \left(\beta \frac{\omega_s}{\omega} - \lambda^+ \kappa_{1s}^2 \right) \frac{\xi_{2s}^+}{\kappa_{1s}} + \right.$$

$$\left. + \left(\tilde{\lambda}_1 + n_2^2 \lambda^+ \right) \left(\frac{\omega_s}{\omega} + \beta \lambda^+ \right) \left[\xi_{1s}^+ - \xi_{2s}^+ \left(\frac{\omega_s^2}{\omega^2} - \beta^2 \eta_1 \right) \right] \right\} \qquad (26)$$

а Δ_2' и Δ_2'' получаются из Δ_1' и Δ_1'' соответственно заменой в них γ на $-\gamma$.

Из формул (24)–(26) следует, что при $\vec{\ell} \perp \vec{v}$ переходное излучение в активной среде генерируется в виде двух типов волн, амплитуды полей которых имеют вид

$$\vec{F}_{1s}^{\pm} = \Delta_{1,2}' \left(\hat{e}_\theta \pm i \hat{e}_\varphi \right),$$

$$\vec{F}_{2,s}^{\pm} = \Delta''_{1,2}\left(\hat{e}_\varphi \pm i\,\hat{e}_\theta\right). \qquad (27)$$

Излучение с амплитудами полей $\vec{F}_{1s}^{\pm}$ появляется вследствие наличия тока вдоль z и его поляризация характерна для переходного излучения в активной среде. Векторы поляризации излученных волн вращаются вокруг R в направлениях $\hat{e}_\theta \to \pm\hat{e}_\varphi$. Излучение, поле которого имеет амплитуды $\vec{F}_{2s}^{\pm}$, появляется вследствие наличия колебаний, нормальных к траектории источника, и по его поляризации (электрические векторы вращаются от $\hat{e}_\varphi$ к $\pm\hat{e}_\theta$) видно, что эта часть излучения есть не что иное, как переходное излучение индуцированного магнитного момента.

2. Свойства излучения при малых значениях параметра гирации

Для большинства оптически активных сред выполняется условие $\gamma \ll 1$. Величины, описывающие излучение, в этом случае можно разложить в ряд по степеням γ, ограничиваясь членами не выше линейных. Тогда

$$n_{1,2} = n\left(1 \pm \frac{\gamma}{2\varepsilon}\right), \quad \xi_s^{\pm} = \xi_s\left(1 \pm \frac{\gamma}{2\xi_s^2}\beta^2\right),$$

$$\xi_s^2 = \beta^2\varepsilon - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}. \qquad (28)$$

Для излучения в безграничной среде имеем:

а) в случае $\vec{\ell} = \ell_z\, e_z$:

$$\alpha_s^{\pm} = \alpha_{os} = (-i)^s J_s\left(\frac{\omega_s}{v}\ell\right)\frac{q}{v},$$

$$\vec{E}_{1s}(\vec{r},t) = \int \frac{\sqrt{-2i\frac{\omega}{v}\xi_s}}{\varepsilon\sqrt{\pi\rho}}\alpha_s e^{i\left(\frac{\omega}{v}\xi_s\rho + \frac{\omega_s}{v}z - \omega t\right)} \times$$

(29)

$$\times\left\{\left[\left(\hat{e}_\rho - \frac{\omega}{\omega_s}\frac{\xi}{\xi_s}\hat{e}_z\right)\cos\psi - \hat{e}_\varphi\frac{\omega}{\omega_s}\beta n\sin\psi\right] + i\frac{\gamma}{\varepsilon}\left[\left\{\hat{e}_\rho\left(1+\frac{1}{4}\frac{\beta^2\varepsilon}{\xi_s^2}\right) - \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - \hat{e}_z\frac{\omega}{\omega_s}\xi_s\left(1+\frac{3}{4}\frac{\beta^2\varepsilon}{\xi_s^2}\right)\right\}\sin\psi + \hat{e}_\varphi\frac{\omega}{\omega_s}\beta n\frac{1}{2}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\beta^2\varepsilon}{\xi_s^2}\right)\cos\psi\right]\right\}d\omega,$$

где

$$\psi = \frac{1}{2}\frac{\gamma}{\varepsilon}\frac{\beta^2\varepsilon}{\xi_s^2}\frac{\omega}{v}\rho.$$

Из (29) видно, что при малых γ поля в волновой зоне складываются из поля основной результирующей волны, плоскость поляризации которой вращается по кругу, и поправки к нему порядка γ, смещенной по фазе на $\frac{\pi}{2}$ и эллиптически поляризованной в противоположном направлении. Так как интенсивность поправочного поля порядка γ^2 от интенсивности основного поля, ниже мы будем выписывать лишь поля основных волн.

б) в случае $\vec{\ell} = \hat{e}_x\ell_x + \hat{e}_y\ell_y$:

$$\alpha_s^{\pm} = \alpha_{1s} = (-i)^s J_s\left(\frac{\omega}{v}\xi_s\ell_\rho\right)$$

$$_1\vec{E}_s(\vec{r},t) = \int\frac{\alpha_{1s}}{\varepsilon}\frac{\sqrt{-ei\frac{\omega}{v}\xi_s}}{\sqrt{\pi\rho}}e^{i\left(\frac{\omega}{v}\xi_s\rho + \frac{\omega_s}{v}z - \omega t\right)}\left\{\left[\hat{e}_\rho\left(\frac{\beta^2\varepsilon\Omega s}{\xi_s^2\omega}+1\right) - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \hat{e}_z\frac{1}{\xi_s}\left(\beta^2\varepsilon - \frac{\omega_s}{\omega}\right)\right]\cos\psi + \hat{e}_\rho\beta\sqrt{\varepsilon}\left(1+\frac{1}{\xi_s^2}\frac{\Omega s\omega}{\omega^2}\right)\sin\psi\right\}d\omega$$

$$\vec{E}_{2\rho}(\vec{r},t)=\int\frac{\alpha_{1s}}{\varepsilon}\,\frac{\operatorname{tg}\psi_1}{\xi_{1s}^2}\,\frac{\Omega s}{\omega}\sqrt{\frac{-2i\frac{\omega}{v}\xi_{1s}}{\pi\rho}}\;e^{i\left(\frac{\omega}{v}\xi_{1s}\rho+\frac{\omega_s}{v}z-\omega t\right)}\times$$

$$\times\left\{\beta\sqrt{\varepsilon}\cos\psi\,\hat{e}_\rho+\left(\xi_{1s}\hat{e}_z-\frac{\omega_s}{\omega}\hat{e}_\rho\right)\sin\psi\right\}d\omega. \qquad (30)$$

Для переходного излучения обозначим поле при $\vec{\ell}\parallel\vec{V}$ через $\vec{E}_s'(\vec{r},t)$, а поле при $\vec{\ell}\perp\vec{V}$ через $\vec{E}_s''(\vec{r},t)$.

Имеем

$$\vec{E}_s'=-\frac{1}{\pi R}\beta^2\sin\theta\cos\theta\int\frac{\alpha_{0s}(\varepsilon-1)}{a_s(\cos\theta+n\lambda_{1s})}\times\left\{\frac{\omega_s^2}{\omega^2}-\beta^2\varepsilon\frac{\omega}{\omega_s}\lambda_{1s}+\right.$$

$$\left.+\beta^2\varepsilon\sin^2\theta-\beta^2(\varepsilon+1)\right\}\left(\hat{e}_\theta\cos\psi_1-\hat{e}_\varphi\sin\psi_1\right)e^{i\left(\frac{\omega}{c}nR-\omega t\right)}d\omega,$$

$$\vec{E}_s''=-\frac{\beta}{\pi R}\operatorname{ctg}\theta\int\frac{\alpha_{2s}(\varepsilon-1)}{a_s\varepsilon}\,e^{i\left(\frac{\omega}{c}nR-\omega t\right)}\times$$

$$\times\left\{\frac{e_\theta''\cos\psi_1-\hat{e}_\varphi\sin\psi_1}{(\cos\theta+\lambda_{1s}n)}\left[K_s^2\left(\lambda_{1s}\frac{\omega}{\omega_s}-\beta\frac{\Omega s}{\omega}\right)-\beta^2\lambda_{2s}\left\{(1+\varepsilon)K_s^2-\beta^2\varepsilon\right\}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\beta^2\varepsilon\sin^2\theta\right]+\beta^2\varepsilon\frac{\Omega s}{\omega}\operatorname{tg}\psi_1\frac{\left(\frac{\omega_s}{\omega}+\beta\lambda_{1s}\right)\left(\hat{e}_\varphi\cos\psi_1-\hat{e}_\theta\sin\psi_1\right)}{n\cos\theta+\lambda_{1s}}\right\}d\omega,$$

где

$$\lambda_{1s}^2=1-\sin^2\theta\varepsilon,\quad \tilde{K}_s^2=\frac{\omega_s^2}{\omega^2}+\beta^2\sin^2\theta,\quad \psi_1=\frac{\omega}{c}\frac{\gamma}{2n}R,$$

$$a_s=\left(\frac{\omega_s^2}{\omega^2}-\beta^2\varepsilon\cos^2\theta\right)\left(\frac{\omega_s^2}{\omega^2}-\beta^2\lambda_{1s}^2\right),\quad \lambda_{2s}=(-i)^s J_s\left(\frac{\omega}{c}n\sin\theta\ell_\rho\right)$$

При $S=0$ поля $\vec{E}_s'$ и $\vec{E}_s''$ совпадают и описывают переходное излучение точечного заряда в активной среде.[1] При $\gamma=0$, $S\neq0$ мы имеем формулы для переходного излучения осциллятора на границе с изотропной средой.[2] В случае, когда и $\gamma=0$, и $\Omega=0$ мы имеем результаты для переходного излучения заряженной час-

тицы на границе раздела изотропных сред.[3]

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М.Болотовский, О.С.Мергелян, "Оптика и спектроскопия", 18, вып.I, 3 (1965);
   Ф.А.Костанян, Р.М.Рахматуллаев, Известия АН Арм.ССР, Физика, 7, 248(1972).
2. Ф.А.Костанян, О.С.Мергелян, Известия АН Арм.ССР, Физика, 7, 108 (1972).
3. Г.М.Гарибян, Препринт ЕФИ-ТФ-13(70).

TRANSITION RADIATION OF AN OSCILLATOR IN OPTICALLY ACTIVE MEDIUM

F.A.KOSTANIAN*, O.S.MERGELIAN,
R.M.RAKHMATULAEV**

* Radiophysics and Electronics Institute
of Academy of Science of Armenian SSR

** Andizhan Pedagogical Institute, Uz.SSR

Abstract

The radiation of the sources with intrinsic frequency is of great interest from the point of view of various practical applications: for the diagnostic of the optical parameter of the medium using the radiation polarization, for generation of radiation with given polarization properties, e.t.c. In this work the radiation of an oscillator with intrinsic frequency in a infinite optically active medium as well as the transition radiation produced at a plan boundary of such a medium with vacuum are considered. The exact expressions for the radiation fields in both cases which are further analysed at small values of gyration parameter as well as for the cases of oscillations in transversal and longitudinal directions with respect to the velocity of the source translational motion are obtained.

ИЗЛУЧЕНИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ОСЦИЛЛЯТОРА ПРИ НАЛИЧИИ ОГРАНИЧЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКА ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

Ф.А.КОСТАНЯН, О.С.МЕРГЕЛЯН

ИРФЭ АН Арм.ССР, Аштарак

Андижанский педагогический институт Уз.ССР

В работе исследовано излучение источника, обладающего собственной частотой Ω, движущегося в прозрачной среде вблизи диэлектрического выступа переменной плотности, а также пересекающего плоско-параллельную пластинку. Задача решена в предположении, что оптическая плотность неоднородности близка к плотности окружающей среды. Излучение таких источников представляет интерес как с точки зрения преобразования частоты в преломляющих и неоднородных средах и генерации излучения, так и возможности регистрации энергии заряженных частиц в ондуляторах [I-8].

I. Пусть в изотропной среде, характеризуемой диэлектрической проницаемостью ε_1, находится прямоугольный выступ, занимающий область $|y| < L$ и обладающий диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2(x, y, z)$. Вблизи плоскости $z = 0$ движется заряд e по траектории $\vec{r}(t) = \hat{e}_y v t + \vec{b}\cos\Omega t - \hat{e}_z d$. Формально мы можем считать, что источник движется над плоской границей $z = 0$ среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_2(x, y, z)$ при $|y| < L$ и $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_1$ при $|y| > L$, занимающей полупространство $z > 0$. Представим $\varepsilon(x, y, z)$ в виде

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_1 + \int G(\vec{\alpha}) \exp[i\vec{\alpha}\vec{r}]\, d\vec{\alpha} = \varepsilon_1 + \varepsilon'(x, y, z). \qquad (I)$$

Поле по обе стороны от границы $z=0$ представим в виде суммы $\vec{E}_{1,2}=\vec{E}_0+\vec{E}'_{1,2}$, где индексы 1,2 относятся к областям $z<0$ и $z>0$ соответственно, $\vec{E}_0$ - поле источника в однородной среде с $\varepsilon=\varepsilon_1$, а $\vec{E}'_{1,2}$ - поправки, появляющиеся по обе стороны от границы вследствие наличия возмущения ε'. Поля $\vec{E}'_{1,2}$ представляются в виде интегралов по $d\vec{\alpha}$ и $d\kappa_x d\omega$. На больших расстояниях от рассеивающего центра проводим интегрирование по α_y и κ_x методом стационарной фазы в сферических координатах R, ϑ, φ с полярной осью в направлении y. Для интегрирования по α_x и α_z необходимо конкретизировать величину

$$\sigma(\vec{\alpha})=\frac{1}{(2\pi)^3}\int_{-\infty}^{\infty}dx'dz'\int_{-L}^{L}\varepsilon'(x,y,z)\,e^{-i\vec{\alpha}\vec{r}'}dy', \tag{2}$$

или, что то же самое, задать $\varepsilon_2(x,y,z)$. В случае периодической зависимости ε_2 от координат, разлагая $\varepsilon_2(x,y,z)$ в ряд Фурье по векторам обратной решетки $\vec{\tau}$

$$\varepsilon_2(x,y,z)=\sum_{\tau}\varepsilon_\tau e^{i\vec{\tau}\vec{r}},\qquad \vec{\tau}=2\pi\left(\frac{n}{\ell_1}\hat{\vec{e}}_x+\frac{m}{\ell_2}\hat{\vec{e}}_y+\frac{p}{\ell_3}\hat{\vec{e}}_z\right), \tag{3}$$

получим

$$\sigma(\vec{\alpha})=\sum_{\tau}[\varepsilon_\tau-\varepsilon_1\delta_{o\tau}]\frac{\sin[(\tau_y-\alpha_{oy})L]}{\pi(\tau_y-\alpha_{oy})}\,\delta(\alpha_x-\tau_x)\delta(\alpha_z-\tau_z),$$

$$\alpha_{oy}=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\cos\vartheta-\frac{\omega_s}{v},\quad \omega_s=\omega+\Omega S,\quad S=0,\pm1,\pm2,\ldots \tag{4}$$

$\delta_{o\tau}$ - символ Кронекера. Тогда рассеянные в область $z<0$ поля после интегрирования по α_x и α_z примут вид:

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{R}\sum_{\tau,s}\int f_{\tau s}(\omega)\vec{C}_{1s,\tau}(\omega)\exp\left\{i\left[\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}_1 R - \omega t - \lambda_{os}\frac{\omega}{v}d\right]\right\}d\omega,$$

$$\vec{H}_1' = \frac{1}{R}\sum_{\tau,s}\int f_{\tau,s}(\omega)\vec{P}_{1s,\tau}(\omega)\exp\left\{i\left[\sqrt{\varepsilon_2}\frac{\omega}{c}R - \omega t - \lambda_{os}\frac{\omega}{v}d\right]\right\}d\omega, \qquad (5)$$

$$f_{\tau s}(\omega) = [\varepsilon_\tau - \varepsilon_1\delta_{o\tau}]\frac{\sin[(d_{oy} - \tau_y)L]}{\pi(d_{oy} - \tau_y)}\ \lambda_{os}, \lambda_{os} = \eta_{m,s}\cos\varphi,$$

$$\eta_{m,s} = \left[\beta^2\varepsilon - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} + \frac{4\pi m v}{l_2\omega^2}\left(\omega_s + \frac{\pi m v}{l_2}\right)tg^2\varphi\right]^{1/2},$$

а явный вид $\vec{C}_{1s,\tau}$ и $\vec{P}_{1s,\tau}$ мы не приводим ввиду их громоздкости.

Как видно из (5), подынтегральные выражения имеют резкие максимумы при $\alpha_{oy} = \tau_y$, что приводит к следующему спектральному и угловому распределению излучения

$$\omega = \frac{\Omega s + \frac{2\pi m v}{l_2}}{\beta\sqrt{\varepsilon_1}\cos\vartheta - 1}, \qquad \beta = \frac{v}{c}. \qquad (6)$$

Гармоника $\tau = 0$ описывает излучение, появляющееся при пролете источника над однородным выступом, имеющим диэлектрическую проницаемость ε_0. Гармоники с $\tau \neq 0$, $m = 0$ дают дополнительный вклад в s-ю гармонику излучения источника в однородной среде. Кроме того, в области углов φ, для которых $\eta_{m,s}^2 > 0$, мы имеем дело с дифракцией ондуляторного излучения, а в области, где $\eta_{m,s}^2 < 0$, происходит дифракция собственного поля осциллятора.

Как видно из (6), при наличии периодической неоднородности вблизи траектории осциллятора, к основному излучению Вавилова-

Черенкова, которое имеет место при $\beta\sqrt{\varepsilon_1} > 1$, $s=0$, $\tau=0$, добавляется черенковское излучение на гармониках S , m , обращающих числитель выражения (6) в нуль. Это обстоятельство связано со взаимодействием рассеянных полей на частотах, кратных собственной частоте источника и частоте пересечения им неоднородностей.

Интенсивность излучения в максимумах пропорциональна числу периодов $N = \frac{2L}{\ell_2}$, а угловая ширина максимумов $\Delta\vartheta_{s\tau}$ определяется из формулы

$$\Delta\vartheta_{s\tau} = \frac{2\pi c}{\omega N \ell_2 \sin\vartheta_{s\tau}\sqrt{\varepsilon_1}} \quad . \tag{7}$$

Энергия, излученная в телесный угол Ω на гармонике s , τ , равна

$$dW_{s\tau} = \int \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} |f_\tau(\omega)|^2 (1-\sin^2\vartheta\cos^2\varphi)^{-1} \left(\sqrt{\varepsilon_1}\,|C_{1,s,\tau}|^2 + |P_{1s,\tau}|^2\right) d\omega d\Omega \tag{8}$$

$$d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi \,.$$

2. Пусть теперь неоднородность занимает всю область $|y| < L$ и по-прежнему характеризуется проницаемостью $\varepsilon_2(x, y, z)$, т.е. источник при своем движении пересекает плоско-параллельную периодически неоднородную пластинку. Будем обозначать индексами I и 2 поля переходного излучения в областях $y < -L$ и $y > L$ соответственно. Тогда поля переходного излучения можно записать в виде

$$\vec{E}'_{1,2} = \frac{1}{RV} \sum_{\tau,s} \int \frac{G_{1,2\tau s}\, \vec{B}_s\, e^{i\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\,R - \omega t\right)} dk_x\, dk_z}{K^2_{dx} + K^2_{dz} - \frac{\omega^2}{V^2}\,\xi_s^2} \,, \tag{9}$$

где $\vec{B}_s = \varepsilon_1 (K_\alpha^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1)\left\{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 \vec{A}_s - \vec{K}_\alpha (\vec{K}_\alpha \vec{A}_s)\right\}$,

$\vec{A}_s = ie\left(\frac{\omega \vec{v}_s}{c^2}\varepsilon_1 - \vec{K}_s\right)(-i)^s J_s(\vec{K}_s \vec{b})$,

$\vec{K}_s = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}\,\hat{\vec{e}}_p \sin\vartheta + \frac{\omega_s}{v}\hat{\vec{e}}_y$, $\vec{v}_s = \hat{\vec{e}}_y v - \vec{b}\Omega s(\vec{K}_s \vec{b})^{-1}$,

$\vec{K}_\alpha = \hat{\vec{e}}_x(K_x + \tau_x) + \hat{\vec{e}}_y\left(\frac{\omega_s}{v} + \alpha_{oy}\right) + \hat{\vec{e}}_z\left[\tau_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - K_x^2 - \frac{\omega_s^2}{v^2}\right)^{1/2}\right]$, (10)

$$\sigma_{1,2\tau s} = \frac{\sin(\alpha_{1,2} - 2\pi m v/\ell_2)}{\alpha_{1,2} - 2\pi m v/\ell_2}\;\frac{\varepsilon_\tau - \varepsilon_1 \delta_{o\tau}}{\pi},$$

$$\alpha_{1,2} = -\frac{\omega}{v}\left(\frac{\omega_s}{\omega} \mp \beta\sqrt{\varepsilon_1}\cos\vartheta\right).$$

Как видно из (10), резкие максимумы переходного излучения имеют место при выполнении условий $\alpha_{1,2} = 2\pi m v/\ell_2$, что приводит к угловому и частотному распределению, задаваемому формулой (6). Это связано с тем, что механизм формирования свободных полей излучения в обоих случаях носит характер дифракции поля частицы на неоднородностях. Переходное излучение распространяется в виде концентрических круговых конусов. Наличие неоднородностей в поперечных направлениях приводит к дополнительному излучению в центр и боковые полосы, причем в последних при определенных углах φ_τ появляются достаточно резкие максимумы.

Отметим в заключение, что сравнение полей первого и второго приближений приводит к следующему условию применимости использованного метода малых возмущений: $|L\varepsilon' \sin\frac{\pi b}{\ell}| \ll \lambda$, где λ – длина волны излучения в соответствующих максимумах.

ЛИТЕРАТУРА

I. И.М.Франк. Изв. АН СССР, серия физическая,6, 3 (I942).

2. В.Л.Гинзбург,И.М.Франк, ДАН СССР, 56, 699 (I947).

3. В.Л.Гинзбург,В.Я.Эйдман, ЖЭТФ, 36, I823 (I959).

4. К.А.Барсуков,Б.М.Болотовский, Изв. ВУЗ-ов, Радиофизика,7, 29I (I964).

5. В.В.Тамойкин. Изв. ВУЗ-ов,Радиофизика, 7,432 (I964).

6.К.А.Барсуков,Л.Г.Нарышкина. Ученые записки МГПИ им.В.И.Ленина № 3I2,37 (I969).

7. Н.А.Корхмазян,С.С.Элбакян. Изв. АН Арм.ССР,Физика,6,7(1971)

8. В.Л.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, I6, 50I (I972).

RADIATION OF A MOVING OSCILLATOR IN THE PRESENCE OF FINITE DIELECTRIC WITH VARIABLE DENSITY

F.A.KOSTANIAN*,O.S.MERGELIAN**

*Radiophysics and Electronics Institute
of Academy of Science of Armenian SSR
**Andizhan Pedagogical Institute,Uz.SSR

Abstract

The radiation of a source with intrinsic frequency moving in a transparent medium near a dielectric edge of variable density and passing through a plane-parallel plate is investigated. The problem is solved in the assumption that the optical density of the inhomogenaity is close to the density of the surrounding medium. The radiation of such sources is of interest from the point of view of frequency transformation in refracting and inhomogene media and radiation generation as well as of the possibility of the measurements of charged particle energy in ondulators [1-8].

SIMPLE ASPECTS OF SOURCES AND FIELDS IN MEDIA

W.W.M. Allison, Nuclear Physics Laboratory, Oxford.

ABSTRACT

The scalar field of a moving source is expressed in terms of the generalised Mach number, ν. Several examples are considered and the analogues of Cerenkov radiation, transition radiation and the "relativistic" expansion of the electromagnetic field are pointed out. For the case of the electromagnetic field of a charged particle moving in a medium the equations are re-written in a reduced form in terms of the electromagnetic Mach number, ν, and the renormalised charge.

The emission of radiation is related to the apparent acceleration of the charge as seen by an observer. This approach is used to derive a formula for transition radiation. Cerenkov radiation emitted by a charge passing through a thin slab suffers diffraction. The resulting diffracted wave is shown to be another aspect of transition radiation and the diffraction peaks are related to the occurence of formation zones.

It has been de rigeur since 1905 to discuss any problem involving velocities near the velocity of light in vacuo, c, in terms of a relativistically covariant model in which c defines the scale of velocities. In the following paper we play down the role of relativity and develop some simple aspects which help towards an understanding of Cerenkov radiation, transition radiation and other relativistic phenomena due to moving charged particles in material media.

In the first section we examine the case of a 2 dimensional scalar field coupled to a moving source. The important parameter is the generalised Mach number, ν. Qualitative applications of the model encourage us to go further. In Section 2 we show, that it is possible to recast the electromagnetic field in a non-covariant way where c does not play a role (except in vacuum). The electromagnetic field exhibits all the features of the simpler model. In Sections 3 and 4 we consider two simple derivations of transition radiation; one related to the apparent acceleration of a charge and the other to diffracted Cerenkov radiation.

1. A Simple Model

Consider the case of a scalar field, ϕ, coupled to a source moving with constant velocity v along the x-axis of a 2-dimensional space filled with a dispersive medium. Let the phase velocity of the field ϕ be $u(\omega)$, i.e. a function of the frequency ω of the field. In general of course a solution for the field ϕ would be both dispersed and attentuated with time. However, the particular case of the field ϕ due to the moving source is distinguished because it is a unique function of $(x-v\,t)$ and y only. In other words it is neither attenuated nor dispersed, moving forwards with a constant amplitude and phase with respect to the co-moving source. This does not mean simply that the group velocity along x is v. It means that each spectral component moves along x with velocity v since each is a component of a

static field as seen by an observer co-moving with the source. For the spectral component of ϕ with frequency ω and direction θ with respect to x we have: $u = \frac{\omega}{k}$, from the definition of phase velocity and: $v = \frac{\omega}{k \cos\theta}$, from the fact that the field is phase locked to the source. Generally

$$\phi_\omega \sim \exp i(k x \cos\theta + k y \sin\theta - \omega t)$$

which becomes

$$\exp i \left(\frac{\omega}{v}[x - vt] + \frac{\omega}{u}\sqrt{1 - u^2/v^2}\, y\right)$$

on subsituting the above relations. The simplest examples of this field are the sound field of a moving object and the surface wave field of a moving ship. In the former case the ratio $^{v}/u$ is called the Mach number. We shall abbreviate $^{v}/u$ as ν, the generalised Mach number for any field of interest.

$$\phi_\omega \sim \exp i\frac{\omega}{v}\left(x - vt + \sqrt{\nu^2 - 1}\, y\right) \qquad (1.1)$$

This is our first important result.

We now examine equation (1.1). It represents a wave travelling in a direction θ given by:

$$\theta = \text{arc cos } (^{1}/\nu) \qquad (1.2)$$

For ν greater than unity we have the case where v the velocity of the source is greater than u the phase velocity of the field.

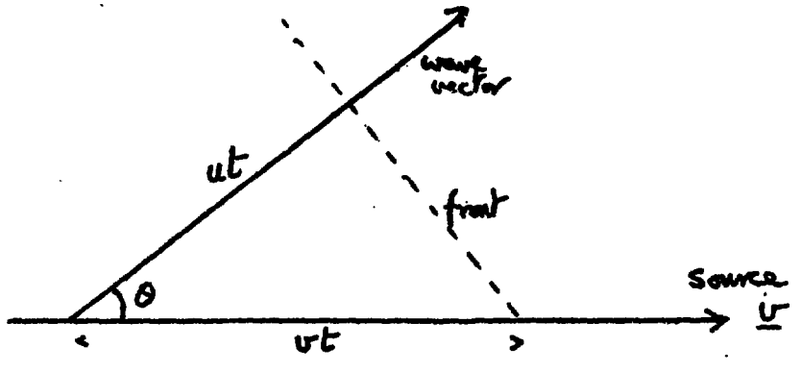


Fig. 1

This is shown in Fig. 1. The emission of this travelling wave at a real angle θ is familiar as the "sonic boom" in acoustics, as the bow wave of a ship and as Cerenkov radiation in the important case of an electric charge moving through a medium. In the latter case $v = \frac{vn}{c} = n\beta$ where n is the refractive index. In a dispersive medium v is different for different frequencies and will also include an imaginary part giving rise to absorption at large distances from the source.

If the Mach number, v, is less than unity, the angle θ is unphysical as given by equation (1.2). In this case the transverse wave number, $k \sin\theta$, is pure imaginary and ϕ is an exponential wave in the transverse direction similar to that encountered in the phenomenon of total internal reflection. The range of this wave is given by

$$y_o = \frac{v}{\omega\sqrt{1-v^2}} \qquad (1.3)$$

where

$$\phi_\omega \sim \exp\left(i\frac{\omega}{v}[x-vt]\right)\exp(-y/y_o) \ .$$

This is our third important result.

The first application of formula (1.3) is to the pion field of a moving nucleon. The phase velocity of the pion field is:-

$$u = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{p} = \frac{\hbar\omega}{\sqrt{\frac{\hbar^2\omega^2}{c^2} - m_\pi{}^2c^2}}$$

This reduces to

$$u = \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\hbar^2\omega^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

where $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{m_\pi c}$, the pion Compton wavelength. Since u is always greater than c, the Mach number is always less than unity and the pion field is never emitted freely - at least in vacuum. From (1.3) we have the range

$$y_o = \left(\frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{u^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$
$$= \left(\left[\frac{\omega}{v\gamma}\right]^2 + \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-2}}\right)^{-\frac{1}{2}} \text{ where } \gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} \qquad (1.4)$$

This shows that for zero energy transfer ($\omega = 0$) the range is just the pion Compton wavelength as expected. For finite energy transfers the range is much smaller and only reaches ∞ in the limit that the nucleon velocity reaches c. In fact the above expression is no more than the pion propagator.

The second qualitative application of formula (1.3) is to the electromagnetic field of a charge moving in vacuum.* In this case $\nu = \beta = v/c$ and

$$y_0 = \frac{v\gamma}{\omega}$$

(This corresponds to the fact that ∞ for the photon in free space is infinite.) The dependence of this range on γ is responsible for the relativistic expansion of the electromagnetic field of a moving charge and, combined with the velocity independence of electric charge, gives rise to an increasing cross-section for energy transfer $\hbar\omega$ in distant collisions.** This is observed for instance in the relativistic rise of the ionisation loss of charged particles in diffuse matter. From our simplified model we see that the same sort of behaviour is to be expected for any virtual field as the source velocity approaches the point where the Mach number ν is unity.

In a medium the velocity of light is not c but c/n.† It follows immediately in that case that

$$y_0 = \frac{v}{\omega\sqrt{1-n^2\beta^2}} = \frac{v\tilde{\gamma}}{\omega}$$

where $\tilde{\gamma} = (1-v^2/u^2)^{-\frac{1}{2}}$. Expressed as a function of $nv/c = \nu$, the 'relativistic expansion' has the same form as in vacuum. However expressed in terms of v/c

$$y_0 = \frac{v}{\omega}\left(\frac{1}{\gamma^2} + [1-n^2]\,\frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

---

* Obviously the application of our simple model to the electromagnetic case is anything but rigorous. Nevertheless most of the principal effects can be qualitatively understood in this way.

** This picture of ionisation as the absorption of a virtual photon by an atom is known as the Weizsäcker-Williams method.

† The refractive index n is of course a function of frequency and it is implicit in our discussion that we are concerned with a particular Fourier component of frequency ω.

If n is greater than unity, as $v \to c$ and $\gamma \to \infty$, y_0 becomes complex and Cerenkov radiation results. If n is less than unity, the range stops increasing much beyond a velocity given by

$$\frac{v}{c}\gamma \sim \frac{1}{\sqrt{1-n^2}} \quad \text{or} \quad \frac{v}{c} \sim n$$

by inspection of the previous formula. The effect of this on ionisation cross-sections is to curtail the relativistic rise which flattens out into the "Fermi Plateau". It may be described as due to the screening effect of the medium polarisation. It may also be described as due to the finite Compton wavelength of photons in a medium. Here we wish to emphasise that it is implicit already in our simple model. One could say that the appearance of the plateau is a direct consequence of plotting the increasing ionisation cross-section for energy transfer $\hbar\omega$ as a function of the wrong velocity of light.

Below resonance n is generally greater than unity and the Compton wavelength of the photons

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{c}{\omega\sqrt{1-n^2}}$$

is purely imaginary.* These photons are in this sense like tachyons and may be exchanged over macroscopic distances limited only by the absorptive properties of the medium! This is another way to think of the emission of Cerenkov radiation.

Rather than continue with this simple discussion we return to a serious and more rigorous quantitative discussion of the electromagnetic field in a medium.

2. The Electromagnetic Field of a Particle in a Medium

If we are to be able to take seriously the suggestions of our simple model, we must be able to show that the field of a particle moving with uniform velocity v in a medium where the phase velocity of the field is u, may be expressed in terms of v and u alone without any dependence on c the velocity of light in vacuum.

---

* We refer to the fact that $|kc|$ is greater than ω. An observer co-moving with a source of Cerenkov radiation observes an electromagnetic field with $\omega = 0$ and k real and non-zero

We start by rewriting Maxwell's equations as they apply in a linear medium in a "reduced" form, that is, so that they have the same form in all media, including vacuum. In order to show the presence of factors of c explicitly we use the Gaussian system of units. We assume the medium has dielectric constant ϵ and magnetic permeability μ. Maxwell's equations are:

$$\epsilon \operatorname{div} \underline{E} = 4\pi\rho; \qquad \operatorname{div} \underline{B} = 0$$

$$\operatorname{curl} \underline{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = 0; \qquad \frac{1}{\mu}\operatorname{curl} \underline{B} = \frac{4\pi}{c}\underline{j} + \frac{\epsilon}{c}\frac{\partial \underline{E}}{\partial t} \quad (2.1)$$

and the Lorentz force on a body carrying a charge q is

$$\underline{F} = q\left(\underline{E} + \frac{\underline{v} \times \underline{B}}{c}\right)$$

We choose* to redefine the unit of electric charge such that

$$\tilde{q} = \frac{q}{\sqrt{\epsilon}} \quad \text{and} \quad \tilde{c} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (2.2a)$$

(we shall use a $\sim$ for all redefined variables). Then through the Lorentz force we find

$$\tilde{\underline{E}} = \sqrt{\epsilon}\,\underline{E} \quad \text{and} \quad \tilde{\underline{B}} = \underline{B}/\sqrt{\mu} \quad (2.2b)$$

This renormalisation of the field variables reduces Maxwell's equations to the form:

$$\operatorname{div} \tilde{\underline{E}} = 4\pi\tilde{\rho}; \qquad \operatorname{div} \tilde{\underline{B}} = 0$$

$$\operatorname{curl} \tilde{\underline{E}} + \frac{1}{\tilde{c}}\frac{\partial \tilde{\underline{B}}}{\partial t} = 0; \quad \tilde{c}\operatorname{curl} \tilde{\underline{B}} = 4\pi\tilde{\underline{j}} + \frac{\partial \tilde{\underline{E}}}{\partial t} \quad (2.3)$$

with the Lorentz force:

$$\underline{F} = \tilde{q}\left(\tilde{\underline{E}} + \frac{\underline{v} \times \tilde{\underline{B}}}{\tilde{c}}\right)$$

Thence it may be shown that the energy density is:

$$u = \frac{1}{8\pi}\left(\tilde{E}^2 + \tilde{B}^2\right) \quad (2.4)$$

and the energy flow is:

$$\underline{S} = \frac{\tilde{c}}{4\pi}\left(\tilde{\underline{E}} \times \tilde{\underline{B}}\right)$$

The phase velocity is $\tilde{c}$ and for free waves $|\tilde{\underline{E}}| = |\tilde{\underline{B}}|$.

---

* See J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, First Edition, Ch.

'The point is that nowhere does c, the velocity of light in vacuum, appear.*

Strictly we should have written down Maxwell's equations in $(\underline{k},\omega)$ space instead of $(\underline{r},t)$ space before making the redefinitions since the latter are frequency dependent.** Carrying out a frequency decomposition in the usual way for the case of a uniformly moving charge:

$$\tilde{\rho}(\underline{r},t) = \tilde{e}\,\delta^3(\underline{r} - \underline{v}t)$$

we get:
$$\tilde{\underline{E}}(\underline{r},t) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iiint\tilde{\underline{E}}(\underline{k},\omega)\,\exp[i\underline{k}.\underline{r} - \omega t)]\,d^3\underline{k}d\omega \qquad (2.5)$$

where
$$\tilde{\underline{E}}(\underline{k},\omega) = \frac{2\tilde{e}}{i}\,\frac{\delta(\omega - \underline{k}.\underline{v})\,[\underline{k} - \underline{v}\,\omega/\tilde{c}^2]}{k^2 - \omega^2/\tilde{c}^2}$$

and a similar expression for $\tilde{\underline{B}}(\underline{r},t)$ with

$$\tilde{\underline{B}}(\underline{k},\omega) = \frac{\tilde{\underline{k}}}{\omega} \times \tilde{\underline{E}}(\underline{k},\omega).$$

Carrying out the integration over $\underline{k}$ we derive the harmonic fields at impact parameter b:

$$\tilde{E}_1(b,\omega) = i\,\frac{\tilde{e}\,\omega}{v^2\tilde{\gamma}^2}\left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} K_o\left(\frac{\omega b}{v\tilde{\gamma}}\right) \qquad (2.6)$$

$$\tilde{E}_2(b,\omega) = \tilde{\gamma}\,\frac{\tilde{e}\,\omega}{v^2\tilde{\gamma}^2}\left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} K_1\left(\frac{\omega b}{v\tilde{\gamma}}\right)$$

$$\tilde{B}_3(b,\omega) = v\tilde{E}_2(b,\omega)$$

---

* The only way c could appear is through radiative reaction involving the kinematics of the source of the field - we are explicitly excluding this from our discussion.

** Furthermore, since the medium is absorptive as well as dispersive the reduced or renormalised charges and velocities are complex. We ignore this complication here.

where $\tilde{\gamma} = (1 - v)^{-\frac{1}{2}}$ and $v^2 = n\beta$ as before. Subscripts 1, 2 and 3 refer to longitudinal, radial and tangential components respectively.*

If the electromagnetic Mach number v is greater than one, $\tilde{\gamma}$ is pure imaginary and at large distance the Bessel functions in equation (2.6) represent an outgoing conical wave of polar angle: $\cos\theta = 1/v$, just as in equation (1.2). This wave is the Cerenkov radiation whose energy per unit path length is

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_C = \frac{\tilde{e}^2}{v^2} \int \omega(v^2 - 1)\, d\omega$$

$$= \frac{e^2}{c^2} \int \omega\left(1 - \frac{1}{\beta^2\epsilon}\right) d\omega. \qquad (2.7)$$

When v is less than one, equations (2.6) represent an exponentially damped cylindrical wave of range

$$b_o = \frac{v\tilde{\gamma}}{\omega} = \frac{v}{\omega\sqrt{1 - v^2}} \qquad (2.8)$$

which may be compared with equation (1.3) for the simple model.

3. Transition Radiation and Apparent Charge Acceleration

The radiated electric field due to an accelerating charge in vacuum is

$$\underline{E} = \frac{e}{c^2} \frac{\underline{n} \times (\underline{n} \times \underline{a})}{R} \qquad (3.1)$$

in the non-relativistic case ($\underline{a}$ is the acceleration, $\underline{n}$ the unit vector in the direction of the charge and R the distance to the charge). To go to the relativistic case we interpret $\underline{n}$ and R as retarded variables, i.e. to be evaluated as observed by the observer and $\underline{a}$ as the apparent acceleration similarly.† By 'apparent' we mean as the observations would suggest without any correction for the effects of the finite propagation velocity of light. It is easy to show that the

---

* Compare J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, Second Edition, equation 13.63 and 13.64.

† This is the Feynman-Heaviside form. See Feynman Lectures, Vol. I, Section 28-2.

'apparent velocity of the charge whose true velocity is $\underline{\beta}c$ (i.e. after correcting observations for the propagation effects), is

$$\frac{\underline{\beta}c}{(1 - \underline{\beta}.\underline{n})}$$

Thence the apparent acceleration* is

$$\underline{a} = \frac{\dot{\underline{\beta}}c + \underline{n} \times (\underline{\beta} \times \dot{\underline{\beta}})c}{(1 - \underline{\beta}.\underline{n})^3} \tag{3.2}$$

Substituting (3.2) into (3.1) we get the usual relativistic form for the radiated electric field due to an accelerating charge in vacuum.

$$\underline{E} = \frac{e}{Rc} \frac{\underline{n} \times [(\underline{n} - \underline{\beta}) \times \dot{\underline{\beta}}]}{(1 - \underline{\beta}.\underline{n})^3} \tag{3.3}$$

with all variables evaluated at the retarded time. All the complication in this familiar form is seen to arise from the effect of propagation delays on the time derivatives. It seems conceptually simpler and for our purposes more useful to concentrate on form (3.1) which relates the radiated field in a simple way to the apparent acceleration.

When a charged particle passes from one dielectric medium to another it appears to accelerate to a distant observer. This is due to the apparent foreshortening of distances in dielectric familiar to every child trying to pick a stone from the bottom of a pool of water. The apparent velocity change gives rise to radiation according to equation (3.1). Consider the case of a charge e moving with uniform velocity βc perpendicular to the surface of a dielectric in vacuum as seen by a distant observer at an angle ϕ (see Fig. 2).

First we use the simplification that ϵ is near unity. In that case the apparent magnitude of the charge is e both before and after it passes through the surface and we have a radiation energy:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2c^3} |\Delta V|^2 \tag{3.4}$$

$\underline{n}$ is a constant for a distant observer.

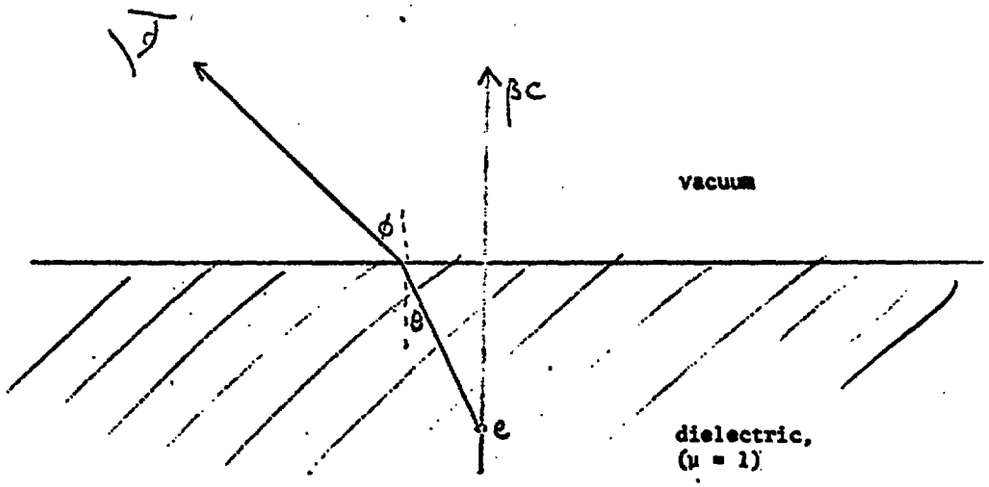


Figure 2

where ΔV is the change in apparent transverse velocity at the surface. The apparent transverse velocity while the charge is in the medium is

$$\frac{\beta c \tan\theta \cos\phi}{1 - \sqrt{\varepsilon}\,\beta \sec\theta + \beta \tan\theta \sin\phi} = \frac{\beta c \cos\phi \sin\phi}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\phi} - (\varepsilon - \sin^2\phi)\beta}$$

where we have used Snell's law to eliminate θ. After the charge has passed into the vacuum its apparent transverse velocity is:

$$\frac{\beta c \sin\phi}{1 - \beta \cos\phi}$$

It follows that we expect a Transition Radiation energy distribution given by:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2\cos^2\phi\sin^2\phi}{4\pi^2 c}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\phi} - (\varepsilon - \sin^2\phi)\beta} - \frac{1}{\cos\phi - \beta\cos^2\phi}\right)^2 \quad (3.5)$$

If we further approximate to β near unity and small angles, (3.5) reduces to the familiar form appropriate to X-ray transition radiation:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\phi^2}{\pi^2 c}\left(\frac{1}{1 - \beta^2 + \frac{\sigma}{\omega^2} + \phi^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \phi^2}\right)^2 \quad (3.6)$$

This shows that X-ray transition radiation comes from the apparent acceleration of the charge itself and is nothing to do with image charges which have been neglected.

To lift the restriction of ε near unity we must extend (3.4) to include radiation due to the apparent motion of image charges:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2 c^3}\left|\sum_{i=1}^{3} q_i \Delta V_i\right|^2 \qquad (3.7)$$

where the apparent charges q_i are related to e by the appropriate Fresnel coefficients. The 3 charges are:

1. The charge in the medium. Apparent magnitude $\frac{Te}{\sqrt{\varepsilon}}$ where T is Fresnel coefficient:

$$\frac{2\sqrt{\varepsilon}\,\sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi}}{\sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi}+\varepsilon\cos\phi}$$

   Apparent transverse velocity as before.

2. The charge in the vacuum with apparent magnitude e and apparent transverse velocity as before.

3. The reflection of the charge in the vacuum with apparent magnitude $-Re$ where R is the Fresnel coefficient:

$$R = \frac{\varepsilon\cos\phi - \sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi}}{\varepsilon\cos\phi + \sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi}}$$

   and apparent transverse velocity $\frac{\beta c \sin\phi}{1+\beta\cos\phi}$.

(It is worth noting that the total apparent charge is conserved.) If we put these values into equation (3.7) we arrive at the general formula for transition radiation in the forward hemisphere for the situation shown in Fig. 2:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\sin^2\phi\cos^2\phi\left|\frac{(\varepsilon-1)(1-\beta\sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi}-\beta^2)}{(1-\beta^2\cos^2\phi)(\varepsilon\cos\phi+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi})(1-\sqrt{\varepsilon-\sin^2\phi}\beta)}\right|^2 \qquad (3.8)$$

in agreement with other authors.

4. Transition Radiation and Cerenkov Radiation

A second picture of Transition Radiation comes from considering diffractive effects in Cerenkov Radiation. In Fig. 3 we show the Cerenkov wave-front generated in a thin slab of dielectric in vacuum by a charged particle at normal incidence.

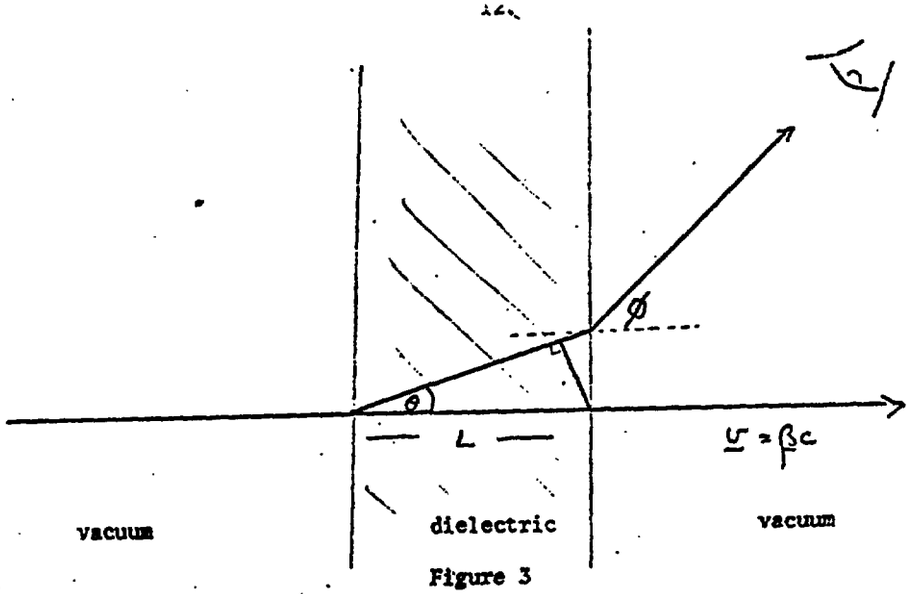


Figure 3

We may rewrite the standard Cerenkov Radiation formula as:

$$\frac{d^3I}{d\omega d\Omega dL} = \frac{e^2\omega}{2\pi c^2}\sin^2\theta\ \delta\left(\cos\theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon}}\right) \tag{4.1}$$

where L is the track length in the dielectric. However, if L is small, the wavefront is restricted and the radiation is spread in angle. The δ-function in angle is replaced in the time-honoured way:

$$\delta(\cos\theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon}}) \rightarrow \frac{L}{\lambda}\frac{\sin^2(\phi/2)}{(\phi/2)^2} \tag{4.2}$$

where $\phi(\theta)$ is the phase difference between wavelets from the two ends of the track:

$$\phi(\theta) = \frac{2\pi L}{\lambda}(\cos\theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon}}) \tag{4.3}$$

If L is small, the broadening of the Cerenkov angle due to diffraction can be significant. Indeed it can be large enough that radiation is observed even when the Cerenkov angle itself is unphysical. In looking at this more carefully we shall see that this effect is identical to Transition Radiation emitted at the boundaries of the dielectric.

In the first place the radiation is observed in the vacuum so that we must take account of refraction by changing from angle variable θ to φ (see Fig. 3). In this treatment we will ignore the effect of reflection at the boundary, the change in the solid angle definition dΩ and the effect of the medium on λ; that is we assume ε near unity.

In this approximation we are tempted to write down direct from equations 4.1, 4.2 and 4.3:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \cdot \sin^2\theta \cdot \frac{\sin^2\left[\frac{\omega L}{2c}\left(\cos\theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon}}\right)\right]}{\left(\cos\theta - \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon}}\right)^2}$$

$$= \frac{e^2}{\pi^2 c} \cdot \sin^2\phi \cdot \frac{\sin^2\left[\frac{\omega L}{2c}\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\phi} - \frac{1}{\beta}\right)\right]}{\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\phi} - \frac{1}{\beta}\right)^2} \qquad (4.4)$$

for the radiation from the slab. However this is wrong because it omits the contribution from the material (vacuum in this case) on either side of the slab. The net effect of the slab is the result of replacing a slice of vacuum (in this case) with a slice of dielectric. There is therefore a contribution describing sub-threshold Cerenkov Radiation in the vacuum. Its amplitude is of the same form but with opposite phase as required by general superposition arguments. Thus instead of 4.4 we have:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \sin^2\phi}{\pi^2 c} \cdot \sin^2\left[\frac{\omega L}{2c}\left(\sqrt{\varepsilon - \sin^2\phi} - \frac{1}{\beta}\right)\right] \times \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2\phi} - \frac{1}{\beta}} - \frac{1}{\cos\phi - \frac{1}{\beta}}\right)^2 \qquad (4.5)$$

for medium as in (4.4).

from vacuum with $\varepsilon = 1$ and opposite phase

Our earlier approximations already implied ϕ small and ε near unity. Writing $\varepsilon = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}$ and approximating β near unity equation 4.5 simplifies:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\phi^2}{\pi^2 c} \cdot \sin^2\left[\frac{\omega L}{4c}\left(\frac{\sigma}{\omega^2} + \phi^2 + 1 - \beta^2\right)\right] \cdot 4 \cdot \left[\frac{1}{1 - \beta^2 + \frac{\sigma}{\omega^2} + \phi^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \phi^2}\right]^2 \qquad (4.6)$$

This is the formula for transition radiation from a thin slab. It represents the interference between two sources of radiation of equal and opposite amplitude with phase given by the argument of the $\sin^2$ factor. The radiation from each source separately is given by equation (3.6).

The condition for the radiation to be still within the central maximum of the diffractively broadened Cerenkov angle is that

$$\pm\pi < \frac{\omega L}{2c}\left(\sqrt{\epsilon-\sin^2\phi} - \frac{1}{\beta}\right) < \pi$$

or

$$L < \lambda\left(\sqrt{\epsilon-\sin^2\phi} - \frac{1}{\beta}\right)^{-1} \qquad (4.7)$$

This is familiar as the definition of the "formation zone" for Transition Radiation.

Examination of equation (4.6) shows that as β tends to 1 it is the second term in the squared brackets that will dominate. This is the term we associated with the vacuum sub-threshold Cerenkov amplitude. Thus the familiar γ-dependence of x-ray transition radiation flux is associated with the asymptotic approach to the threshold for <u>vacuum</u> Cerenkov radiation.

I would like to thank Professor J.D. Jackson for a most helpful discussion on this work.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНЫХ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А.Ц.АМАТУНИ, М.Р.МАГОМЕДОВ, Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Проведен анализ поляризационных потерь быстрой заряженной частицы в плазме, находящейся в однородном высокочастотном электрическом поле и в поле плоско-поляризованной электромагнитной волны. Показано, что благодаря изменению дисперсионных свойств плазмы во внешнем поле, в поляризационных потерях появляются члены, зависящие от энергии частицы, и выход поляризационных потерь на плато с ростом частоты внешнего поля происходит при более высоких энергиях.

Эффект плотности Ферми накладывает естественное ограничение на использование ионизационных потерь заряженных частиц, как средства измерения их энергий. При энергиях $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{кр} = \frac{\omega_{ат}}{\omega_p} \mu c^2 (\omega_p -$ – частота Ленгмюра для данного вещества, $\omega_{ат}$ – средняя атомная частота, μ – масса заряженной частицы) поляризация среды полем частицы "приводит к такому экранированию заряда, в результате которого рост торможения в конце концов прекращается и оно стремится к конечному пределу" [I]. Как следует из вывода, данного в [I], величина критической энергии $\mathcal{E}_{кр}$ определяется зависимостью от ω диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ при больших частотах (вдоль мнимой оси плоскости комплексного переменного ω). Поэтому смещение начала плато в иони-

зационных потерях в область больших энергий можно искать на пути изменения диэлектрических свойств среды при больших значениях ω .

Одним из способов достижения желаемого эффекта может быть включение внешнего сильного электромагнитного поля большой частоты $\omega_0 \gg \omega_p \gg \nu_{ei}$ (ν_{ei} - частота столкновений электронов с ионами) и учета нелинейного воздействия этого поля на среду.

В выполненных до последнего времени теоретических работах [2-4] среда рассматривается как плазма, описываемая с помощью кинетического уравнения, однако учитывается только электрическое поле прямолинейно движущейся тяжелой ионизирующей заряженной частицы, что справедливо лишь для нерелятивистских скоростей ее движения. Авторы этих работ нашли условие, когда поляризационные потери в рассматриваемом ими случае значительно возрастают.

Ниже рассматривается вопрос об энергетической зависимости поляризационных потерь релятивистской заряженной частицы в плазме, помещенной во внешнее высокочастотное (ВЧ) электрическое поле и в поле электромагнитной волны [5-7] , при разных относительных ориентациях вектора скорости начальной частицы $\vec{V}_0$ и амплитуды внешнего поля $\vec{E}_0$ и получены условия, обеспечивающие существование энергетической зависимости в той области энергий, где в отсутствие внешнего поля как в плазме , так и в конденсированных и газообразных средах имеет место эффект плотности Ферми.

I. Рассмотрим поляризационные потери релятивистской заряженной частицы в плазме, находящейся в сильном внешнем элек-

трическом ВЧ поле

$$\vec{E}_0(t) = \vec{E}_0 \sin \omega_0 t . \qquad (I)$$

Предполагаем, что энергия осцилляций электронов плазмы во внешнем поле существенно превышает их тепловую энергию, скорость частицы V_0 значительно больше тепловых скоростей, а частота внешнего поля ω_0 много больше частоты столкновений электронов с ионами ν_{ei}. Запишем скорости и плотности электронов плазмы в виде $\vec{V} = \vec{u}_e(t) + \delta\vec{V}(\vec{r}, t)$ и $n = n_0 + \delta n(\vec{r}, t)$, где $\vec{u}_e(t)$ и n_0 есть равновесные скорость и плотность электронов во внешнем поле (I), а $\delta\vec{V}(\vec{r}, t)$ и $\delta n(\vec{r}, t)$ малые неравновесные добавки. В силу сделанных допущений мы можем для описания рассматриваемого процесса пользоваться гидродинамическими уравнениями одножидкостной электронной плазмы (ионы считаем покоящимися) [8,9]. Линеаризованные уравнения для $\delta\vec{V}(\vec{r}, t)$, $\delta n(\vec{r}, t)$ и возмущенных полей $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ записываются в виде

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}}(\vec{u}_e \delta n) = -\frac{\partial}{\partial \vec{r}}(n_0 \delta\vec{V}),$$

$$\frac{\partial \delta\vec{V}}{\partial t} + (\vec{u}_e \frac{\partial}{\partial \vec{r}})\delta\vec{V} = \frac{e}{m}\left(\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{u}_e \vec{B}]\right); \qquad (2)$$

$$\mathrm{rot}\, \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\mathrm{rot}\, \vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}(\vec{j} + \vec{j}_{стр}), \qquad (3)$$

где $\vec{j} = e(n_0 \delta\vec{V} + \vec{u}_e \delta n)$ есть индуцированный в

плазме ток, $\vec{j} = ze\vec{V}_0\delta(\vec{r} - \vec{V}_0 t)$ - ток пролетающей частицы, ze - ее заряд, $\vec{V}_0$ - скорость, которую мы считаем постоянной, а $\vec{U}_e(t)$ определяется следующим выражением

$$\vec{U}_e(t) = -\vec{V}_e \cos\omega_0 t,$$
$$\vec{V}_e \equiv \frac{e\vec{E}_0}{m\omega_0}, \quad \frac{|\vec{V}_e|}{c} \ll 1, \tag{4}$$

m - масса электрона, c - скорость света.

Представляя возмущенные поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{E}^{(n)} e^{-in\omega_0 t}\, d\vec{k},$$
$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \int e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{B}^{(n)} e^{-in\omega_0 t}\, d\vec{k}, \tag{5}$$

где $\omega \equiv \vec{k}\vec{V}_0$, и используя известное разложение по функциям Бесселя

$$e^{ia\sin\omega_0 t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a)\, e^{in\omega_0 t} \tag{6}$$

можно получить, используя уравнение (2), следующее выражение для n -ой гармоники индуцированного тока $\vec{j}^{(n)}$:

$$\vec{j}^{(n)} = \frac{i\omega_p^2}{4\pi} \sum_{p,r} \frac{J_{p-n}(a) J_{p-r}(a)}{\omega + p\omega_0} \times \tag{7}$$
$$\times \left\{ \vec{E}^{(r)} - \frac{(p-n)\vec{V}_e}{(\omega + p\omega_0)a} \left(\vec{k}\vec{E}^{(r)} - \frac{p-r}{ac} \vec{k}[\vec{V}_e \vec{B}^{(r)}] \right) - \right.$$
$$\left. - \frac{p-r}{ac} [\vec{V}_e \vec{B}^{(r)}] \right],$$

где $a = \frac{e\vec{K}\vec{E}_0}{m\omega_0^2}$, $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m}}$.

Подставляя (5) и (7) в уравнения Максвелла (3) мы приходим к следующему уравнению для $\vec{E}^{(n)}$

$$\left(K^2 - \frac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)\vec{E}^{(n)} - \vec{K}(\vec{K}\vec{E}^{(n)}) -$$

$$- \frac{\omega_p^2}{c^2}(\omega+n\omega_0)\sum_{m,\tau}\frac{J_{\tau-n}(a)J_{\tau-m}(a)}{(\omega+n\omega_0)(\omega+\tau\omega_0)}\left\{\omega_0(\tau-m)\frac{\vec{K}(\vec{E}_0\vec{E}^{(m)})}{(\vec{K}\vec{E}_0)} + (8)\right.$$

$$\left. + \omega_0(\tau-n)\frac{\vec{E}_0(\vec{K}\vec{E}^{(m)})}{(\vec{K}\vec{E}_0)} - \frac{\omega_0^2(\tau-n)(\tau-m)}{\omega+\tau\omega_0}K^2\frac{\vec{E}_0(\vec{E}_0\vec{E}^{(m)})}{(\vec{K}\vec{E}_0)^2}\right\} =$$

$$= \frac{i\tau e}{2\pi^2 c^2}(\omega+n\omega_0)\vec{V}_0\delta_{n0},$$

где

$$\varepsilon(n\omega_0) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega+n\omega_0)^2}. \qquad (9)$$

Рассмотрим случай, когда тица движется перпендикулярно направлению ВЧ поля ($\vec{V}_0 \perp \vec{E}_0$), полагая, что $\vec{E}_0$ направлено вдоль оси x, а $\vec{V}_0$ – вдоль оси z. Уравнение (8) будем решать методом последовательных приближений, приняв за параметр разложения величину

$$\frac{\omega_p}{\omega_0}\left(\frac{V_e}{V_0}\right)^2 \ll 1. \qquad (10)$$

В нулевом приближении уравнение (8) приводит к следующему выражению для n-ой гармоники z-компоненты электрического поля

$$E_z^{(n)} = \frac{iZe\omega}{2\pi^2 V_0}\left\{ \frac{V_0^2(\omega+n\omega_0)\delta_{n0}}{c^2\omega\left(K^2-\frac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\left(K^2-\frac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)}\sum_m \frac{J_m(a)J_{m-n}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)}\left(1-\frac{\omega_p^2\omega\omega_0 m}{(\omega+m\omega_0)^2c^2\left(K_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)}\right)\right\}. \qquad (11)$$

Работа поля $E_z(\vec{r},\ t)$ над зарядом Ze в единицу времени, усредненная по периоду внешнего поля, дается выражением

$$W = ZeV_0\int E_z^{(0)}\,d\vec{K} =$$

$$= \frac{Z^2e^2}{\pi^2 V_0}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{q_m} q\,dq \int_0^{\infty} \frac{\omega\,d\omega}{K^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)} \times \qquad (12)$$

$$\times\sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(a)\left\{\left(1-\frac{\omega_p^2\omega\omega_0 m}{c^2(\omega+m\omega_0)^2\left(K_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)}\right)\mathrm{Im}\,\frac{1}{\varepsilon(m\omega_0)} - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega_p^2\omega_0\omega m}{c^2\varepsilon(m\omega_0)(\omega+m\omega_0)^2}\ \mathrm{Im}\ \frac{1}{K_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)}\right\},$$

где $a = \frac{Ve\,q\cos\varphi}{\omega_0}$, $K^2 = K_z^2+q^2$, $K_x = q\cos\varphi$, φ - азимутальный угол волнового вектора, $K_z = \frac{\omega}{V_0}$.

Поскольку мы практически пренебрегаем поглощением в плазме

(мнимая часть $\varepsilon(\omega)$, пропорциональная частоте столкновений ν_{ei}, мала), наибольший вклад в потери энергии в (I2) вносят области прозрачности плазмы (ср. [8]). Для применимости гидродинамического приближения в областях прозрачности плазмы должно выполняться условие

$$|m\omega_0 - \omega| \gg K\nu_e , \qquad (I3)$$

где ν_e определяется формулой (4).

Интегрируя (I2), получаем следующее выражение для потерь энергии пролетающей частицы на единице длины пути, усредненных по периоду внешнего поля:

$$W = -\frac{z^2e^2\omega_p^2}{V_0^2}\left\{\ln\frac{q_m^* V_0}{\omega_p} - \right.$$
$$-\frac{1}{4}\frac{V_e^2}{V_0^2}\left[\frac{1}{\gamma^2}\left(3\ln\frac{q_m^* V_0\gamma}{\omega_0} - 1\right) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\ln\frac{q_m V_0}{\omega_p}\right] + \qquad (I4)$$
$$\left. + \frac{V_e^2}{2c^2}\left[2\ln\frac{q_m V_0\gamma}{\omega_0} - 1 - \frac{\omega_p^2\beta^2\gamma^2}{\omega_0^2}\right]\right\},$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{V_0}{c}$, q_m – максимальный переданный импульс.

Приведенная формула справедлива для интервала энергий

$$\frac{\omega_0}{V_0 q_m} \ll \gamma \ll \frac{\omega_0}{\beta\omega_p} , \qquad (I5)$$

и при условиях

$$\frac{\omega_p}{V_0} \ll q_m^* \ll \frac{\omega_p}{V_{Te}} , \quad \frac{\omega_0}{c} < q_m \ll \frac{\omega_0}{V_e} , V_{Te} \ll V_e, \omega_0 \gg \omega_p , \qquad (I6)$$

где V_{Te} –тепловая скорость электронов.

Первый член в выражении (I4) равный

$$W_0 = -\frac{z^2 e^2 \omega_p^2}{V_0^2} \ln \frac{q_m^* V_0}{\omega_p} \qquad (I7)$$

соответствует обычным потерям энергии релятивистской частицы на излучение плазменных волн в однородной изотропной плазме. Остальные слагаемые, зависящие от энергии пролетающей частицы, обязаны наличию внешнего поля и связаны с излучением продольных волн с частотами $|\omega_0 \pm \omega_p|$. С увеличением энергии $\gamma \to \frac{\omega_0}{\beta \omega_p}$ второй член формулы (I4) быстро убывает из-за наличия фактора γ^{-2} и определяющий вклад в потери вносит логарифмически зависящий от энергии член в третьем слагаемом. Член же зависящий от γ^2 мал вследствие условия (I5) Как видно из условия (I5) при определенном подборе параметров ω_0 и ω_p мы можем попасть в область высоких энергий, где при отсутствии внешних полей, в конденсированных и газообразных средах зависимость ионизационных потерь от энергии уже отсутствует (см.напр. [I0,II]).

На рис.I приведены кривые зависимости относительных потерь W/W_0 от γ (в логарифмическом масштабе), при значениях $\omega_p = I0^{I0}$сек$^{-I}$ $\omega_0 = I0^{I4}$сек$^{-I}$, $E_0 \sim I0^8$ в/см, при двух значениях $q_m^* = 2.44$см$^{-I}$, $q_m^* = 0{,}9$см$^{-I}$, выбранных из интервалов (I6) при $V_{Te} \sim I0^8$. Отношение Ve/c взято равным 0,2, в соответствии со значением $E_0 \sim I0^8$в/см. Из рисунка видно, что величина потерь, обязанная присутствию внешнего поля, может достигнуть 20-40% от независящих от энергии потерь, причем, зависимость от γ простирается в приведенном случае до $\gamma \sim I0^4$. Однако, абсолютная величина средних потерь на I см

для одной частицы мала, из-за малости ω_p .

В случае $q_m < \omega_0/c$ и в случае, когда $\vec{V}_0 \parallel \vec{E}_0$ формулы для потерь энергии содержат энергетическую зависимость в виде фактора γ^{-2} и как и второй член формулы (I4) быстро убывают с увеличением энергии.

2. Рассмотрим случай, когда плазма находится в поле плоскополяризованной электромагнитной волны

$$\vec{E}_0^{(0)}(\vec{r}, t) = \vec{e}\, E_0 \cos\left(\vec{\kappa}_0 \vec{r} - \omega_0 t + \alpha_0\right) \qquad (I8)$$

с амплитудой внешнего поля E_0 и вектором поляризации $\vec{e}$, лежащим в плоскости, перпендикулярной к направлению скорости $\vec{V}_0$ (ось z) движения частицы, $\vec{\kappa}_0 = \vec{n}\frac{\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_0}$, $\varepsilon_0 = 1 - \omega_p^2/\omega_0^2$, $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении $\vec{V}_0$, ω_0 -частота внешнего поля, α_0 - постоянная фаза.

Систему уравнений Максвелла совместно с гидродинамическими уравнениями будем решать методом последовательных приближений [7,I2] при условиях

$$\frac{eE_0\kappa}{m\omega^2} \ll 1, \quad \frac{eE_0}{2mc\omega_0} = \frac{V_e}{2c} \ll 1, \qquad (I9)$$

$$\omega^2 \gg \omega_0^2 \gg \omega_p^2,$$

предварительно представив искомое поле $\vec{E}(\vec{r}, t)$ в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_{зар}(\vec{r}, t), \qquad (20)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ - поле в среде в отсутствии заряда и предположив, что $|\vec{E}_{зар}| \ll |\vec{E}_0|$.

не выписывая выражения для полей (подробнее см.[7]), приведем выражение для потерь энергии на единице длины пути, усреднен-

ное по времени измерения τ в предположении, что

$$\tau \lesssim \frac{2}{\omega_0}\left(\frac{1}{\gamma^2}+\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)^{-1} \qquad (21)$$

и справедливое для интервала энергий

$$\omega_0^2/\omega_p^2 \ll \gamma \ll q_m c\,\omega_0/\omega_p^2 ; \qquad (22)$$

$$\frac{dW}{dz} = -\frac{e^2\omega_p^2}{V_0^2}\ln\frac{q_m^0 V_0}{\omega_p} - \frac{e^2\omega_p^2 V_0^2}{4V_0^2c^2}\left\{\frac{9}{4}\cos\left[\frac{\omega_0 z}{V_0}\left(\frac{1}{\gamma^2}+\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)-2\alpha_0\right]\ln\frac{2\omega_p\gamma}{\omega_0}+\left(\frac{1}{2}-2\cos\left[\frac{\omega_0 z}{V_0}\left(\frac{1}{\gamma^2}+\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)-2\alpha_0\right]\right)\ln\frac{q_m c}{\omega_p}-\frac{9}{8}\pi\sin\left[\frac{\omega_0 z}{V_0}\left(\frac{1}{\gamma^2}+\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)-2\alpha_0\right]\right\}, \qquad (23)$$

где q_m - определяется из условия макроскопического рассмотрения $\omega_p/c \ll q_m \ll a$, a - атомные размеры.
Зависимость потерь от фазы α_0 означает следующее. Частица, ионизационными потерями которой мы интересуемся, движется в направлении распространения волны со скоростью, близкой к скорости волны ($V_0 \sim c$), т.е. почти совместно с неоднородностями, создаваемыми в плазме волной. Если представить себе полубесконечное пространство, заполненное плазмой, в которую частица влетает в момент времени $t = 0$, то внешнее электромагнитное поле имеет в этот момент на границе плазмы начальную фазу α_0, и энергетические потери частицы, естественно, будут зависеть от относительного положения частицы и неоднородностей т.е. от фазы α_0. Усреднение проведено по времени измерения

T , за которое величина ионизационных потерь не изменяет знак. Интегрируя (23) по z от 0 до $d = V_0 T$ и учитывая условия (21) и (22) мы приходим к следующему выражению для средних потерь на расстояниях $d \approx \frac{V_0 \omega_0}{3\omega_p^2}$;

$$W \approx -\frac{e^2\omega_0}{3V_0}\left\{\ln\frac{q_m^0 V_0}{\omega_p} + \frac{1}{2}\frac{V_e^2}{c^2}\left[1{,}1\ln\frac{2\omega_p\gamma}{\omega_0} + 5 - 0{,}73\ln\frac{q_m c}{\omega_p}\right]\right\}. \quad (24)$$

Величина $W_0 = -\frac{e^2\omega_0}{3V_0}\ln\frac{q_m^0 V_0}{\omega_p}$ дает потери релятивистской частицы в однородной изотропной плазме в отсутствие внешнего поля на расстояниях d .

На рис.2 приведены кривые зависимости относительных потерь W/W_0 от γ (в логарифмическом масштабе) для трех групп значений ω_0 и $\omega_p = \frac{\omega_0}{10}$, $\omega_p = \frac{\omega_0}{10^2}$, $\omega_p = \omega_0/10^3$; соответствующие значения ω_p , ω_0 , E_0 , d и параметров q_m^0 и q_m приведены в таблице I.

Из приведенной таблицы видно, что с ростом энергии, расстояния d растут, т.е. частица дольше летит на определенной фазе волны, а абсолютная величина независящих от энергии потерь $|W_0|$ на этих расстояниях зависит лишь от ω_0 . Из рис.2 видно, что при значениях внешних полей E_0 , приведенных в табл.I, и разных значениях ω_p и ω_0 величина потерь, обязанная присутствию внешнего поля составляет 15-20% от W_0 . Во всех случаях с увеличением γ соответственно увеличивается и отношение W/W_0 .

Полученные результаты показывают, что учет нелинейностей во взаимодействии электромагнитного поля со средой приводит к появлению энергетической зависимости ионизационных потерь в

тех областях, где она отсутствует в обычном случае. Это об - стоятельство, интересное само по себе, позволяет надеяться, что рассмотрение ионизационных потерь в нелинейных средах вне рамок теории возмущений может привести к обнаружению заметных и интересных с точки зрения практического использования эффектов в энергетической зависимости ионизационных потерь.

		$\omega_p = \omega_0/10$, $10^2 \le \gamma \le 3\cdot10^3$				$\omega_p = \omega_0/10^2$, $10^4 \le \gamma \le 3\cdot10^5$				$\omega_p = \omega_0/10^3$, $10^6 \le \gamma \le 3\cdot10^7$			
ω_0	E_0 при $\frac{V_0}{\delta} = \frac{1}{3}$	$\lvert W_0 \rvert$	d	q_m^0	q_m	$\lvert W_0 \rvert$	d	q_m^0	q_m	$\lvert W_0 \rvert$	d	q_m^0	q_m
10^{14} сек$^{-1}$	$3{,}4\cdot10^8$ в/см	$1{,}6\cdot10^{-4}$ эв $3{,}2\cdot10^{-4}$ эв	10^{-2} см	$0{,}9\cdot10^3$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^4$ см$^{-1}$	5 ~10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-4}$ эв $3{,}2\cdot10^{-4}$ эв	1см	$0{,}9\cdot10^5$ см$^{-1}$ $0{,}24\cdot10^5$ см$^{-1}$	5 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-4}$ эв $3{,}2\cdot10^{-4}$ эв	10^2 см	$0{,}9\cdot10$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10$ см$^{-1}$	5 10 см$^{-1}$
10^{15} сек$^{-1}$	$3{,}4\cdot10^9$ в/см	$1{,}6\cdot10^{-3}$ эв $3{,}2\cdot10^{-3}$ эв	10^{-3} см	$0{,}9\cdot10^4$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^4$ см$^{-1}$	6 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-3}$ эв $3{,}2\cdot10^{-3}$ эв	10^{-1} см	$0{,}9\cdot10^5$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^5$ см$^{-1}$	6 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-3}$ эв $3{,}2\cdot10^{-3}$ эв	10см	$0{,}9\cdot10^6$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^6$ см$^{-1}$	6 10 см$^{-1}$
10^{16} сек$^{-1}$	$3{,}4\cdot10^{10}$ в/см	$1{,}6\cdot10^{-2}$ эв $3{,}2\cdot10^{-2}$ эв	10^{-4} см	$0{,}9\cdot10^5$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^5$ см$^{-1}$	7 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-2}$ эв $3{,}2\cdot10^{-2}$ эв	10^{-2} см	$0{,}9\cdot10^4$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^4$ см$^{-1}$	7 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-2}$ эв $3{,}2\cdot10^{-2}$ эв	1см	$0{,}9\cdot10^3$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^3$ см$^{-1}$	7 10 см$^{-1}$
10^{17} сек$^{-1}$	$3{,}4\cdot10^{11}$ в/см	$1{,}6\cdot10^{-1}$ эв $3{,}2\cdot10^{-1}$ эв	10^{-5} см	$0{,}9\cdot10^6$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^6$ см$^{-1}$	8 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-1}$ эв $3{,}2\cdot10^{-1}$ эв	10^{-3} см	$0{,}9\cdot10^5$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^5$ см$^{-1}$	8 10 см$^{-1}$	$1{,}6\cdot10^{-1}$ эв $3{,}2\cdot10^{-1}$ эв	10^{-1} см	$0{,}9\cdot10^4$ см$^{-1}$ $2{,}4\cdot10^4$ см$^{-1}$	8 10 см$^{-1}$

Таблица I

429

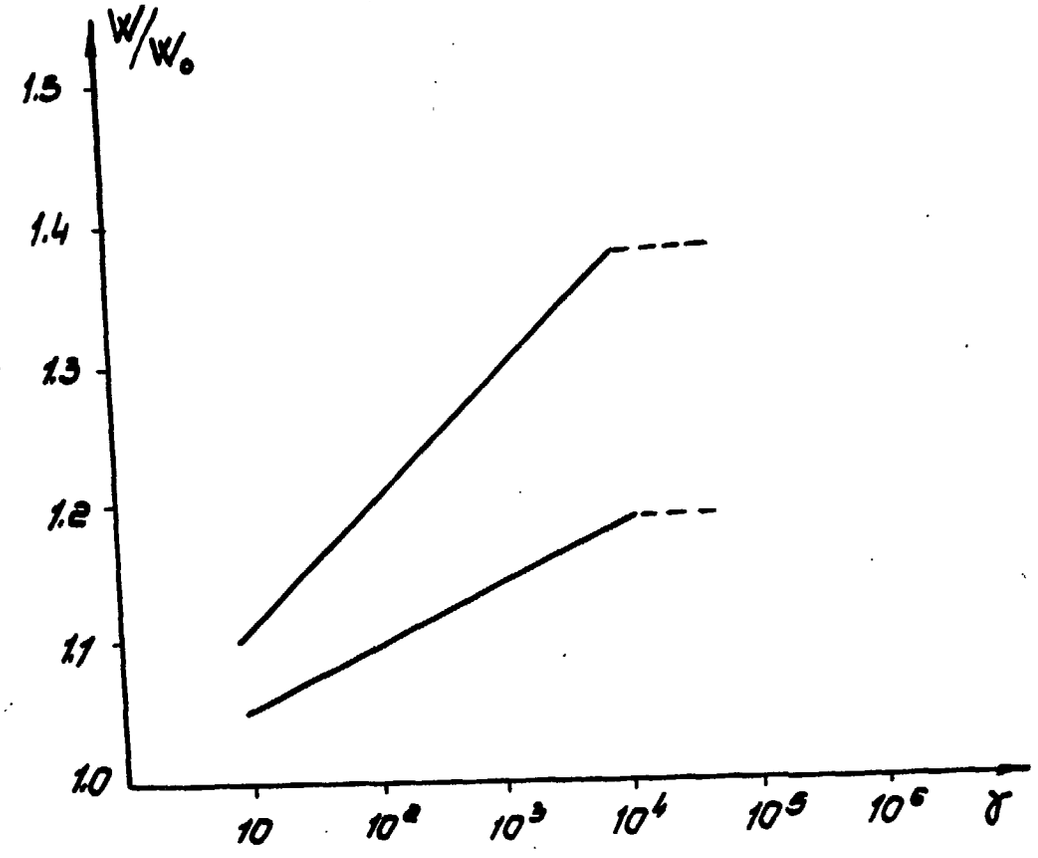


Рис.I

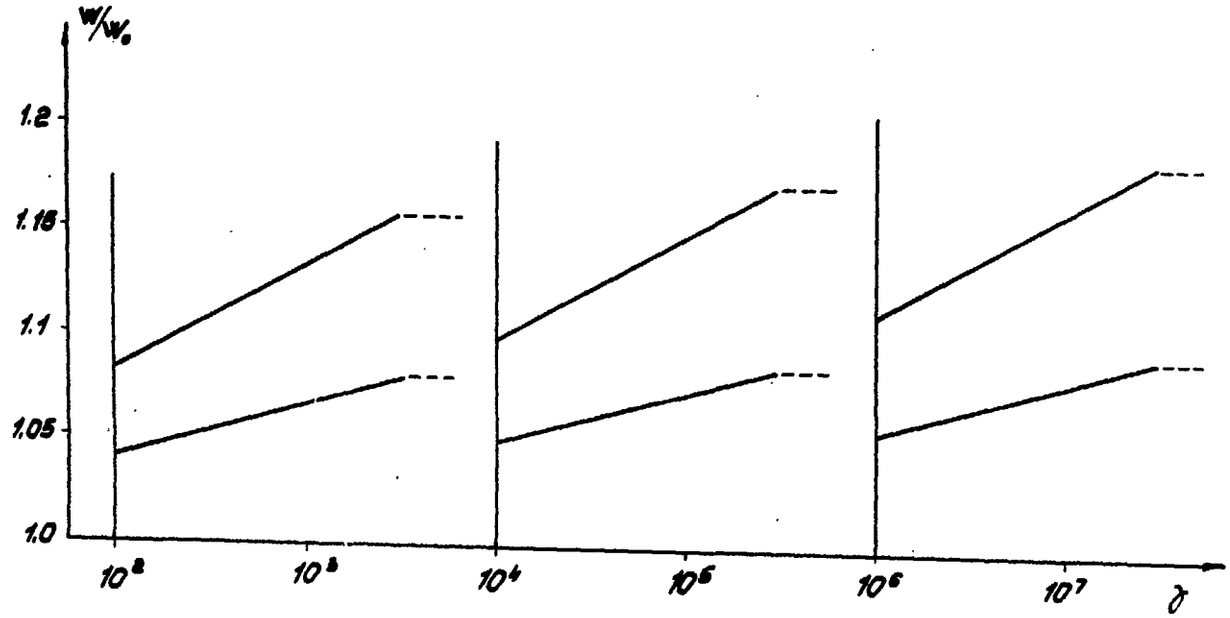


Рис. 2

Подписи к табл. и рис.I,2

Таблица — Приведены четыре значения параметров ω_0 и E_0 при трех разных значениях $\omega_p = \omega_0/10$, $\omega_0/10^2$ $\omega_0/10^3$, соответствующих трем разным областям энергии γ, а также соответствующие значения d q_m, два значения q_m^0 и соответствующие два значения W_0.

Рис.I — Кривые зависимости W/W от γ в случае внешнего ВЧ поля при $\omega_p = 10^{10}$сек$^{-1}$, $\omega_0 = 10^{14}$сек$^{-1}$. Верхняя кривая соответствует $q_m^0 = 0{,}9$см$^{-1}$, нижняя – $q_m^0 = 2{,}44$см$^{-1}$.

Рис.2 — Кривые зависимости W/W_0 от γ в случае внешней электромагнитной волны, в трех разных областях энергии. Кривые в каждой из областей справедливы для всех четырех групп параметров из соответствующей графы табл.I. Верхние кривые соответствуют первым значениям q_m^0 в табл.I.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. Л.Д.Ландау,Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, М.,I957.

2. Ю.М.Алиев,Л.М.Горбунов,Р.Р.Рамазашвили, ЖЭТФ, 6I,I477 (I97I).

3. Г.Г.Матевосян. Краткие сообщения по физике, № 7, (I972).

4. Б.М.Маркеев,Б.С.Моисеев. Изв.физиков, Радиофизика, I7, I404 (I974).

5. А.Ц.Аматуни,М.Р.Магомедов,Э.В.Сехпосян,С.С.Элбакян.Изв. АН Арм.ССР, Физика, I2, 32I (I977).

6. А.Ц.Аматуни,М.Р.Магомедов,Э.В.Сехпосян,С.С.Элбакян. Научное сообщение ЕФИ-I89 (35)-76.

7. А.Ц.Аматуни,К.З.Ацагорцян,Э.В.Сехпосян,С.С.Элбакян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, II, 34 (I976).

8. В.П.Силин,А.А.Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Госатомиздат, М.,I96I.

9. В.П.Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. Изд. Науки, М., I973.

I0. R.M.Sternheimer and R.F.Peierls.Phys.Rev.B3, 368I,I97I

II. J.H.Cobb, W.W.M.Allison, J.N.Bunch.Oxford University, Nuclear Physics Laboratory, 67/75; W.W.Allison, C.B.Brooks, J.N.Bunch; R.W.Pleming, R.K.Jamamoto, Oxford University, Nuclear Physics Laboratory, 68/75.

I2. В.В.Пустовалов,В.П.Силин. Труды ФИАН, 6I, 42 (I972).

ENERGY DEPENDENCE OF THE ULTRARELATIVISTIC CHARGED PARTICLE POLARIZATION LOSSES IN PLASMA IN THE PRESENCE OF STRONG EXTERNAL ELECTROMAGNETIC FIELDS

A.Ts.AMATUNI, M.R.MAGOMEDOV, E.V.SEKHPOSIAN, S.S.ELBAKIAN

Yerevan Physics Institute

Abstract

The analysis of the fast charged particle polarization losses in plasma in the presence of homogeneous high frequency electric field and in the field of electromagnetic wave plane polarisation is carried out. It is shown that due to the change in the dispersion properties of the plasma in the presence of external field in the expression for the polarisation losses arise which depend on the particle and the polarisation losses reach a plateau at higher energies when the external field frequency increases.

НЕРЕГУЛЯРНОЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦЫ КАК ПРИЧИНА АНОМАЛЬНО БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПРОЛЕТЕ

Л.А.ГЕВОРГЯН, Н.А.КОРХМАЗЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
АРМЯНСКИЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. Х.АБОВЯНА

Получена общая формула для частотного и углового распределения излучения нерегулярно-синусоидально движущейся частицы при наличии среды. В усредненную по периоду движения формулу для интенсивности излучения входит фактор нерегулярности, определяемый заданным распределением. Анализ этого фактора приводит к понятиям и определениям условий регулярности и бесконечности движения для рассматриваемой задачи. Допустив возможность возникновения индуцированного электрического поля на поверхности металла под воздействием скользящего электронного пучка и использовав упрощенную формулу при слабых колебаниях частицы, можно объяснить экспериментально полученную аномально большую интенсивность в переходном излучении.

I. ВВЕДЕНИЕ

С целью изучения возможности генерации мощного, направленного и монохроматического излучения в субмиллиметровом и рентгеновском диапазонах были выполнены ряд теоретических работ по так называемому ондуляторному излучению. Это излучение возникает при пролете частицы в магнитных и электрических полях, заставляющих ее колебаться в направлении, перпендикулярном скорости [I-7]. Все эти исследования относятся к строго периодическим движениям частиц. Однако, в реальных условиях неизбежны различные отклонения от идеальной регулярности движения

Поэтому исследование влияния нерегулярности движения на характеристики излучения представляет практический интерес.

В работах [8-9] впервые экспериментально было исследовано излучение при наклонном влете электронов в серебро. При малых углах скольжения $\alpha \approx 1^0$ и при энергии электронов в 30 кэв было обнаружено излучение с острым пиком при $\lambda_0 = 3500$ Å, интенсивность которого на один-два порядка превосходит переходное и тормозное излучения. Исследованию этого вопроса посвящены также ряд других экспериментальных [10-12] и теоретических [13-15] работ. Однако происхождение этого излучения осталось непонятным.x)

В настоящей работе сделана попытка объяснить наличие аномально большой интенсивности в переходном излучении при скользящем падении частиц путем применения теории излучения нерегулярно движущейся частицы.

2. Общая теория

Спектральное распределение интенсивности излучения при произвольном движении заряженной частицы имеет вид [16]

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega^2\sqrt{\varepsilon}}{4\pi^2c^3}\left|\vec{I}\right|^2; \quad \vec{I} = \int_{-\infty}^{\infty}[\vec{n}\vec{v}]\exp\left\{i(\omega t - \vec{\kappa}\vec{r}(t))\right\}dt, \qquad (I)$$

$$\kappa = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\,\vec{n}; \quad \vec{n} = \vec{i}_0\sin\theta\cdot\cos\varphi + \vec{j}_0\sin\theta\cdot\sin\varphi + \vec{\kappa}_0\cos\theta,$$

где (θ, φ) – направляющие углы единичного вектора $\vec{n}$.

Пусть электрон, двигаясь вдоль оси z, со скоростью $v_z = const$, в некоторый промежуток времени совершает нерегулярное синусоидальное движение со случайными полупериодами $\tau_\kappa/2$.

Разобьем этот промежуток времени, или, что то же самое, область

x) Авторы экспериментальной работы Ф.Р.Арутюнян, А.Х.Мхитарян, Р.А.Оганесян, Б.О.Ростомян. ЖЭТФ 65, 1772, 1973 приходят к выводу, что это излучение обусловлено неровностями поверхности мишени.

интегрирования в (I), на следующие $m+2$ интервала: $t \le 0$ с номером $K=0$, $t \in [t_{K-1}; t_K]$ с номерами $K \in [1; m]$ и $t \ge t_m$ с $K = m+1$, где $t_K = \sum_{i=1}^{K} \tau_i / 2$.

Траекторию частицы зададим в виде следующей непрерывной функции:

$$\vec{r}(t) = \vec{i}_0 (-1)^{K-1} \cdot U_0 \tau_K \cdot \eta(t) + \vec{K}_0 v_z t ,$$

$$\eta(t) = \begin{cases} \sin \frac{2\pi}{\tau_K}(t - t_{K-1}); & t \in \left[-\frac{\tau_0}{4}; t_m + \frac{\tau_{m+1}}{4}\right] \\ 1 \quad ; & t \notin \left[-\frac{\tau_0}{4}; t_m + \frac{\tau_{m+1}}{4}\right] \end{cases} , \qquad (2)$$

где $4U_0$ – средняя скорость электрона вдоль оси x.

Независимость этой скорости от номера K обеспечивает непрерывность траектории частицы. Выбор такой траектории оправдан и тем, что в отклоняющем поле с эффективным значением напряженности F_K амплитуда колебаний электрона $x_{oK} \sim F_K \cdot \tau_K^2$. С другой стороны, при одинаковых источниках поля $F_K \sim 1/\tau_K$ и поэтому $x_{oK} = U_0 \tau_K$.

Так как нас интересует среднее значение случайной величины (I), что разумно лишь при $m \gg 1$, то, для простоты, пренебрегая краевыми эффектами и ограничиваясь областью интегрирования $t \in [0; t_m]$, с точностью до $1/m$ будем иметь:

$$\vec{I} = \sum_{K=1}^{m} \vec{I}_K ; \quad \vec{I}_K = \int_{t_{K-1}}^{t_K} [\vec{n}\vec{v}] \exp\left\{i(\omega t - \vec{K}\vec{r})\right\} dt ,$$

$$[\vec{n}\vec{v}] = \vec{A} + \vec{B}(-1)^{K-1} \cdot \cos \frac{2\pi}{\tau_K}(t - t_{K-1}) ,$$

$$\omega t - \vec{K}\vec{r} = \Omega t + \alpha_K \cdot (-1)^{K-1} \cdot \sin \frac{2\pi}{\tau_K}(t - t_{K-1}) , \qquad (3)$$

где введены обозначения:

$$\vec{A} = v_2 \cdot \sin\Theta \cdot (\vec{i}_0 \sin\varphi - \vec{j}_0 \cos\varphi);\ \vec{B} = 2\pi v_0 (\vec{j}_0 \cos\Theta - \vec{k}_0 \sin\Theta \cdot \sin\varphi);$$
$$\Omega = \omega(1 - \beta_2 \sqrt{\varepsilon} \cos\Theta);\ \alpha_k = a \cdot \tau_k;\ a = a_0 \cos\varphi;\ a_0 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\, v_0 \sin\Theta. \quad (4)$$

Используя известные соотношения:

$$\exp(i\alpha \sin x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(\alpha) \exp(ipx);$$

$$J_p(\alpha) = (-1)^p J_p(\alpha) = J_{-p}(\alpha);\ J_{p-1}(\alpha) + J_{p+1}(\alpha) = \frac{2p}{\alpha} J_p(\alpha), \quad (5)$$

вместо (3) можно написать

$$\vec{I}_k = e^{i\Omega t_{k-1}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (-1)^{pk} \vec{R}_p(\tau_k) \cdot e^{i\varkappa_{k,p}};\ \varkappa_{k,p} = \frac{\Omega\tau_k}{4} + p\frac{\pi}{2},$$

$$\vec{R}_p(\tau_k) = \vec{\varphi}_p(\tau_k) \cdot \frac{\sin\varkappa_{k,p}}{\varkappa_{k,p}};\ \vec{\varphi}_p(\tau_k) = \frac{1}{2}\left(\vec{A}\tau_k - p\frac{\vec{B}}{a}\right) J_p(a\tau_k), \quad (6)$$

где $J_p(\alpha)$ – функции Бесселя.

Выделяя диагональные члены в $|\vec{I}|^2 = \vec{I} \cdot \vec{I}^*$, получим

$$|\vec{I}|^2 = \sum_{p,\ell=-\infty}^{\infty} (S_0 + 2\,\mathrm{Re}\, S_1),$$
$$S_0 = \sum_{k=1}^{m} (-1)^{k(\ell-p)} \cdot e^{-i(\ell-p)\frac{\pi}{2}} \vec{R}_p(\tau_k) \cdot \vec{R}_\ell(\tau_k), \quad (7)$$
$$S_1 = \sum_{j=1}^{m-1} \sum_{k=j+1}^{m} (-1)^{(j+1)(\ell-p)} \cdot \vec{R}_p(\tau_k)\, e^{i\varkappa_{kp}} \vec{R}_\ell(\tau_j)\, e^{i\varkappa_{j\ell}} \prod_{n=j+1}^{k-1} e^{2i\varkappa_{np}}.$$

Отметим, что каждое слагаемое в S_0 является случайной величиной, а в S_1 слагаемые состоят из произведения случайных величин. Усреднив (7) по всевозможным значениям периодов и просуммировав по индексам k, j, получим

$$\langle|\vec{I}|^2\rangle=\sum_{p,\ell=-\infty}^{\infty}\left[m H_{p,\ell}\cdot\cos\frac{\pi}{2}(\ell-p)+2\mathrm{Re}\left(\gamma_{p,\ell}\cdot\vec{h}_p\cdot\vec{h}_\ell\right)\right];$$

$$H_{p,\ell}=\langle\vec{R}_p(\tau_k)\cdot\vec{R}_\ell(\tau_k)\rangle;\quad \vec{h}_p=\langle\vec{R}_p(\tau_k)\cdot e^{i\varkappa_k p}\rangle; \tag{8}$$

$$\gamma_{p,\ell}=\frac{1}{q-x_p}\left[\frac{1-q^m}{1-q}-\frac{1-x_p^m}{1-x_p}\right];\quad q=(-1)^{\ell-p};\ x_p=\langle e^{2i\varkappa_k p}\rangle.$$

Учитывая свойство $\gamma_{\ell,p}=q^m\cdot\gamma_{p,\ell}$ и выделяя в (8) диагональные члены, для средней интенсивности будем иметь формулу

$$\left\langle\frac{dW}{d\omega d\Omega}\right\rangle=\frac{e^2\omega^2\sqrt{\varepsilon}}{4\pi^2c^3}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\left\{m H_{pp}+2\mathrm{Re}\left(\gamma_{pp}\cdot h_p^2\right)+\right. \tag{9}$$

$$\left.+2\sum_{\ell>p}\left[m H_{p\ell}\cos\frac{\pi}{2}(\ell-p)+(1+q^m)\mathrm{Re}\left(\gamma_{p\ell}\cdot\vec{h}_p\,\vec{h}_\ell\right)\right]\right\}.$$

3. Формула для средней интенсивности при распределении Гаусса

Пусть независимые случайные величины τ_k распределены по нормальному закону Гаусса

$$f\left(\frac{\tau}{T}\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\xi}\cdot e^{-\frac{1}{2\xi^2}\left(\frac{\tau}{T}-1\right)^2};\quad \xi=\frac{\sqrt{\langle\tau^2\rangle-T^2}}{T};\quad T=\langle\tau\rangle. \tag{10}$$

Понятно, что введенная здесь степень нерегулярности ξ для нашей задачи в случае распределения (10) должна принимать малые значения, т.е. $\xi\ll 1$. Поэтому при нахождении средних значений в (8) существенную роль будет играть только малая часть пути интегрирования вокруг точки перевала T. Разлагая функцию $R_p(\tau)$ в ряд Тейлора вокруг этой точки и произ-

ведя интегрирование, с точностью до ξ^2 найдем

$$H_{p\ell}=\vec{R}_p(T)\cdot\vec{R}_\ell(T);\ \bar{h}_p=\vec{R}_p(T)\cdot Q^{1/2}\cdot e^{i\varkappa_p},\ x_p=Q^2\cdot e^{2i\varkappa_p}$$

$$\varkappa_p=\frac{\pi}{2}\cdot p+\frac{\Omega T}{4},\quad Q=\exp\left(-\xi^2\Omega^2T^2/16\right). \tag{II}$$

Таким образом, согласно (9) и (II) для интенсивности излучения с единицы пути пролета имеем

$$\left\langle\frac{dW}{d\omega d\Omega dz}\right\rangle=\frac{e^2\omega^2\sqrt{\varepsilon}}{2\pi^2\beta c^4T}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\left[G_{pp}+2\sum_{\ell>p}G_{p\ell}\right]$$

$$G_{p\ell}=\bar{\varphi}_p(T)\cdot\bar{\varphi}_\ell(T)\,\frac{\sin\varkappa_p\sin\varkappa_\ell}{\varkappa_p\cdot\varkappa_\ell}\left[\psi(\xi)\cdot\cos\frac{\pi}{2}(\ell-p)+\bar{\psi}(\xi)\cdot\sin\frac{\pi}{2}(\ell-p)\right]$$

$$\psi(\xi)=\frac{(1-Q)\left[(1+Q)(1+Q^2)+4Q\cos^2\varkappa_p\right]}{U_p}+$$

$$+2Q\cdot\frac{Q^{2m}\left[C_m-2Q^2C_{m-1}+Q^4C_{m-1}\right]+2Q^2-(1+Q^4)C_0}{m\,U_p^2}, \tag{I2}$$

$$\bar{\psi}(\xi)=\frac{1+(-1)^m}{2}\cdot2Q\,\frac{Q^{2m}(S_m-Q^2S_{m-2})-(1+Q^2)\,S_0}{m\left[(1-Q^2)^2+4Q^2\cos^2\varkappa_p\right]U_p},$$

$$U_p=(1-Q^2)^2+4Q^2\sin^2\varkappa_p,\quad C_k=\cos2(k+1)\varkappa_p,\quad S_k=\sin2(k+1)\varkappa_p$$

При получении этой формулы в коэффициентах при $\cos\frac{\pi}{2}(\ell-p)$ и $\sin\frac{\pi}{2}(\ell-p)$ было положено $q_\ell=\pm1$ соответственно.

В выражении (I2) слагаемое с $\bar{\psi}$ в пределах принятой нами точности $1/m$ можно опустить, так как его наличие зависит от четности полупериодов m. Первый же член под суммой по ℓ отличен от нуля лишь при $\ell=p+2n$, где n – целое положительное число и, следовательно, $\varkappa_\ell=\varkappa_\ell+\pi n$.

Таким образом, вместо (I2) с точностью до $\delta^2=\max\left(\xi^2,\frac{1}{m}\right)$ можно написать

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega d\Omega dz} \right\rangle = \frac{z^2\omega^2\sqrt{\varepsilon}}{2\pi^2\beta c^4 T} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \phi\left[\vec{\varphi}_p^{\,2}(T) + 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varkappa_p}{\pi n + \varkappa_p} \vec{\varphi}_p(T)\cdot\vec{\varphi}_{p+2n}(T)\right] \cdot J_p(aT)\cdot J_{p+2n}(aT),$$

$$\phi = \frac{\sin^2 \varkappa_p}{\varkappa_p^2} \cdot \psi(\xi) \qquad (13)$$

$$\vec{\varphi}_p \vec{\varphi}_{p+2n} = \frac{\ell^2}{4\beta^2\varepsilon} \cdot \left[\beta^2\varepsilon \cdot \sin^2\theta + 2\beta\sqrt{\varepsilon}\,\frac{\Omega_0}{\omega}\cos\theta(p+n) - \left(\frac{\Omega_0}{\omega}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{\sin^2\theta\cdot\cos^2\varphi}\right)\cdot p(p+2n)\right],$$

где $\ell = \beta c T$ - средний шаг нерегулярно-периодического движения, а $\Omega_0 = 2\pi/T$.

Отметим, что зависимость от нерегулярности движения частицы дается фактором нерегулярности $\psi(\xi)$.

4. Исследование фактора нерегулярности

а) Регулярный ондулятор

Если при конечном m параметр нерегулярности $\xi \to 0$, то разлагая Q в ряд и используя соотношение $\lim\left[\xi(\xi^2 + x^2)^{-1}\right] = \pi\cdot\delta(x)$, для первого и второго слагаемых функции ϕ соответственно имеем

$$\pi\delta(\varkappa_p) \qquad \text{и} \qquad \frac{\sin^2 m\varkappa_p}{m\varkappa_p^2} - \pi\delta(\varkappa_p)$$

и, следовательно, для регулярного ондулятора получаем формулу [4]

$$\phi = \frac{\sin^2 m\varkappa_p}{m\varkappa_p^2} \qquad (14)$$

Эту формулу можно получить и для конечных ξ, если фактор ϕ разложить в ряд вокруг точки своего острого максимума $\varkappa_p = 0$ при следующем условии, которому должен удовлетворять структурный параметр ондулятора σ

$$\left|\frac{\pi}{2} m \rho \xi\right| = \sigma \leq 1 . \qquad (15)$$

Последнее условие является условием регулярности ондулятора.

Если в условии (15) $m \to \infty$, то вместо (14) получим $\phi = \pi \delta(\varkappa_p)$, а вместо (13) получим формулу для бесконечного регулярного ондулятора.

б) Конечный нерегулярный ондулятор

Поскольку основной вклад в частотный спектр вносят малые $\varkappa_p$, то удобно выделить окрестность вокруг точки $\varkappa_p = 0$ и исследовать поведение фактора ϕ в этой окрестности.

I. Для фактора нерегулярности имеем

$$\phi = \frac{g}{y_1(\varkappa)} (\phi_1 - \phi_2); \quad 1 < \sigma \leq \left|\frac{m}{\ln \delta}\right|^{1/2}$$
$$\phi = \frac{g}{y_1(\varkappa)} \cdot \phi_1 \qquad \left|\frac{m}{\ln \delta}\right|^{1/2} < \sigma \leq m\sqrt{\delta}, \qquad (17)$$

где введены следующие обозначения

$$\phi_1 = \Delta + \frac{1}{2m} - \Lambda\varkappa + \frac{\Delta}{m} \cdot \frac{2\Lambda\varkappa - \Delta}{y_1(\varkappa)}; \quad \varkappa \equiv \varkappa_p ,$$

$$\phi_2 = \frac{Q^{2m}}{2m\, y_1(\varkappa)} \left[(\varkappa^2 + 2\Lambda\Delta\varkappa - \Delta^2)\cos 2m\varkappa + 2\varkappa(\Delta - \Lambda\varkappa) \cdot \sin 2m\varkappa\right]; \qquad (18)$$

$$\Lambda = \pi\rho\xi^2; \quad \Delta = \frac{\pi^2}{4}\rho^2\xi^2; \quad y_1(\varkappa) = \varkappa^2 - 2\Lambda\Delta\varkappa + \Delta^2;$$

$$g=\begin{cases}1; & \sigma\le\sqrt{m}\\ 1+\Delta; & \sigma>\sqrt{m}\end{cases},\qquad Q^{2m}=\begin{cases}1-2m\Delta, & \sigma\le\sqrt[4]{m}\\ \exp[-2m(\Delta-\Lambda x)]; & \sigma>\sqrt[4]{m}\end{cases}$$

2. При условии

$$m\sqrt{\delta}<\sigma\le\frac{1}{\delta}\sqrt{\frac{m}{2}}\ ; \tag{19}$$

получаем

$$\Phi=\frac{(1-Q_0)\cdot Q_1+\Lambda\sigma Q_2 x}{y_2(x)}-\frac{d\sigma}{m}\cdot\frac{d+\Lambda(d-\sigma^2)x}{[y_2(x)]^2}\ ,$$
$$Q_0=\exp(-\Delta),\quad \sigma=2Q_0,\quad d=1-Q_0^2. \tag{20}$$
$$Q_1=1+3Q_0+Q_0^2-Q_0^3,\quad Q_2=1-2Q_0-3Q_0^2+2Q_0^3,$$
$$y_2(x)=d^2-\Lambda d\sigma^2x+\sigma^2x^2.$$

Заметим, что полученные в этом пункте формулы для Φ зависят от m и поэтому условие

$$1<\sigma\le\frac{1}{\delta}\sqrt{\frac{m}{2}} \tag{21}$$

является условием конечности нерегулярного ондулятора.

c) При дальнейшем увеличении параметра σ зависимость интенсивности излучения от m теряется и мы приходим к случаю бесконечного нерегулярного ондулятора:

$$\Phi=\frac{(1-Q_0)\,Q_1+\Lambda\cdot\sigma\cdot Q_2\,x}{y_2(x)},\quad \sigma>\frac{1}{\delta}\sqrt{\frac{m}{2}}. \tag{22}$$

Проведенный выше анализ показывает, что понятия регулярности и конечности ондулятора полностью определяются значением структурного параметра σ .

5. Спектральное распределение интенсивности при слабых колебаниях нерелятивистских частиц

Поскольку существенный вклад в (I3) дает малая окрестность точки $x_p = 0$, которая при отсутствии черенковского излучения ($\beta\sqrt{\varepsilon} < 1$) существует лишь для гармоник с отрицательными номерами $p < 0$, то, при наличии дополнительного условия на аргумент бесселевых функций $a_0 T < \sigma$, с точностью до σ^2 в (I3) можно ограничиваться гармоникой $p = -1$ и слагаемым с $n = 1$. Перейдя к длине волны , для интенсивности излучения с пути пробега L получим

$$\left\langle \frac{dW}{d\lambda\, d\Omega} \right\rangle = \frac{\pi e^2 z_0^2 \varepsilon}{4\ell^3} \cdot \frac{L}{\gamma^2 y^6} \left\{ \left[\beta_z^2 \varepsilon \frac{\pi - x}{\pi + x} \sin^2\theta - 2\beta_z \sqrt{\varepsilon}\, y \cos\theta - \frac{\pi + 3x}{\pi + x} y^2 \right] \sin^2\theta \cdot \cos^2\varphi + \frac{\pi + 3x}{\pi + x} \cdot y^2 \right\} \frac{\sin^2 x}{x^2} \overset{(\angle 3)}{\psi}(\xi),$$

$$x = \frac{\pi}{2}\left[\frac{1 - \beta\sqrt{\varepsilon}\cos\theta}{y} - 1 \right] .$$

где $y = \lambda/\lambda_0$, $\lambda_0 = \ell/\beta\sqrt{\varepsilon}$, $z_0 = -E_0 \ell / 2\pi m_0 c^2$ – не зависящий от β параметр эффективного электрического поля с амплитудой E_0 [4] , γ -лоренц-фактор, L - длина пробега.

6. Аномально большая интенсивность в переходном излучении при скользящем падении электронов

Результаты исследований, приведенные в работах [8-I2] показывают, что обнаруженное на эксперименте излучение подчиня-

ется следующим основным закономерностям:

I. Излучение возникает при наличии металлических мишеней и не обнаружено в диэлектриках.

2. Интенсивность излучения ($W_{\lambda,o}$) растет с улучшением вакуума.

3. $W_{\lambda,o} \sim \alpha^{-1}$, $\alpha \ll 1$, где α – угол скольжения.

4. $W_{\lambda,o} \sim \mathcal{E}$, где $\mathcal{E} = m_0 c^2 (\gamma - 1)$ – кинетическая энергия [illegible].

[illegible]лина волны λ_0, соответствующая пику [illegible]лучения, не [illegible]ит от угла скольжения α .

6. Ширина пика $\Delta\lambda \approx 200 \div 300$ Å .

Поверхность напыленных металлических пленок, использованных в эксперименте, естественно, имеет шероховатую структуру. На поверхности пленки имеются хаотически расположенные островки размером $h_0 \sim 100$ Å , и с расстояниями между ними ~ 1000 Å. Если под воздействием скользящего электронного пучка возможно возникновение индуцированного электрического поля, приводящего к движению типа (I), то возникающее излучение будет описываться формулой (23). Нетрудно заметить, что такой механизм генерации излучения удовлетворяет первым двум закономерностям из перечисленных выше.

Если поперечный эффективный размер поля обозначить через d_0 , то длина пробега в (23) будет $L = d_0 / \alpha$, что и требуется свойством три.

В эксперименте излучение наблюдалось в узком телесном угле вокруг направления ($\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$). Для интенсивности в этом направлении из (23) имеем

$$W_{\lambda,0} \sim \beta^2/\gamma^2 = (\gamma-1)\cdot\frac{\gamma+1}{\gamma^4}, \qquad (24)$$

что для нерелятивистских электронов с большой точностью согласуется со свойством четыре.

Функцию $\psi(\xi)$ при условии $m\xi^2 > 1$ с точностью до $2/\pi^2 m\xi^2$ можно представить в виде

$$\psi(\xi) = \frac{\Delta}{x^2+\Delta^2}, \quad \Delta = \frac{\pi^2}{4}\xi^2, \quad p = -1. \qquad (25)$$

Эта функция имеет острый максимум в точке $x = 0$ с полушириной Δ.

При этом функция (23) принимает максимальное значение в точке $y_{max} \simeq 1 - 10\Delta^2/\pi^2$ с левой и правой полуширинами

$$\Delta y_{л,п} = \frac{2\Delta}{\pi}\left(1 \pm \frac{5}{\pi}\Delta\right). \qquad (26)$$

Следовательно, максимум интенсивности приходится на длину волны $\lambda_0 = \ell/\beta\sqrt{\varepsilon}$. Это значение длины волны определяется обработкой поверхности мишени и она уменьшается при увеличении энергии частицы ($\sim \mathcal{E}^{-1/2}$) и при ухудшении вакуума. В согласии со свойством пять λ_0 не зависит от угла скольжения частицы. По формуле, полученной для λ_0, можно делать вывод о нероховатости мишени, использованной в обсуждаемом эксперименте. Это дает оценку: $\ell \simeq 1200$ Å.

Сравнение ширин экспериментальной и теоретической (см.(26)) кривых для параметра нерегулярности дает оценку $\xi \simeq 0{,}14 \div 0{,}17$. Отметим, что экспериментальные кривые являются усредненными по

углам в пределах выделенного светового пучка, учет которого приводит к расширению спектра и поэтому на самом деле ξ имеет значение меньше указанного.

Задаваемое формулой (23) распределение интенсивности практически симметрично относительно пика, а экспериментально наблюдаемое распределение асимметрично.

При пролете скользящий электрон $h/d\ell$ раз пересекает островки и образует переходное излучение, которое в рассматриваемой области длин волн весьма асимметрично [9]. Полное излучение, возникающее при скользящем пролете электрона, является смесью ондуляторного (см.23)) и переходного излучений, причем вблизи $\lambda \approx \lambda_0$ преобладает ондуляторное излучение, а вдали от пика – переходное.

Оценка отношения интенсивностей ондуляторного и переходного (от одной границы) излучений дает значение: $10^{-15} \cdot m \cdot \mathcal{E}_0^2$, что при некоторых значениях m и $\mathcal{E}_0$ может обеспечить наблюдаемые на эксперименте результаты.

ЛИТЕРАТУРА

I. В.Л.Гинзбург. Изв. АН СССР, сер.физич., II, I65, I947; УФН, 69, 537, I959

2. H.Motz.J.Appl.Phys. 22, 527, I95I

3. В.Л.Гинзбург, В.Я.Эйдман. ЖЭТФ, 36, I823, I959

4. Н.А.Корхмазян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 5, 4I8, I970; 7, II4; 8, 405, I973

5. Н.А.Корхмазян, С.С.Элбакян. ДАН СССР, 203, 79I, I972

6. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. Препринт ИЯФ 6I-72, I973

7. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 42, I92I, I972

8. P.von Blankhenhagen, H.Boersch, D.Fritzsche, H.G.Seifert, G.Sauerbrey, Phys.Lett. II, 296, I964

9. H.Boersch, P.Dobberstein, D.Fritzsche, G.Sauerbrey. Zeitschrift fur Physik I87, 97-II8, I965

I0. G.E.Jones, L.S.Cram, E.T.Arakawa, Phys.Rev.; I47, 2I5, I966

II. L.S.Cram, E.T.Arakawa, Phys.Rev., I53, 455, I967

I2. J.C.Ashley, L.S.Cram, E.T.Arakawa. Phys.Rev.; I60, 3I3, I967

I3. A.Ferrell. Phys.Rev. III, I2I4, I958

I4. И.М.Франк, УФН, 87, I89, I965

I5. В.Е.Нафомов,Е.П.Фетисов. ЖЭТФ, 53, 965, I967

I6. Л.Д.Ландау,Е.М.Лифшиц. Теория поля. Изд."Наука",М.,I967.

NONREGULAR PERIODIC PARTICLE MOTION AS A REASON FOR ABNORMALLY HIGH INTENSITY TRANSITION RADIATION AT GRAZING PASSAGE

N.A.KORKHMAZIAN,L.A.GEVORKIAN

Kh.Abovian Armenian Pedagogical Institute,
Yerevan Physics Institute

Abstract

The general formula for the frequency and angular distribution of the radiation of a particle moving with nonregular - sinusoidal trajector in a medium are obtained. A nonregularity factor given by the distribution enters into the intensity formula averaged over the particle motion. The analysis of this factor gives the notions and definitions of the conditions of the motion regularity and infinity for the problem under consideration. Assuming the possibility of arising of an induced electric field on the metal surface due to the grazing electron beam and using the simplified formula at weak particle oscil - lations one may explain the abnormally high intensity transi - tion radiation observed experimentally.

УПРАВЛЯЕМАЯ ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ

М.П.ЛОРИКЯН, Н.Н.ТРОФИМЧУК

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В работе приводятся результаты исследования УВЭЭ при прохождении одиночных релятивистских электронов и α -частиц с энергией $\simeq$ 4 Мэв. Рассматривается механизм усиления УВЭЭ в пористом диэлектрическом слое при наличии сильного электрического поля.

В настоящее время в руках физиков-экспериментаторов имеется большое разнообразие детекторов частиц. Именно наличие большого числа методов регистрации частиц и позволило быстро развивать экспериментальные исследования в области ядерной физики и физики высоких энергий. Очевидно, что дальнейшее развитие этих областей немыслимо без применения новых методов регистрации частиц.

Уже давно делаются попытки использовать явление вторичной электронной эмиссии при прохождении через пленки вещества заряженных частиц. Однако малость коэффициента вторичной эмиссии сильно ограничивает возможности применения этого явления. В последние годы некоторые успехи достигнуты в области использования тонких пленок (400-800 $\mathring{A}$) углерода для регистрации α - частиц и тяжелых осколков но даже в этом случае возможности метода сильно ограничены по причине малости коэффициента вторичной электронной эмиссии [I] .

Гарвиным и Эджекумбе [2] были выполнены исследования аномальной вторичной электронной эмиссии (АВЭЭ) при прохождении минимально ионизирующих электронов. Это явление возникает в следующих условиях [2,3]. Пористый слой диэлектрика (KCl, CsJ и другие) малой плотности нанесен на тонкую подложку, покрытую проводящим слоем. Толщина пористого слоя 25-50 мкм. Через такой эмиттер пропускают интенсивный пучок электронов. Вследствие вторичной электронной эмиссии из поверхности диэлектрика она заряжается положительно относительно подложки. По мере увеличения заряда на поверхности растет и напряженность электрического поля в слое, что способствует вытягиванию вторичных электронов из глубины слоя к поверхности, часть этих электронов выходит в вакуум. Таким образом, вторичный ток сильно возрастает, т.е. возникает аномальная эмиссия. После прекращения облучения эмиттера пучком электронов заряд на поверхности сохраняется достаточно долго, и поэтому, если после "зарядки" эмиттера пропускать через него заряженные частицы, то аномальная вторичная электронная эмиссия сохранится.

В 1965 году Гарвиным и др. [2] исследовалась аномальная вторичная эмиссия из слоев KCl при прохождении пучка электронов с энергией 100-1000 Мэв. Они показали, что коэффициент вторичной электронной эмиссии δ достигает $\delta \approx 5$ и логарифмически растет с ростом энергии электронов. Однако, позднее эти же авторы, исследовав АВЭЭ при прохождении одиночных минимально ионизирующих электронов [4], показали, что среднее значение δ не превышает I, и флуктуации δ имеют очень широкое распределение, т.е. АВЭЭ также практически неприменима

для регистрации одиночных частиц с минимальной ионизацией [4].

Нами исследовалась вторичная электронная эмиссия из диэлектрических пористых слоев, когда напряженность электрического поля в слое создавалась внешними электродами (подложкой из металлической фольги или металлизированной диэлектрической тонкой пленки, на которую наносится слой диэлектрика, и металлической мелкоструктурной сеткой, установленной на вторую поверхность слоя диэлектрика) [5-13] . Таким образом, исключая объемные заряды, возникающие внутри диэлектрика при прохождении интенсивного пучка электронов (как это имеет место в случае АВЭЭ), мы могли создавать практически любые поля в диэлектрике, и тем самым исследовать вторичную эмиссию не только более детально, но и при высоких значениях напряженности электрического поля. Первые же опыты на пучке электронов с энергией 50 Мэв [5,6,7,8] показали существенное различие возникновения эмиссии в нашем случае от случая АВЭЭ. А именно: среднее значение δ достигает $\simeq$ 17 и коэффициент δ растет с уменьшением тока пучка, вторичный ток возникает безынерционно после включения пучка быстрых электронов, и его величина также безынерционно изменяется с изменением напряжения на сетке V_c .

В связи с этими новыми особенностями обнаруженное явление было нами названо управляемой вторичной электронной эмиссией (УВЭЭ). Ниже более детально приведены результаты исследования УВЭЭ при прохождении одиночных минимально ионизирующих электронов и α -частиц с энергией $\sim$ 4 Мэв.

I. Прохождение минимально ионизирующих электронов [9-13].

На рис.I приведено изображение конструкции эмиттера. На

тонкую натянутую алюминиевую фольгу (I) распылением в атмосфере Ar наносится слой KCl (4) плотностью 2% от нормальной. На другую поверхность напыленного слоя устанавливается мелкоструктурная сетка (2) прозрачностью $\simeq$ 70%. Изолятором служит калиброванная по толщине тефлоновая шайба (3).

На рис.2 показана экспериментальная установка, на которой исследовалась УВЭЭ. Вторичные электроны, выходящие из эмиттера (2) в вакуум, фокусировались и ускорялись системой электростатической фокусировки (3) и регистрировались сцинтилляционным счетчиком S_2 . Электроны из радиоактивного источника $Sr^{90} - Y^{90}$ с энергией 0,7-2 Мэв проходили через вакуумное майларовое окно, эмиттер и регистрировались другим сцинтилляционным счетчиком S_1 ,в совпадение с эмиттированными электронами. Счетчик S_2 заранее калибровался по энерговыделению, и величина его импульса была пропорциональна числу электронов в группе, попавших на сцинтиллятор счетчика S_2 , т.е. числу выбитых электронов каждой проходящей через эмиттер частицей.

На рис.3,4,5,6 показаны статистические распределения числа эмиттированных электронов для пленки толщиной 50 мк, 100 мк, 200 мк и 400 мк соответственно. Интересно отметить, что до толщины пленки диэлектрика 400 мкм максимум в распределении не возникает, хотя число первичных δ -электронов,образованных частицей, растет с толщиной пленки. Это связано с тем, что пути отдельных элементарных лавин вторичных электронов существенно различны, т.к. δ -электрсны равномерно распределены по всей толщине пленки. Кроме того, в пленке может иметь место, по-видимому, поглощение вторичных электронов.

На рис.7 приведены зависимости среднего значения числа

эмиттированных электронов от напряженности электрического поля для этих же пленок (вольт-эмиссионные характеристики). Из рис.7 следует, что во всех случаях вначале $\bar{\sigma}$ растет с ростом V_c слабее, и с увеличением V_c этот рост усиливается. С увеличением толщины зависимость $\bar{\sigma}$ от напряженности электрического поля E становится более крутой, и все кривые в целом сдвигаются в область меньших E, т.е. для получения того же значения $\bar{\sigma}$ нужно иметь меньше напряженности поля в слое.

На рис.8 приведены энергетические спектры [I,2,3] вторичных электронов для пленки толщиной I00 мк при разных напряженностях электрического поля E (1- $E = 2.10^4$в/см, 2- $E = 3.10^4$в/см, 3-$E = 4.10^4$в/см). Из этого рисунка следует, что с увеличением E средняя энергия электронов растет. Это очевидный факт, т.к. растет энергия, приобретенная электронами на длине свободного пробега.

Было измерено временное разрешение данной установки [II]. Для суммарного временного разрешения двух сцинтилляционных счетчиков и эмиттеров УВЭЭ было получено значение 3 нсек, т.е. собственное временное разрешение эмиттера значительно меньше 3 нсек., так как только два сцинтилляционных счетчика имеют временное разрешение $\simeq$ 3 нсек.

2. Детектирование α -частиц.

Большая величина коэффициента вторичной электронной эмиссии, хорошее временное разрешение, безынерционность и малость вещества эмиттера обеспечивают большую перспективу применения этого явления для детектирования тяжелых частиц малых энергий.

В той же экспериментальной установке мы исследовали УВЭЭ при прохождении через пленку α -частиц с энергией $\simeq 4$ Мэв. Эмиттер был собран на подложке из Al_2O_3 толщиной I мкм, на которой была распылена в вакууме и нанесена металлическая пленка толщиной $\sim$ I000 Å. Толщина пористого слоя KCl была d = I00 мкм, а плотность $\simeq$ 2% от нормальной.

На рис.9 приведено статистическое распределение числа выбитых α -частицами электронов при $E=0$. Из распределения видно, что максимум наблюдается при числе электронов $n \sim 4$.

На рис.I0 и II приведены распределения числа эмиттированных электронов при разных значениях V_c. Мы видим, что уже при V_c = I00 вольт наблюдается распределение с четко выделенным максимумом. С увеличением V_c максимум распределения сдвигается вправо. Все распределения имеют асимметричный вид, подобно распределению ионизационных потерь энергии.

На рис.I2 приведена зависимость наивероятного значения числа эмиттированных электронов от V_c. Здесь также, как и в случае электронов, имеем для малых V_c более медленный рост, чем в области больших V_c. При использовании подобных эмиттеров для измерения потерь энергии важным параметром является ширина на полувысоте распределения числа эмиттированных электронов Δ. Мы видим из рис.I0-II, что с увеличением V_c, Δ сначала падает, а затем растет. Такое поведение Δ может объясняться тем, что в области малых V_c мы в основном имеем вытягивание начальных δ -электронов без заметного размножения, и флуктуации определяются флуктуациями ионизационных потерь. С увеличением V_c начинает доминировать процесс размножения, и растет вклад флуктуаций от размножения δ -электро-

нов.

На рис.I3 приведена кривая совпадений между S_1 и S_2 при значении V_c = 200 в, т.е. при $E = 2.10^4$в/см.

Мы видим, что в среднем разрешающее время всей системы 0,75 нсек, т.е. собственное временное разрешение эмиттера $\leq$ 0,75 нсек. При V_c = 400 в, т.е. при $E = 4.10^4$в/см разрешающее время системы $\sim$ I нсек, рис.I4, и собственное временное разрешение эмиттера $\leq$ I нсек.

3. О механизме УВЭЭ

Как аномальная электронная эмиссия, так и УВЭЭ происходит только в пористых слоях. Это указывает на то, что поры в слое диэлектрика играют существенную роль. Вторичные электроны, образованные частицей в слое вещества, попадая в поры, ускоряются электрическим полем, а попадая на стенки пор, образуют новые вторичные электроны. С увеличением напряженности поля это явление принимает лавинный характер, и возникает крутой рост $\bar{\sigma}$ от E на вольт-эмиссионной характеристике.

Этот процесс может быть описан формулой Таунсенда для газового разряда [I4]

$$\sigma = \exp(\alpha x), \tag{I}$$

где α - количество внутренних вторичных электронов, образуемых одним электроном лавины на единицу пути, а x - средняя глубина зарождения лавины.

Так как в случае пробоя диэлектрического слоя места возникновения лавин различны, то наблюдаемая величина $\bar{\sigma}$ будет

$$\bar{\sigma} = \int_0^d e^{\alpha x} dx = \frac{1}{\alpha}\left(e^{\alpha d} - 1\right), \tag{2}$$

где d – толщина слоя.

Согласно [I4]

$$\alpha = A \exp\left(-\frac{1.64 U_i}{\lambda_e E}\right), \qquad (3)$$

где $A \simeq const$ U – потенциал ионизации, λ_e – средняя длина свободного пробега вторичного электрона.

Для определения λ_e необходимо знать экспериментальное соответствие α и E, при известном значении U_i. Для получения этого соответствия вычислим $\alpha(E)$ из (2), при известном d, соответствующие экспериментальным значениям $\bar{\sigma}$ при разных E. Прологарифмовав (3) и подставляя E и $\alpha(E)$, найденные указанным выше путем, мы получим

$$\ln\alpha = \ln A - \frac{1.64 U_i}{\lambda_e \cdot E}, \qquad (4)$$

где $\alpha(E)$ определяется по экспериментально измеренным $\bar{\sigma}(E)$. Таким образом, мы получим линейное уравнение, где угловой коэффициент определяется величиной U_i/λ_e, а пересечение прямой осью $\ln\alpha$ дает значение $\ln A$.

На рис.I5 и I6 приведены эти графики для пленок толщиной 50 мкм и 400 мкм, соответственно.

Мы видим, что в обоих случаях имеет место линейная зависимость между $\ln\alpha$ и E^{-1}. Аналогичная линейная зависимость получена и для промежуточных по толщине пленок I00 мкм и 200мкм

Таким образом, экспериментальные результаты хорошо согласуются с таунсендоподобным механизмом усиления УВЭЭ в пористом диэлектрическом слое.

Были вычислены значения λ_e для всех толщин пленок KCl

при значении U_i = 10 эв [2] . В таблице I приведены эти результаты. Эту же величину λ_e можно вычислить независимым методом, воспользовавшись соотношением [14] .

$$\bar{W}_e = {}^3/_{32}\,\pi^2 \lambda_e e E , \qquad (5)$$

где $\bar{W}_e$ - средняя по спектру энергия вторичных электронов, e - заряд электрона, E - напряженность электрического поля в диэлектрическом слое.

Вычисленная таким образом средняя длина свободного пробега λ_e (усредненная по трем спектрам, рис.8) равна 10±1,5 мкм и находится в хорошем согласии со значением λ_e, полученным первым способом для той же пленки толщиной 100 мкм (таблица I).

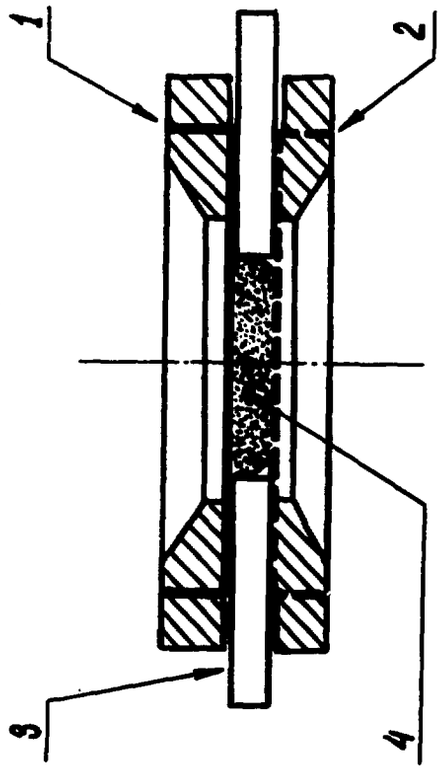


Рис.I

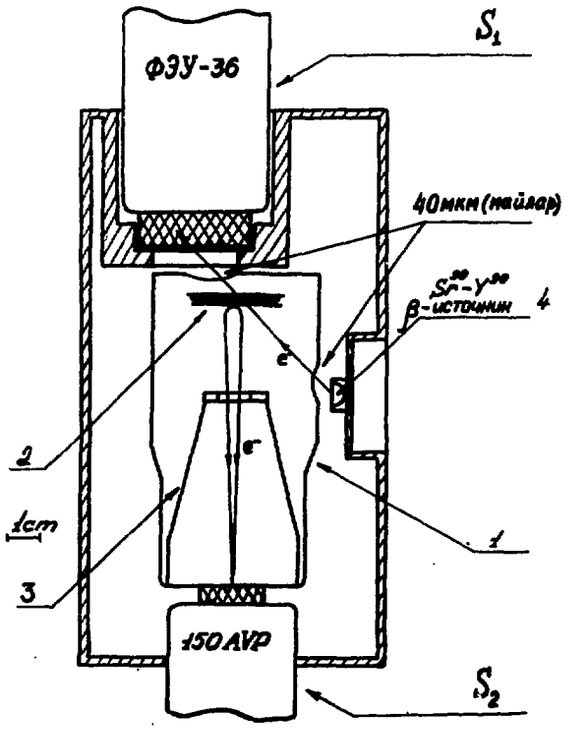

ФЭУ-36
S_1
40мкм (майлар)
$Sr^{90}-Y^{90}$
β-источник
4
e⁻
e⁻
2
1cm
1
3
150 AVP
S_2

Рис.2

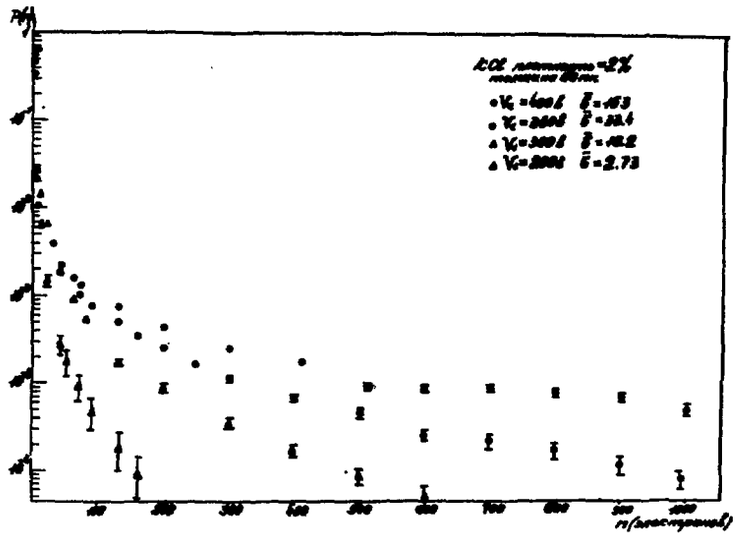


Рис.3

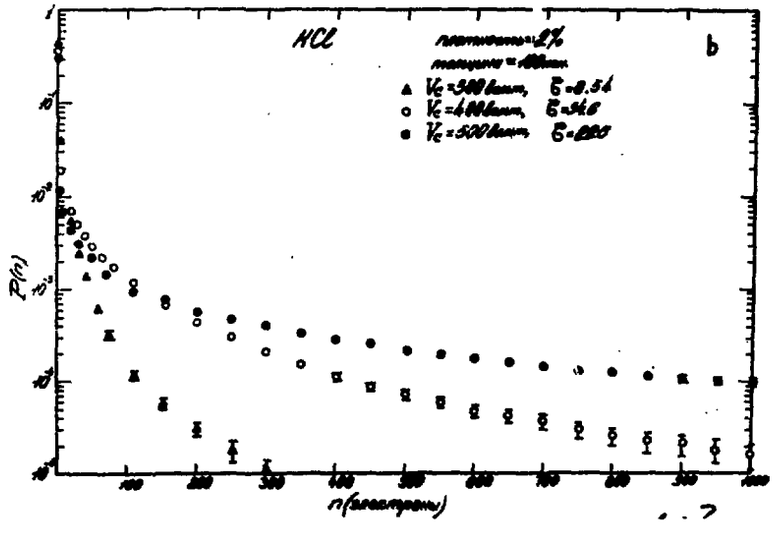


Рис.4

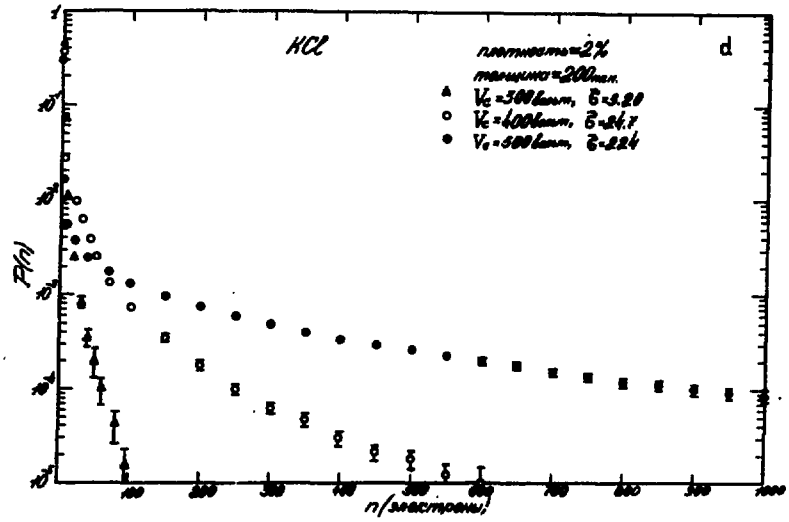


Рис.5

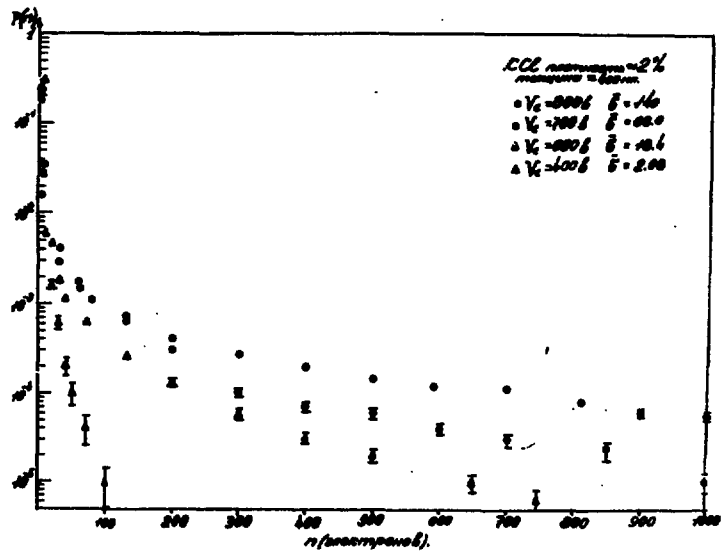


Рис.6

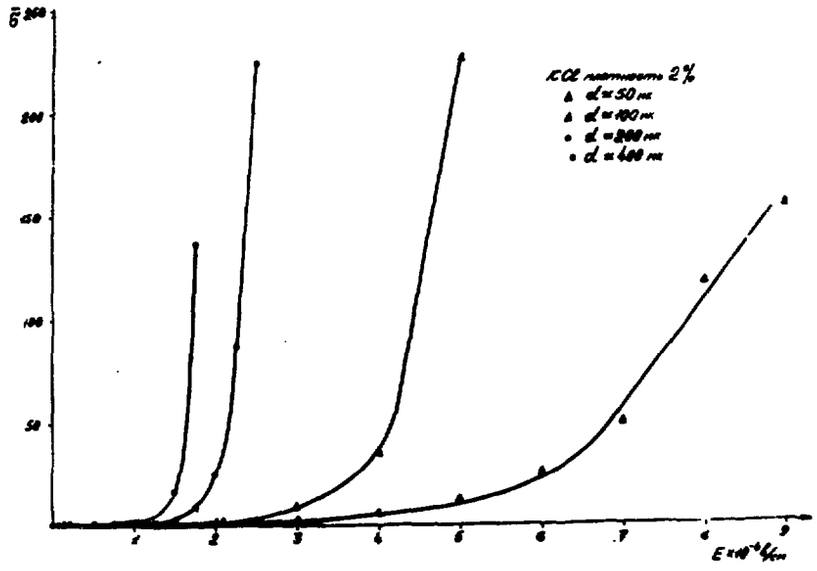

CO2 напыление 2%
d = 50 нм
d = 100 нм
d = 200 нм
d = 400 нм

Рис.7

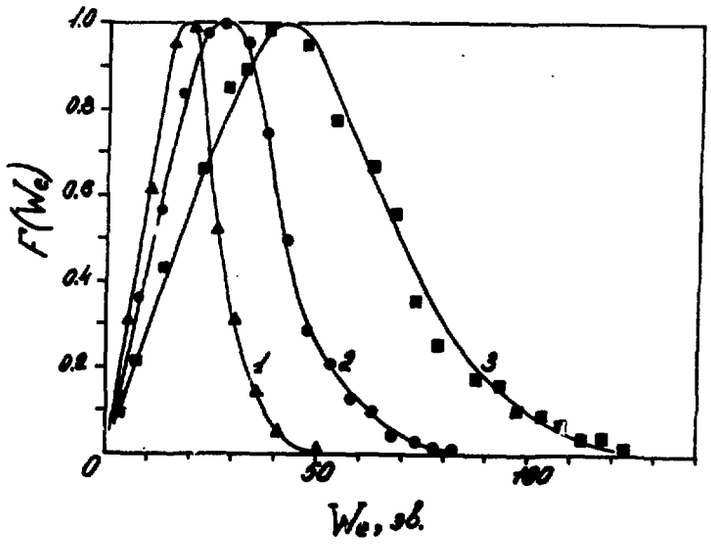

1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
F(We)
50
100
We, эВ
1
2
3

Рис.8

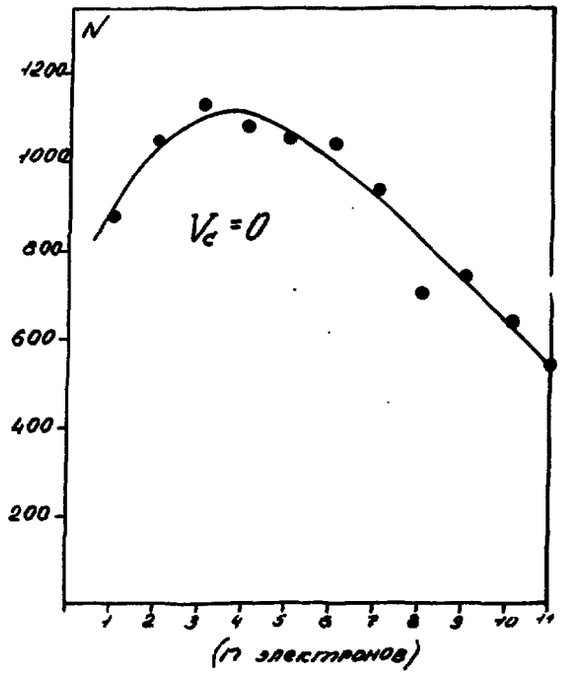

N
1200
1000
800
600
400
200
$V_c = 0$
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11
(n электронов)

Рис.9

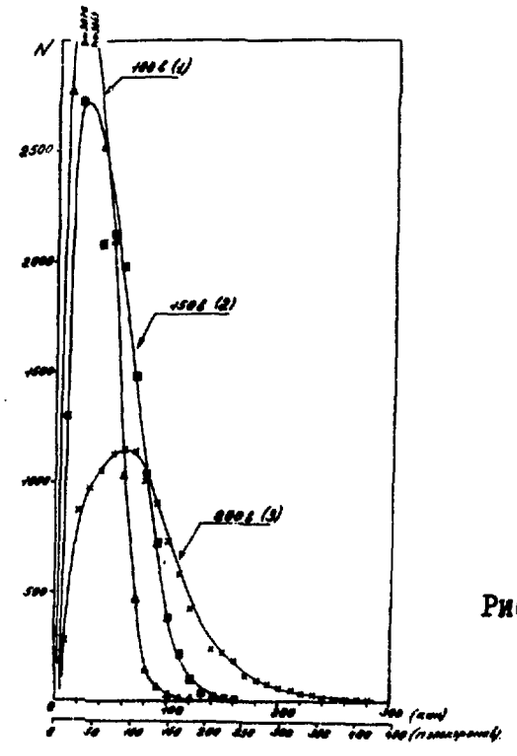

N
2500
2000
1500
1000
500
0
100 в (1)
150 в (2)
200 в (3)
100
200
300
400
(кан)
0 50 100 150 200 250 300 350 400 450
(n электронов)

Рис.10

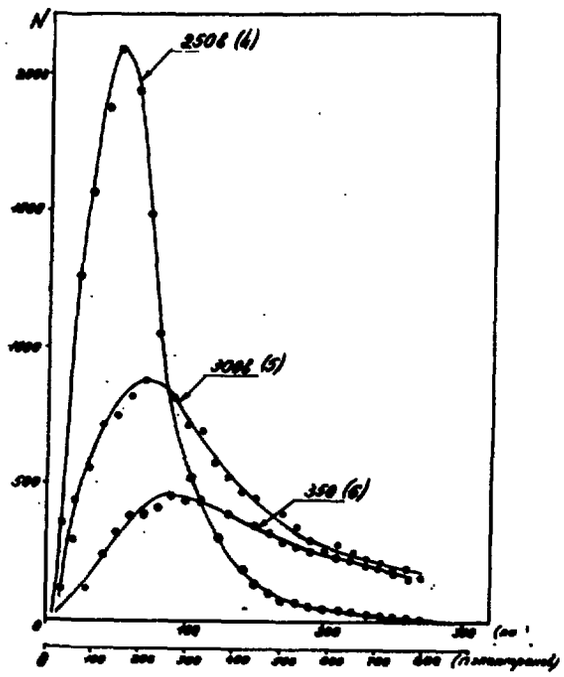

N
250в (4)
300в (5)
350 (6)
500
0
100
200
300
400
500
600
700
800

Рис.II

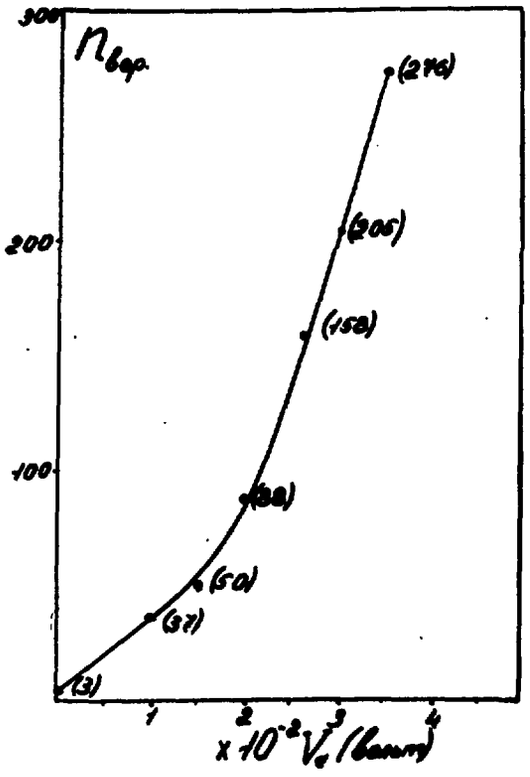

300
200
100
(276)
(205)
(158)
(88)
(50)
(37)
(3)
1
2
3
4

Рис.I2

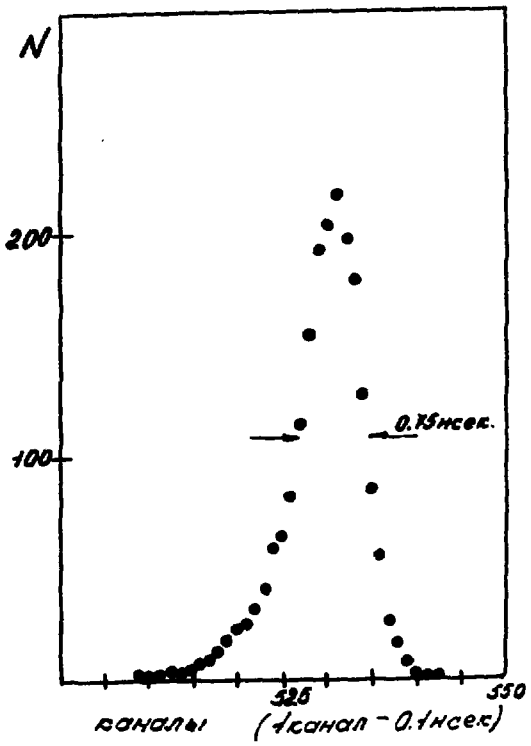

N
200
100
0.15нсек.
525
550
каналы (1канал - 0.1нсек)

Рис.I3

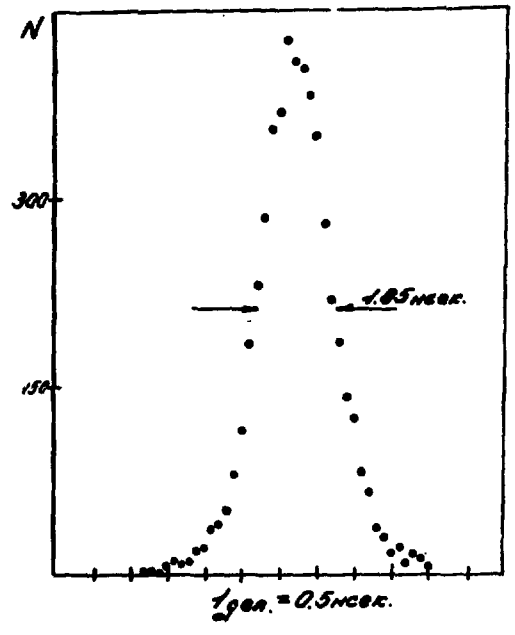

N
300
150
1.85нсек.
1 кан. = 0.5нсек.

Рис.I4

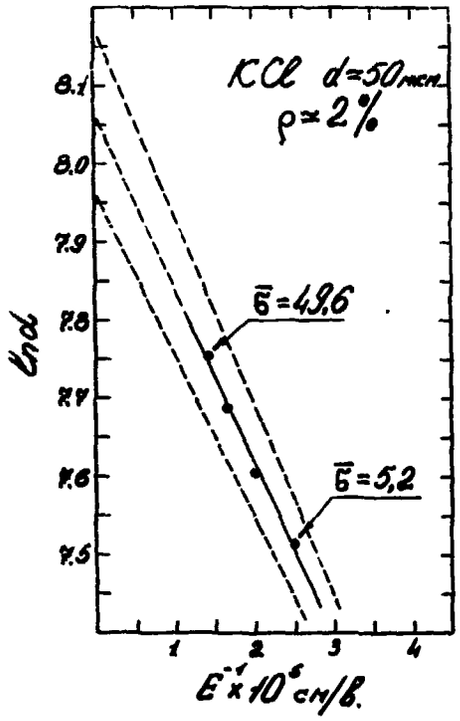

KCl d=50мкм
ρ≈2%
$\bar{G}$=49.6
$\bar{G}$=5,2
lnd
8.1
8.0
7.9
7.8
7.7
7.6
7.5
1
2
3
4
$E^{-1}\times10^{6}$ см/в.

Рис.I5

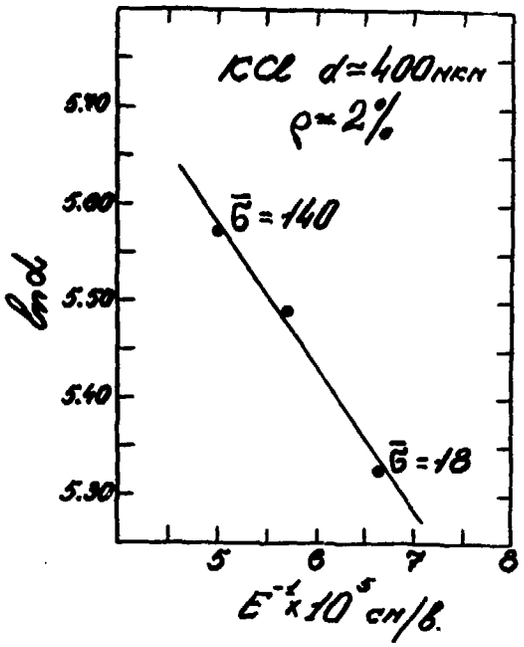

KCl d=400мкм
ρ≈2%
$\bar{G}$=140
$\bar{G}$=18
lnd
5.70
5.60
5.50
5.40
5.30
5
6
7
8
$E^{-1}\times10^{5}$ см/в.

Рис.I6

Толщина пористого слоя KCl d, мкм	Средняя длина свободного пробега электронов L_e, мкм
50 ± 5	7,4 ± 0,7
100 ± 5	9,9 ± 0,5
200 ± 5	8,4 ± 0,3
400 ± 5	11,0 ± 1,5

Таблица I

Рис.I Поперечное сечение эмиттера: I – оправка с натянутой проводящей подложкой (фольга Al, толщиной 7 мкм), 2 – оправка с натянутой проводящей мелкоструктурной управляющей сеткой, 3 – изолирующая дистанционная шайба (материал – тефлон), 4 – пористый диэлектрический слой KCl.

Рис.2 Конструкция экспериментальной установки: I – вакуумный объем, 2 – исследуемый эмиттер с пористым диэлектрическим слоем KCl, 3 – электростатическая система сбора и ускорения вторичных электронов, 4 – источник быстрых первичных электронов, S_1 – сцинтилляционный детектор для регистрации прошедших сквозь эмиттер 2 первичных электронов, S_2 – сцинтилляционный детектор для регистрации ускоренных вторичных электронов.

Рис.3 Вероятность $P(n)$ эмиссии вторичных электронов при прохождении одного первичного электрона с энергией 0,7 – 2 Мэв, (толщина пористого слоя KCl – 50 мкм).

Рис.4 То же, что и на рис.3, но для пористого слоя KCl – I00 мкм.

Рис.5 То же, что и на рис.3, но для пористого слоя KCl – 200 мкм.

Рис.6 То же, что и на рис.3, но для пористого слоя KCl – 400 мкм

Рис.7 Семейство вольт-эмиссионных характеристик для эмиттеров с толщиной пористого слоя KCl – 50, I00, 200 и 400 мкм.

Рис.8 Энергетические спектры вторичных электронов для пористой пленки KCl толщиной 100 мкм. Спектры нормированы на максимальное значение. 1 - E = 2.10^4в/см, 2 - E = 3.10^4в/см, 3 - E = 4.10^4в/см.

Рис.9 Распределение числа эмиттированных из пористой пленки KCl (d = 100 мкм) вторичных электронов при прохождении α -частицы с энергией $\sim$ 3,6 Мэв, когда V_c = 0 и E = 0.

Рис.10 Распределение числа эмиттированных вторичных электронов при прохождении сквозь пористую пленку KCl - α-частиц с энергией $\simeq$ 3,6 Мэв. Толщина пористого слоя d = 100 мкм, $V_c > 0$.

1 - E = 10^4в/см, 2 - E = $1{,}5.10^4$в/см, 3 - E = 2.10^4в/см.

Рис.11 Распределение числа эмиттированных вторичных электронов при прохождении через пористую пленку KCl α -частиц с энергией $\simeq$ 3,6 Мэв. Толщина пористого слоя d = 100 мкм, $V_c > 0$.

4 - E = $2{,}5.10^4$в/см, 5 - E = 3.10^4в/см, 6 - E = $3{,}5.10^4$в/см

Рис.12 Зависимость наивероятного числа эмиттированных вторичных электронов $n_{вер}$ от потенциала управляющей сетки при прохождении сквозь пленку α -частиц с энергией $E \simeq 3{,}6$ Мэв. Толщина пористого слоя KCl - 100 мкм.

Рис.13 Кривая совпадений между счетчиками S_1 и S_2 при V_c = 200 в, полученная методом время-амплитудного преобразования. Цена одного канала -0,1 мксек.

Рис.I4 Кривая совпадений между счетчиками S_1 и S_2 при V_c = 400 в, полученная методом время-амплитудного преобразования. Цена одного канала -0,I нсек.

Рис.I5. Натуральный логарифм α как функция E^{-1} для пористой пленки KCl толщиной 50 мкм.
Пунктирные линии указывают коридор среднеквадратичных систематических ошибок в определении положения и наклона экстраполирующей прямой при точности измерения толщины слоя $\pm$5 мкм.

Рис. I6 Натуральный логарифм α как функция E^{-1} для пористой пленки KCl толщиной 400 мкм.

Таблица I Средняя длина свободного пробега электронов в пористых слоях KCl, вычисленная из наклона экстраполирующих прямых $\ln\alpha = f(E)$.

ЛИТЕРАТУРА

I. W.F.W.Schneider,B.Kohlmeyer and R.Bock NIM 87 253 (1970)

2. E.L.Garwing, J.Edgecumbe, SLAC-PUB 156 (1965)

3. J.Edgecumbe and E.L.Garwin, J.Appl.Phys. 37, 3321 (1966)

4. E.L.Garwin, J.Llacer, SLAC-PUB-(1969)

5. М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,Н.Н.Трофимчук,Э.Е.Давтян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 6, 297 (I97I)

6. М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,Н.Н.Трофимчук,В.Л.Серов. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 7, II8 (I972)

7. М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,Н.Н.Трофимчук, Научное сообщение ЕФИ-I9(73)

8. М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,Н.Н.Трофимчук. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 8, 33 (I973)

9. M.P.Lorikian, R.L.Kavalov, N.N.Trofimtchook NIM 122/3,377 (1974)

I0. Н.Н.Трофимчук,М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,А.Н.Арванов,В.Г.Гавалян, ЖЭТФ, 69, 640 (I975)

II. М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,Н.Н.Трофимчук,А.Н.Арванов. Научное сообщение ЕФИ-84(I974)

I2. М.П.Лорикян,Р.Л.Кавалов,Н.Н.Трофимчук,А.Н.Арванов,В.Г.Гавалян. Научное сообщение ЕФИ-I3I(75)

I3.M.P.Lorikian, N.N.Trofimchuk NIM, 140, 505 (1977)

I4. H.Jacobs, G.Freely, and F.A.Brand, Phys.Rev. 88 (1952).

CONTROLLABLE SECONDARY ELECTRON EMISSION AND ITS UTILIZING FOR PARTICLES DETECTION

M.P.LORIKYAN, N.N.TROFIMCHUK

Yerevan Physics Institute

Abstract

The results of investigation of controllable secondary electron emission (CSEE) at the passage of single minimum ionizing electrons and α - particles of $E \simeq 4$MeV are reported. The mechanism of intralayer enhancement of CSEE in low density dielectric films at the presence of high electric field is considered.

ВЫНУЖДЕННОЕ МНОГОФОТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

В.М.АРУТЮНЯН, С.Г.ОГАНЕСЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Исследовано взаимодействие заряженных частиц с интенсивной электромагнитной волной в оптически неоднородных средах и показано, что вследствие вынужденного характера процесса частицы могут не только излучать, но и поглощать кванты внешнего поля. Установлено также, что энергообмен между частицей и полем волны приводит к энергетическому уширению вначале монохроматического электронного пучка и к его квантовой модуляции на частоте волны и ее гармониках. x)

Равномерно движущиеся частицы в оптически неоднородных средах могут излучать электромагнитные волны [I-4] .Представляет интерес выяснить как меняется характер такого излучения, когда имеется внешнее электромагнитное поле. В отличие от спонтанного излучения процесс этот носит вынужденный характер; при этом частица может не только излучать, но и поглощать кванты внешнего поля. Оба эти явления представляют интерес как с точки зрения ускорения заряженных частиц внешним электромаг - нитным полем, так и усиления электромагнитного излучения заряженными частицами. Кроме того, в результате такого вынужденного взаимодействия пучки модулируются на частотах внешнего по-

x) Аннотация подготовлена редколлегией

ля и кратных им.

Экспериментальное осуществление указанных эффектов на границе двух сред или в слоистой среде сопряжено с рядом трудностей. Это связано с наличием среды, которая в сильных полях ионизируется, а также приводит к значительному многократному рассеянию. По-видимому, более перспективно наблюдение вынужденных эффектов на отверстиях в непрозрачных экранах.

Предположим, как обычно, что частицы сами со средой не взаимодействуют, то есть движутся равномерно. Пусть среда неоднородна по z (граница двух сред или слоистая среда) и вдоль этой же оси распространяется электромагнитное излучение частицы .

Законы сохранения энергии и импульса имеют вид:

$$P_x' = P_x \ , \quad P_y' = P_y \ , \quad P_z' = P_z \mp \hbar q \ , \quad E' = E \mp \hbar\omega , \qquad (I)$$

где q волновой вектор кванта, который участвует в акте поглощения /знак + /или испускания / знак - /. Решая эти уравнения, находим

$$\hbar q_{изл}^{(1,2)} = P_z \mp \left[P_z^2 - 2E\hbar\omega/c + (\hbar\omega/c)^2\right]^{1/2} . \qquad (2)$$

$$\hbar q_{погл.}^{(1,2)} = -P_z \pm \left[P_z^2 + 2E\hbar\omega/c + (\hbar\omega/c)^2\right]^{1/2} . \qquad (3)$$

В вакууме волновой вектор фотона $q = \frac{\omega}{c}$. Однако, в неоднородной среде такой связи нет. Например, если линейно поляризованное по y излучение падает нормально на границу раздела двух диэлектриков, то используя формулы Френеля, найдем фурье компоненту векторного потенциала

$$A_x(q)=0,\ A_z(q)=0 \quad A_y(q)=A(q)=E_0\frac{\omega n_1(n_1-n_2)}{c^2(q^2-n_1^2\frac{\omega^2}{c^2})(q-n_2\frac{\omega}{c})}. \quad (4)$$

где E_0 напряженность электрического поля, n_1, n_2 – показатели преломления первой и второй среды. Из (4) видно, что $A(q)$ отличен от нуля и для q, определяемых формулами (2) и (3). Поэтому в такой ситуации возможны как явление испускания, так и поглощения квантов.

В классическом пределе ($\hbar \to 0$) из (2), например, следует, что $q^{(1)}_{изл}=\frac{\omega}{c\beta_2}$ (где $\beta_2=\frac{v_2}{c}$), $q^{(2)}_{изл}\to\infty$. Поскольку $A(\infty)=0$, то в этом пределе в переходном излучении участвуют только фотоны $q=q^{(1)}_{изл}$. Излучение фотонов $q=q^{(2)}_{изл}$ есть чисто квантовый эффект. Оставляя первые неисчезающие по $\hbar$ члены в формулах (2) и (3), найдем

$$q^{(1)}_{изл}=\frac{\omega}{c\beta_2}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\hbar\omega}{E}\frac{1-\beta_2^2}{\beta_2^2}\right);\quad q^{(2)}_{изл}=\frac{2p_2}{\hbar}-\frac{\omega}{c\beta_2}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\hbar\omega}{E}\frac{1-\beta_2^2}{\beta_2^2}\right). \quad (5)$$

$$q^{(1)}_{погл}=\frac{\omega}{c\beta_2}\left(1-\frac{1}{2}\frac{\hbar\omega}{E}\frac{1-\beta_2^2}{\beta_2^2}\right);\quad q^{(2)}_{погл}=-\frac{2p_2}{\hbar}-\frac{\omega}{c\beta_2}\left(1-\frac{1}{2}\frac{\hbar\omega}{E}\frac{1-\beta_2^2}{\beta_2^2}\right). \quad (6)$$

Эти соотношения справедливы при

$$c^2p_2^2 \gg \pm 2E\hbar\omega-(\hbar\omega)^2 \quad (7)$$

При поглощении или испускании кванта $q=q^{(2)}$ электрон почти упруго отражается от границы; однако, вероятность такого процесса мала

В случае, если имеет место неравенство, обратное (7)

$$c^2 p_z^2 \ll \pm 2\hbar\omega E - (\hbar\omega)^2 , \qquad (8)$$

то возможно явление захвата частицы границей раздела, поскольку при этом $q^{(1)}_{изл.}$ становится комплексной величиной. Классические уравнения движения для потенциала (4) имеют вид

$$\frac{dp_x}{dt} = 0 , \qquad (9)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -i\int eA(q)\left(\frac{\omega}{c} - q\beta_z\right) e^{i\omega t - iqz} dq + к.с. ,$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -i\int eA(q)\beta_y q\, e^{i\omega t - iqz} dq + к.с.$$

Решая эту систему уравнений по теории возмущений, находим изменение энергии частицы

$$\Delta E = -4\xi mc^2\beta^3 n_1(n_1 - n_2)\sin\theta\cos^2\theta\left[(1-n_1^2\beta\cos^2\theta)(1-n_2\beta\cos\theta)\right]^{-1}\sin\frac{\omega z_0}{c\beta_z}, \qquad (10)$$

где θ – угол между осью z и направлением движения электрона, $\xi = \frac{|eA|}{mc^2}$ – безразмерный параметр интенсивности.

В зависимости от фазы $\frac{\omega z_0}{c\beta_z}$ ΔE может быть как положительной, так и отрицательной величиной. В первом случае мы имеем дело с вынужденным поглощением, во втором – с вынужденным испусканием $\nu = \frac{|\Delta E|}{\hbar\omega}$ квантов. С точки зрения классики физической причиной такого изменения энергии является излом силы на границе. Если мы имеем дело с пучком частиц, раз-

меры которого больше, чем $\frac{c\beta_z}{\omega}$, то в результате вынужденных процессов изменяется его энергетический спектр. В частности, монохроматический вначале пучок расплывается равновероятно в области $2\Delta E_{max}$. Квантовое рассмотрение подтверждает полученные результаты. Решая уравнение Клайна-Гордона, получаем вероятность поглощения или испускания $|\nu|$ фотонов.

$$W_\nu = J_\nu^2\left(\frac{\Delta E'}{\hbar\omega}\right), \qquad (11)$$

где $\Delta E'$ - амплитуда классических осцилляций энергии. Если $\nu_0 = \frac{|\Delta E'|}{\hbar\omega} \gg 1$, то используя известные разложения функции Бесселя получаем, что в области $|\nu| < \nu_0$ идет классическое равновероятное расплывание энергии, при $\nu = \pm\nu_0$ вероятность имеет максимумы, и, наконец, в области $|\nu| > \nu_0$ имеет место экспоненциальное убывание энергии.

Количество электронов под пиками $\sim \nu_0^{-1/3}$.

Если $\frac{\Delta E'}{\hbar\omega} < 1$, то ограничиваясь только первой гармоникой, получаем для плотности электронного пучка

$$\rho = \rho_0\left[1 + 2\frac{\Delta E'}{\hbar\omega}\sin z/\ell\,\cos\omega\left(t - \frac{z}{c\beta_z}\right)\right], \qquad (12)$$

где ρ_0 - начальная плотность, $\ell = 2cE\beta^2\cos^3\theta/\hbar\omega^2(1-\beta^2\cos^2\theta)$.

На границе двух сред происходит модуляция электронного пучка на частоте падающего излучения, как это имеет место в эксперименте Шварца [5] .

Аналогичное рассмотрение в слоистой среде дает

$$\Delta E = 4\xi mc^2\beta^2\Delta\varepsilon N\left[(1-n\beta\cos\theta)(1-\beta\cos\theta)\right]^{-1}\sin\theta\cos\theta\times \qquad (13)$$
$$\times \sin\times\frac{\omega b(1-n\beta\cos\theta)}{2c\beta\cos\theta}\sin\frac{\omega z_0}{c\beta\cos\theta},$$

где $1+\Delta\varepsilon$ - диэлектрическая проницаемость пластины слоистой среды, n - ее показатель преломления, b - толщина пластины, a - расстояние между ними, $N=\frac{z}{a+b}$ - число пластин, пересеченных частицей.

На бесконечной цели в непрозрачном экране получаем

$$\Delta E=\frac{1}{2}\xi mc^2\beta(1-\beta\cos\theta)^{-1}\left[\exp(-qd_1)+\exp(-qd_2)\right]\sin\theta\cos\frac{\omega z_0}{c\beta\cos\theta'}\quad(14)$$

где d_1 и d_2 - расстояния ст точки пересечения электроном плоскости цели до ее краев, $q=\frac{2}{\nu}\frac{mc^2}{E}$, $\nu=\frac{2\pi c}{\omega}$ - длина волны внешнего поля. По порядку величины (для релятивистских частиц $\theta\simeq\frac{mc^2}{E}$, где E начальная энергия частицы)

$$\Delta E\sim\xi E$$

Для изменения энергии частицы на 1% требуется $\xi\simeq 10^{-2}$, что соответствует, например, мощности 10^{12} вт/см^2 для лазера на CO_2. Сто пластин слоистой среды позволяют уменьшить эту цифру на четыре порядка. Что касается глубины модуляции $\tau=2\frac{\Delta E'}{\hbar\omega}$, то она легко достигает единицы даже для слабых полей. Если $\hbar\omega=1$ эв, то напряженность электрического поля 6.10^6 в/см, если $\frac{v_0}{c}=10^{-1}$; 6 в/см, если $E=10^9$ эв; 6.10^3 в/см, если $E\simeq mc^2$.

ЛИТЕРАТУРА

I. В.Л.Гинзбург, И.Н.Фран. ЖЭТФ, I6, I5 (I946)

2. Г.М.Гарибян. Макроскопическая теория переходного излучения ЕФИ , 27(73) (I973)

3. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм.ССР,I96I

4. Б.М.Болотовский,Г.В.Воскресенский. УФН, 88,209 (I966)

5. H.Schwarz and H.Horn Appl. Phys.Letters, I5,349,(I969).

STIMULATED MANY PHOTON INTERACTION OF CHARGED PARTICLES WITH INTENSE LASER ROTATION IN INHOMOGENEOUS MEDIA

V.M.ARUTUNIAN, S.G. OGANESIAN

Yerevan State University

Abstract

The interaction of charged particles with intense electromagnetic wave in optically inhomogeneous media is investigated and it is shown that due to the stimulated character of the process the particles not only produce radiation but they observe the quanta of the external field. It is also established that the energy exchange between the particle and wave field results in a broading of the energy of an initially monochromatic electron beam as well as a quantum modulation by the wave frequency and its harmonics.

ВЫНУЖДЕННЫЙ ПЕРЕХОДНЫЙ ЭФФЕКТ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СРЕДАХ

Г.К.АВЕТИСЯН, А.К.АВЕТИСЯН, Р.Г.ПЕТРОСЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Рассмотрено многофотонное взаимодействие заряженных частиц с сильной электромагнитной волной в нестационарных средах с точек зрения классической и квантовой теорий. Показано, что вследствие вынужденного характера взаимодействия частицы с волной происходит энергетическое расплывание вначале монохроматического электронного пучка и что учет отдачи электронов при вынужденном поглощении и излучении квантов поля приводит к квантовой модуляции первоначально однородного пучка на частоте волны и ее гармониках. x)

При движении заряженной частицы в среде с нестационарными свойствами (конкретно, если показатель преломления среды меняется со временем) возникает переходное излучение. В пространственно-однородной среде, когда показатель преломления резко меняется во времени, это хорошо изучено в работах [1,2] . В присутствие внешней электромагнитной волны переходное излучение частицы приобретает вынужденный характер, что может привести к реальному энергообмену между частицей и волной после взаимодействия.

В настоящей работе рассматривается этот случай взаимодей-

---

x) Аннотация составлена редколлегией

ствия с помощью классической и квантовой теорий. Отметим, что аналогичная задача взаимодействия на границе раздела между двумя диэлектриками была рассмотрена в работе [3].

Пусть заряженная частица (электрон) со скоростью $\vec{V}=Const$ движется в однородной среде, диэлектрическая проницаемость которой ε резко меняется в момент времени $t=0$ от значения $\varepsilon_1(t<0)$ до $\varepsilon_2(t>0)$, и в такой среде распространяется сильная электромагнитная волна. Такое скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости можно реализовать путем резкого изменения плотности среды (давления). Представляет особый интерес случай, когда нестационарность диэлектрической проницаемости среды автоматически создается интенсивностью волны (нелинейная поляризация среды, образование лазерной плазмы в твердых пластинках).

Прежде всего рассмотрим вопрос, каким образом изменение свойств среды сказывается на внешней монохроматической волне. Если при $t<0$ в такой среде (ε_1) распространяется плоская монохроматическая волна (линейно поляризованная) с частотой ω и амплитудой электрической напряженности E, то при $t>0(\varepsilon_2)$ появляются две волны с амплитудами

$$E_1=\frac{\sqrt{\varepsilon_1}(\sqrt{\varepsilon_1}+\sqrt{\varepsilon_2})}{2\varepsilon_2}E\ ,$$

$$E_2=\frac{\sqrt{\varepsilon_1}(\sqrt{\varepsilon_1}-\sqrt{\varepsilon_2})}{2\varepsilon_2}E\ . \qquad (I)$$

При резком изменении ε монохроматическая волна превращается в непрерывный спектр волн, и, с учетом (I), для спектральной амплитуды поля находим:

$$E(\Omega) = i\frac{E}{2\pi}\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{\Omega^2}{(\Omega-\omega)(\Omega^2-\omega^2\varepsilon_1/\varepsilon_2)}. \qquad (2)$$

Реально этот спектр зависит от времени, за которое происходит изменение свойств среды. Для резкого изменения ε необходимо, чтобы это время $t \ll 2\pi/\Omega$, тогда начальная монохроматическая волна превратится в спектр (2).

Задача взаимодействия электрона с электромагнитной волной в среде с нестационарными свойствами сводится теперь к взаимодействию электрона с полем (2). Рассмотрим динамику такого взаимодействия с точки зрения классической и квантовой теорий.

I. Классические релятивистские уравнения движения электрона в поле (2) (в первом приближении теории возмущений по полю) для изменения энергии электрона после взаимодействия допускают:

$$\Delta\mathcal{E} = 2\xi mc^2\frac{v^3}{c^3}(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\frac{\sin\theta\cos^2\theta}{(1-\sqrt{\varepsilon_1}\frac{v}{c}\cos\theta)(1-\varepsilon_1\frac{v^2}{c^2}\cos\theta)}\sin\left(\sqrt{\varepsilon_1}\frac{v\cos\theta}{c}\omega t_0\right), \qquad (3)$$

где $\xi = eE/mc\omega$ - безразмерный параметр интенсивности волны, θ - угол между начальной скоростью электрона и волной, t_0 - момент времени, соответствующий начальной фазе электрона в волне. Как видно из (3), в зависимости от этой фазы электрон после взаимодействия ускоряется или замедляется. Такой реальный энергообмен обусловлен прямым и обратным вынужденным переходным эффектом (многофотонным). Если имеется пучок электронов, то после взаимодействия он будет уширяться при условии, что временное запаздывание между электронами в пучке

$t > t_0 \sim 1/\sqrt{\varepsilon_1}\,\frac{V\cos\theta}{c}\,\omega \sim \omega^{-1}$ (что всегда имеет место). Конечная ширина пучка будет $\gamma = 2/\Delta\theta_{max}$ / .

Оценим величину энергии, приобретаемой или теряемой электроном после взаимодействия. Поскольку нас интересует только вынужденный переходный эффект, обусловленный изменением ε, то нужно исключить черенковский эффект в среде с ε_1 и ε_2, т.е. положить $V < \frac{c}{\cos\theta}\,\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{1,2}}}$. Тогда для $\mathcal{E} \sim 50$ Мэв в плазме с $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sim 1$ и при $\xi \sim 10^{-2}$ (что соответствует напряженности электрического поля CO_2 - лазера $E \sim 10^7$ в/см) из (3) имеем: $\Delta\mathcal{E} \sim 1$ Мэв.

2. Выясним теперь многофотонный характер вынужденного переходного эффекта на основе квантовой теории. Для этого рассмотрим квантовое движение релятивистского электрона в поле (2). Роль спина здесь не существенна, поэтому будем решать уравнение Клайна-Гордона. Пусть волна распространяется по оси x с линейной поляризацией электрического вектора вдоль оси y. Тогда уравнение Клайна-Гордона запишется в виде:

$$\hbar^2 c^2 \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \hbar^2 \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = \left[-c^2\hbar^2\vec{\nabla}^2 + 2iec\hbar\,\nabla_y A_y + e^2A^2 + m^2c^4\right]\psi. \qquad (4)$$

Будем решать (4) в импульсном приближении, когда начальная плоская волна электрона медленно искажается в поле, т.е. решение будем искать в виде:

$$\psi = e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - \mathcal{E}t)} f(x,t)\,, \qquad (5)$$

где $f(x, t)$ - медленная по сравнению с экспонентой функция

координат и времени. Этому соответствует малое изменение энергии – импульса электрона в поле по сравнению с начальными значениями: $\Delta\mathcal{E} \ll \mathcal{E}$; $\Delta P \ll P$. Подставляя (5) в (4), переходя к фурье-образу поля, для пучка электронов с начальной плотностью $N_0 = Const$ после взаимодействия получим:

$$\psi = \sqrt{N_0}\, e^{\frac{i}{\hbar}(P_y y + P_z z)} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s(\alpha)\, e^{-\frac{i}{\hbar}(\mathcal{E} - s\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_1}\frac{v}{c}\cos\theta)t + \frac{i}{\hbar}(P_x - s\hbar\omega\frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{c})x}, \tag{6}$$

где

$$\alpha = \frac{(\Delta P_x)_{max}}{\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_1}/c} = 2\xi\frac{mc^2}{\hbar\omega}\frac{v^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sin\theta\cos^2\theta \Big/ \left(1 - \sqrt{\varepsilon_1}\frac{v}{c}\cos\theta\right) \times \left(1 - \varepsilon_2\frac{v^2}{c^2}\cos^2\theta\right). \tag{7}$$

Как видно из (6), электрон в поле поглощает и излучает S фотонов, так что после взаимодействия энергия и импульс меняются:

$$\Delta P_x = s\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_1}/c\,; \quad \Delta P_y = \Delta P_z = 0; \quad \Delta\mathcal{E} = s\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_1}\frac{v}{c}\cos\theta. \tag{8}$$

Вероятность этого процесса равна

$$W_S = J_S^2(\alpha)\,, \tag{9}$$

что дает дифракционную картину рассеяния. Таким образом, начальная плоская волна электрона дифракционно расплывается (равновероятно) на пакет волн со всевозможным числом поглощенных и излученных квантов. Как видно из (7) и (9), число квантов, поглощенных или излученных с максимальной вероятностью, равно ($S \gg 1$):

$$S_{max} \simeq \frac{(\Delta P_x)_{max}}{\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_1}/c} = \alpha\,, \tag{10}$$

что находится в полном согласии с классическим изменением импульса электрона, соответствующим выражению (3). При тех же значениях параметров $S_{max} \sim 10^6$; вероятность этого процесса $W_S \sim 10^{-4}$. Если иметь пучок электронов (монохроматический), то 0,01% пучка с классической вероятностью будет ускоряться (половина - замедляться). Для реальных пучков частиц, обладающих энергетическими разбросами, нужно усреднять вероятность дифракционного рассеяния (9) по этим разбросам.

Пусть $f_0(\mathcal{E})$ - начальная функция распределения электронного пучка с энергетической шириной $\gamma_0 = \mathcal{E} - \bar{\mathcal{E}}$. Тогда конечная функция распределения электронов в результате рассеяния будет иметь вид:

$$f_K(\mathcal{E}') = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(\mathcal{E}) J_S^2(\alpha)\, d\mathcal{E} \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(\mathcal{E})\, d\mathcal{E}. \qquad (11)$$

Поскольку основной вклад в интеграл дают кванты $S \sim \alpha$ (основные дифракционные максимумы), а с другой стороны, $S = \Delta\mathcal{E}/\hbar\omega\sqrt{\varepsilon_1}\,\frac{V}{c}\cos\theta$, то конечная функция распределения $f_K(\mathcal{E}')$ зависит от отношения $\gamma_0/\Delta\mathcal{E}$. Если $\gamma_0 \ll \Delta\mathcal{E}$, то $f_K(\mathcal{E}') \to W_S = J_S^2(\bar{\alpha})$, и будет обнаружена дифракционная картина рассеяния. Если $\gamma_0 \sim \Delta\mathcal{E}$, то из (11) имеем

$$f_K(\mathcal{E}') = \frac{1}{2}\left[f_0(\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}) + f_0(\mathcal{E} - \Delta\mathcal{E})\right]. \qquad (12)$$

Отсюда видно, что конечная ширина пучка $\gamma = \gamma_0 + 2|\Delta\mathcal{E}|$ т.е. дифракционное расплывание в этом случае приводит к энергетическому уширению пучка на величину порядка начальной ширины. По-видимому, экспериментально можно обнаружить именно

этот случай – уширение пучка – подтверждающий квантовый эффект дифракционного рассеяния электронов в вынужденном переходном процессе.

3. В предыдущем пункте при решении квантового уравнения движения не учитывалась квантовая отдача электрона. Если учесть и квантовую отдачу, полученную электроном при вынужденном поглощении и излучении квантов поля, то это приведет к квантовой модуляции электронного пучка на частоте волны и ее гармониках. Для этого решаем уравнение Клайна–Гордона с помощью теории возмущений по полю. При этом волновая функция электрона определяется спектральной составляющей поля на частотах

$$\Omega_{1,2} = \frac{\varepsilon}{\hbar} \mp \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{\hbar} - \sqrt{\varepsilon_1}\,\frac{V\cos\theta}{c}\,\omega\right)^2 + \varepsilon_1\,\omega^2\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\cos^2\theta\right)}, \quad (13)$$

что соответствует законам сохранения энергии-импульса для электрона. Здесь возможны два случая: $\varepsilon_1/\varepsilon_2 \gtrsim 1$ и $\varepsilon_1/\varepsilon_2 \gg 1$ В первом случае для плотности вначале однородного пучка электронов после взаимодействия получается:

$$N = N_0\left\{1 + 2\alpha\sin\left[\frac{\varepsilon_1\hbar\omega^2}{2\varepsilon}\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\cos^2\theta\right)t\right]\cos\left[\sqrt{\varepsilon_1}\,\frac{V\cos\theta}{c}\,\omega\left(t - \frac{x}{V\cos\theta}\right)\right]\right\}, \quad (14)$$

где $N_0 = Const$ – плотность начального пучка. Как видно из (14), пучок модулирован на частоте $\Omega = \sqrt{\varepsilon_1}\,\frac{V\cos\theta}{c}\,\omega$ с глубиной $\Gamma_1 = 2\alpha$. Период временной модуляции равен

$$T_1 = 4\pi\varepsilon/\varepsilon_1\hbar\omega^2\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\cos^2\theta\right) .$$

Оценим глубину модуляции. Как видно из (7), $\Gamma_1 \sim 4\xi\frac{mc^2}{\hbar\omega} \sim 10^6\xi$ (при $\sin\theta$, $\cos\theta \sim 1; V \sim c$) и $\Gamma_1 \sim 10\%$ уже при $\xi \sim 10^{-7}$,

что соответствует напряженности поля $E \sim 10^3$ в/см.

В случае, когда $\varepsilon_1/\varepsilon_2 \gg 1$, для модуляции имеем:

$$N = N_0\left\{1 + 2\alpha \sin\left[\frac{\varepsilon_1 \hbar\omega^2}{2\mathcal{E}}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\cos^2\theta\right)t\right]\cos\left[\sqrt{\varepsilon_1}\frac{v\cos\theta}{c}\omega\left(t - \frac{x}{v\cos\theta}\right)\right] + \right.$$
$$\left. + \Gamma_2 \sin 2\frac{\mathcal{E}}{\hbar}t \cos\left[\sqrt{\varepsilon_1}\frac{v\cos\theta}{c}\omega\left(t + \frac{x}{v\cos\theta}\right)\right]\right\}, \quad (15)$$

где глубина модуляции

$$\Gamma_2 = \xi\left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}}\right)\left(\frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}}\right)\frac{v}{c}\sin\theta\,\frac{\varepsilon_1/\varepsilon_2 - 1}{1 - \varepsilon_1/\varepsilon_2 \cdot (\hbar\omega/2\mathcal{E})^2} \cdot \quad (16)$$

Период временной модуляции в этом случае равен $T_2 = \pi\hbar/\mathcal{E}$.

ЛИТЕРАТУРА

I. В.Л.Гинзбург. Радиофизика I6, 5I2 (I973)

2. В.Л.Гинзбург,В.Н.Цытович. ЖЭТФ 65, I32 (I973).

3. В.М.Арутюнян,С.Г.Оганесян. Препринт ЕГУ-76-05.

STIMULATED TRANSITION EFFECT IN SPACE-HOMOGENEOUS NONSTATIONARY MEDIA

G.K.AVETISIAN,A.K.AVETISIAN,

R.G.PETROSIAN

Yerevan State University

Abstract

The many photon interaction of charged particles with a strong electromagnetic field in non-stationary media is considered from the points of view of classical and quantum theories. It is shown that due to the stimulated charcter of the interaction of particles with wave it takes place an energy broadening of an initially monochromatic electron beam and that taking into account the electron recoil during the stimulated absorption an radiation of quanta results in a quantum modulation of the initially homogeneous beam by the wave frequency and its harmonics.

ФЛУКТУАЦИИ И ВЕРОЯТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ТОНКИХ СЛОЯХ ГАЗА

В.К.ЕРМИЛОВА, Л.П.КОТЕНКО, Г.И.МЕРЗОН

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П.Н.ЛЕБЕДЕВА

Анализируются причины расхождения результатов измерений флуктуаций ионизации и релятивистского роста вероятной ионизации быстрых заряженных частиц в газовых пропорциональных детекторах с теоретическими предсказаниями. На основе предложенных авторами спектров передач энергии в отдельных столкновениях проведены расчеты методом Монте-Карло флуктуаций и вероятных значений ионизационных потерь энергии в He, Ne, Ar, Kr и Xe в области толщин 1–40 см при нормальных условиях для частиц с минимальной ионизацией ($\gamma = 4$) и ионизацией в области плато. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

1. Введение

Ионизационные потери энергии представляют собой результат большого числа независимых столкновений заряженной частицы с атомами среды и подвержены значительным флуктуациям. Последние складываются как из пуассоновых флуктуаций числа столкновений, так и разброса передач энергии в каждом отдельном соударении. Существующие теоретические подходы не в состоянии объяснить экспериментально наблюдаемые флуктуационные кривые в области толщин $\lesssim$ 10 мг/см^2, характерных для газовых пропорциональных счетчиков и камер. Между тем, распределения

потерь энергии быстрых частиц в очень тонких слоях вещества вызывают значительный интерес в связи с возможностью использования пропорциональных газовых детекторов для идентификации заряженных частиц по релятивистскому росту ионизации в газе в области лоренц-факторов $\gamma = 10\text{–}10^3$ или для отделения вклада ионизации в опытах по регистрации рентгеновского переходного излучения при $\gamma = 10^3\text{–}10^4$.

Основными характеристиками распределений потерь энергии являются их вероятные значения $\Delta_{вер}$, отвечающие максимуму распределения, и относительная полуширина δ (отношение ширины кривой на половине высоты в максимуме к вероятному значению). Многочисленные измерения с помощью пропорциональных счетчиков и камер, наполненных инертными газами с добавкой 5–10% CH_4 или CO_2, показали, что значения δ заметно выше [I-I4] а $\Delta_{вер}$ несколько ниже [I,7] чем предсказывает теория Ландау [I5]. Измеренное релятивистское возрастание вероятной ионизации [2,7-I4] также оказалось на 10–20% ниже, чем рассчитанное по этой теории с учетом поправки на поляризацию среды по Штернхеймеру [I6]. Уточнение теории Ландау Блунком и Лейзегангом [I7] по-прежнему не позволяет объяснить результаты экспериментов в очень тонких слоях вещества, так как сильно завышает ширину распределений потерь энергии.

В настоящей работе проведены расчеты методом Монте-Карло распределений потерь энергии в инертных газах при нормальных условиях в области толщин I–40 см для частиц с минимальной ионизующей способностью ($\gamma = 4$), а также в области плато Ферми. В § 2 анализируются пределы применимости различных теорий. Описание метода расчета дано в § 3, § 4 посвящен срав-

нению результатов расчета с экспериментальными данными.

2. Обзор теоретических результатов

Для решения задачи о распределении потерь энергии Δ частицей с энергией $E(E \gg \Delta)$ в очень тонком слое вещества необходимо знать сечение $d\sigma/d\varepsilon$ столкновения частицы с атомами среды, или число столкновений $d^2N/dx\,d\varepsilon$ на единицу длины пути в единичном интервале переданных энергий в области передач энергии ε, сравнимых с энергией связи атомных электронов. В области больших передач энергии столкновения, как известно, носят резерфордовский характер т.е.

$$\frac{d^2N}{dx\,d\varepsilon} = \frac{A}{\beta^2}\,\frac{1}{\varepsilon^2}\ \text{мэв}^{-1}\text{см}^{-1}, \qquad (1)$$

где $A = 0{,}1536\,(Z/A_0)\rho$ Мэв см^{-1}; Z, A_0 и ρ соответственно атомный номер, атомный вес и плотность вещества, β – скорость частицы, выраженная в единицах скорости света. Ландау [15] получил решение для толщин вещества, где выполняются ограничения

$$K = \xi/\varepsilon_{max} \ll 1, \qquad (2а)$$

$$\xi/\varepsilon_0 \gg 1. \qquad (2б)$$

Здесь $\xi = Ax/\beta^2$ Мэв, x – толщина вещества в см, ε_{max} – максимальная передача энергии в отдельном столкновении, ε_0 – характерная энергия связи электронов в атоме. В области, где столкновения носят резерфордовский характер (1) на длине x, в среднем, происходит лишь одно соударение с передачей энергии $\varepsilon > \xi$. Величина K является мерой вклада столкновений с

передачами энергии, близкими к $\mathcal{E}_{max}$, и условие (2а) означает, что на длине x их происходит очень мало. С другой стороны, отношение $\xi/\mathcal{E}_0$ дает оценку вклада столкновений с малыми передачами энергии, а условие (2б) означает, что их происходит достаточно много. Последнее и послужило основанием в теории Ландау принять, что эти потери энергии не флуктуируют и равны средним потерям. Благодаря такому предположению удалось обойти вопрос о форме спектра передач энергии $d^2N/dxd\mathcal{E}$ в области малых $\mathcal{E}$ и оперировать в этой области только средними величинами. Флуктуации же потерь энергии по Ландау определяются столкновениями, следующими резерфордовскому спектру (I), т.е. гораздо большими $\mathcal{E}_0$. Ландау была получена асимметричная функция распределения потерь энергии $\varphi(\lambda)$ где

$$\lambda = \frac{\Delta - \Delta_{вер.\lambda}}{\xi} - 0{,}225 , \qquad (3)$$

с медленно спадающим "хвостом" в области больших Δ. Абсолютная полуширина распределения Ландау в единицах λ $\delta_{абс.\lambda}=3{,}98$, а вероятное значение $\lambda_{вер.\lambda} = -0{,}225$. Вероятные потери энергии релятивистских частиц даются выражениями[x)]

$$\Delta_{вер.\lambda} = \xi\left[\ln\frac{2m_e c^2 \beta^2 \xi}{I^2(1-\beta^2)} - \beta^2 + 0{,}198 - \delta(\beta)\right], \quad \beta^2<1 \qquad (4а)$$

$$\Delta_{вер.\lambda} = \xi\left[\ln\frac{2m_e c^2 \xi \cdot 1{,}22}{\omega_p^2}\right], \quad \beta^2=1 \qquad (4б)$$

x) Постоянная $\ln 1{,}22=0{,}198$ была уточнена Макаби и Папуорфом [19]. В работе Ландау [15] эта постоянная равна 0,373.

где I - средний потенциал ионизации среды, $\delta(\beta)$ поправка на эффект плотности [16], $\omega_p = 28{,}8\sqrt{(z/A_0)\rho}$ эв - плазменная частота вещества.

Обобщение теории Ландау для случая, когда ограничение (2а) снято, т.е. $0{,}01 \lesssim K \ll 1$ было дано Вавиловым [18]. Решение Вавилова при $K \lesssim 0{,}01$ переходит в распределение Ландау, а при $K \gtrsim 1$ в симметричное гауссово распределение. Нас, однако, будут интересовать следствия, вытекающие из условия (2б). Принимая $\varepsilon_0 = I_K \simeq 13 z^2$, где I_K потенциал ионизации K - оболочки атома, и учитывая (2б), найдем, что для газовых детекторов

$$X(см) \gg 2\beta^2 z \,. \qquad (5)$$

В обычных условиях экспериментов с релятивистскими частицами с применением газовых детекторов, когда толщина слоя газа меньше или порядка 10 см, соотношение (5) не выполняется, поэтому теория Ландау не может претендовать на правильное описание распределений потерь энергии в очень тонких поглотителях.

Блунк и Лейзеганг [17] дополнили теорию Ландау, введя в нее поправки, учитывающие связь электронов в атоме. Они показали, что когда параметр

$$\beta^2 = 20(эв)\, z^{4/3}\, \bar{\Delta} / \xi^2 \gg 3 \,, \qquad (6)$$

где $\bar{\Delta}$ - средние потери энергии в слое X, распределение потерь энергии значительно шире, чем распределение Ландау, и может быть аппроксимировано суммой четырех гауссовых распределений. При $\beta^2 \ll 3$ распределение Блунка-Лейзеганга переходит в распределение Ландау.

Оценка точности этих теорий была сделана Ермиловой и Че-

чиным [20], которые показали, что приближение Ландау неприменимо при $\xi/I \lesssim 10$ и дает хорошую точность лишь при $\xi/I \gtrsim 100$. Поправка Блунка-Лейзеганга ненамного расширяет область применимости теории Ландау. Так при $\xi/I \sim 1$ точность этого приближения составляет 30% и лишь при $\xi/I \gtrsim 10$ достигает $\sim 3\%$. Ермилова и Чечин рассчитали также распределения потерь энергии в тонких слоях инертных газов, пользуясь простой моделью, согласно которой все атомные электроны являются независимыми гармоническими осцилляторами с собственной частотой $\omega = I/\hbar$. Основным отличием расчета по этой модели от приближения Ландау является учет флуктуаций малых передач энергии ($\sim I$). Расчеты по модели гармонического осциллятора для области минимума ионизации дали хорошее совпадение с результатами экспериментов вплоть до толщин слоя газа $\sim I$ см, что отвечает $\xi/I = 0{,}3 \div 0{,}7$. Эксперименты в области плато Ферми описываются этой моделью хуже, поскольку она недооценивает поляризационную способность атомов, которая определяется главным образом внешними электронными оболочками с низким потенциалом ионизации ($\sim 10 \div 50$ эв). Таким образом, ни один из существующих теоретических подходов не в состоянии объяснить всю совокупность экспериментальных характеристик распределений ионизационных потерь энергии релятивистских частиц в очень тонких слоях газа.

3. Моделирование потерь энергии в газах

3.1. Спектр передач энергии в отдельных столкновениях

Впервые метод моделирования для расчета флуктуаций ионизационных потерь энергии был применен Испиряном и др. [21], которые основывались на приближенном выражении для спектра

передач энергии, полученном из формулы Штернхеймера для средних потерь энергии [16] .
Кобб и др. [22] предложили более релятивистский подход, на основе которого рассчитали методом Монте-Карло флуктуации потерь энергии и релятивистский рост вероятных потерь энергии в аргоне, причем получили неплохое согласие с экспериментальными данными. Однако, к этому результату следует относиться с осторожностью, поскольку из работы Кобба и др. следует, что принятый ими средний потенциал ионизации Ar оказывается на 30% ниже табличных данных [16,24] .

В настоящей работе использованы спектры передач энергии, рассчитанные авторами для поляризуемой среды, характеризуемой распределенными силами осцилляторов $f(\varepsilon)$, которые получены из экспериментальных коэффициентов фотопоглощения вещества [23,24] Средние потенциалы ионизации, рассчитанные по этим силам осцилляторов, оказались в очень хорошем согласии с измерениями в инертных газах [24]. Спектры передач энергии, как и результаты полученные для более простой модели с дискретными силами осцилляторов, использовались авторами для объяснения релятивистского возрастания ионизации в пузырьковых камерах [23], камерах Вильсона [24], ядерных эмульсиях [25], а также первичной ионизации в газах [26].

Интегральное представление для спектра передач энергии (числа столкновений на единице длины пути, сопровождающихся передачей энергии больше ε) можно записать следующим образом [23]

$$\left(\frac{dN}{dx}\right)_{>\varepsilon} = \frac{A}{\beta^2}\left\{\int_{\varepsilon}^{\varepsilon_{max}} \frac{f(\varepsilon)}{\varepsilon}\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{\varepsilon(1-\beta^2)} - \beta^2 + 1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{max}}\right]d\varepsilon + \right. \qquad (7)$$

$$+\left(\frac{1}{\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon_{max}}\right)\int_0^{\varepsilon} f(\varepsilon)\,d\varepsilon - \Delta(\beta,\varepsilon)\Big\}.$$

Здесь $\Delta(\beta,\varepsilon)$ – поправка на поляризацию среды, зависящая от β и ε, которая приведена в [23] (для газов при нормальных условиях вплоть до $\gamma = 70\text{–}100$ $\Delta(\beta,\varepsilon) = 0$.).

В области плато Ферми спектр передач энергии можно рассчитать исходя из средних ограниченных потерь энергии $(-dE/dx)^{pl}_{<\varepsilon}$ [24]

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)^{pl}_{<\varepsilon} = AF(\varepsilon)\ln\frac{2m_e c^2\varepsilon}{\omega_p^2 F(\varepsilon)}, \qquad (8)$$

где $F(\varepsilon)$ – суммарная сила осцилляторов для атомных переходов с энергией меньше ε

$$F(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} f(\varepsilon)\,d\varepsilon$$

(Для дискретных переходов интегрирование заменяется суммированием). Поскольку по определению

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{<\varepsilon} = \int_0^{\varepsilon} \varepsilon\,\frac{d^2N}{dx\,d\varepsilon}\,d\varepsilon, \qquad (9а)$$

$$\left(\frac{dN}{dx}\right)_{>\varepsilon} = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_{max}} \frac{d^2N}{dx\,d\varepsilon}\,d\varepsilon, \qquad (9б)$$

то нетрудно провести численный расчет $(dN/dx)^{pl}_{>\varepsilon}$ в области плато ферми, пользуясь (8) и соотношением, вытекающим из (9а) и (9б)

$$\left(\frac{dN}{dx}\right)_{>\varepsilon} = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_{max}} \frac{1}{\varepsilon}\left[\frac{d}{d\varepsilon}\left(-\frac{d\varepsilon}{dx}\right)^{pl}_{<\varepsilon}\right] d\varepsilon \,. \qquad (10)$$

Спектры передач энергии для инертных газов, рассчитанные по формуле (7) для области минимума ионизации и формуле (10) для плато приведены на рис.1а и 1б. Можно видеть, что в области передач энергии выше K -края поглощения спектры имеют резерфордовский характер, т.е. $(dN/dx)_{>\varepsilon} \backsim \varepsilon^{-1}$, тогда как при меньших ε они обладают структурой, отражающей оболочечное строение атома.

3.2. Процедура моделирования

Расчет флуктуаций ионизационных потерь энергии методом Монте-Карло проводился для инертных газов He , Ne, Ar , Kr и Xe при нормальных условиях в диапазоне толщин X = 1–40 см в минимуме и на плато ионизации. Моделирование производилось в согласии со следующими условиями:

(а) Число первичных столкновений N частицы с атомами газа в слое x флуктуирует по Пуассону со средним значением $\bar{N} = x\,(dN/dx)_{>0}$. Среднее число первичных столкновений на 1 см пути, сопровождающихся ионизацией и возбуждением атомов благородных газов и рассчитанное по формулам (7) и (10) при $\varepsilon = 0$, приведено в таблице 1.

(б) Передачи энергии в отдельных столкновениях распределены в соответствии со спектром $(dN/dx)_{>\varepsilon}$. Как это обычно делается для интегральных распределений, в интервале $\left[\left(\frac{dN}{dx}\right)_{>10^5\,эВ}, \left(\frac{dN}{dx}\right)_{>\varepsilon}\right]$ на ЭВМ разыгрывались псевдослучайные числа и затем находились передачи энергии

соответствующие формулам (7) или (10).

(в) Потери энергии Δ в слое x являются суммой передач энергии в N независимых столкновениях.

Потери энергии выражались в единицах λ Ландау (3).

Моделирование потерь энергии проводилось на ЭВМ БЭСМ-6. Статистика в каждом варианте расчета составляла не менее $2{,}5 \cdot 10^4$ событий. Был изучен вопрос о качестве псевдослучайных чисел, генерируемых стандартной программой RNDM ЭВМ БЭСМ-6. Исследование равномерности распределения 10^6 псевдо - случайных чисел показало наличие периода, равного $\sim 10^5$ чисел. Поэтому в расчетах была применена другая программа с периодом повторения, превышающим $5 \cdot 10^6$ чисел. Различие результатов расчета при использовании различных программ генерации псевдо - случайных чисел составляло 1-2% для $\Delta \ell_{ср}$ и $\sim$ 5% для δ .

Для ускорения расчетов флуктуационных кривых методом Монте-Карло, был разработан способ "сложения" гистограмм, суть которого заключается в следующем. Описанным выше методом рассчитывалась флуктуационная кривая для малой толщины X =1-5 см. Затем путем n последовательных 2-кратных случайных выборок из полученной гистограммы можно получить распределение потерь энергии для толщины $2^n x$. При этом исходные гистограммы содержали не менее 10^5 событий. Распределения потерь энергии, рассчитанные этим способом, сравнивались с результатами прямого моделирования. Было показано, что при $n \leq 3$ различия в $\Delta \ell_{ср}$ и δ , накапливающиеся из-за малой статистической обеспеченности "хвоста" исходной гистограммы, не превышают 4%.

Адекватность метода моделирования была проверена по совпадению в пределах 2% средних потерь энергии найденных рас-

пределений с расчетом по формуле Штернхеймера для $\mathcal{E}_{max}$=IO^{5}эв, а также по совпадению с точностью 2% распределения потерь энергии, полученного методом Монте-Карло для резерфордовского спектра $(dN/dx)>\mathcal{E}$ с параметрами $\bar{N}$ = 50, $\mathcal{E}_{min}$=IO эв, $\mathcal{E}_{max}$ = 10^5 эв, с функцией Ландау, рис.2. Хорошее согласие с распределением Ландау получено и в случае "сложения" гистограмм при $n \leqslant 3$.

Флуктуационные гистограммы аппроксимировались гладкими функциями вида

$$\varphi(\lambda) = a_1 \exp\left\{-a_2(\lambda + a_5\lambda^2) - a_3 \exp\left[-a_4(\lambda + a_6\lambda^2)\right]\right\} \qquad (II)$$

(усложненная функция Мойала [27], рис.3. Подгонка гладких кривых к гистограммам и нахождение параметров распределения $a_1 \ldots\ldots a_6$, а также $\Delta_{вер}$ и δ производились путем минимизации функции χ^2 с помощью стандартной программы FUMILI на ЭВМ БЭСМ-6. Выбор функции (II) с шестью параметрами обеспечивал, в среднем, совпадение значений χ^2 с числом степеней свободы. Поскольку мы интересовались в первую очередь величинами $\Delta_{вер}$ и δ, то аппроксимация осуществлялась в той части кривой $\varphi(\lambda)$, где $\varphi(\lambda) > 0{,}25\,\varphi(\lambda_{вер})$. Интересно отметить, что найденные в результате такой подгонки значения $\Delta_{вер}$ и δ в пределах нескольких процентов совпадают с визуальными оценками. Точность аппроксимации функции Ландау выражением вида (II) иллюстрируется таблицей 2, откуда видно, что описание результатов расчетов гладкой кривой гарантирует точность оценок $\Delta_{вер}$ и δ на уровне 2% и I% соответственно.

4. Результаты расчета и сравнение с экспериментальными данными

Примеры сравнения результатов расчетов распределений потерь энергии релятивистских частиц в тонких слоях газа методом Монте-Карло с экспериментальными данными Харриса и др. [9] и Копотя и др. [13] приведены на рис.4 и 5. На рис.6 показаны экспериментальные и расчетные зависимости относительной полуширины флуктуационных кривых от толщины слоя газа. В расчетные кривые введена поправка на типичное аппаратурное разрешение пропорциональных камер $\delta_{апп} = 20\sqrt{5,9/\bar{\Delta}\,(кэВ)}$ % по формуле:

$$\delta = \left(\delta^2_{мод} + \delta^2_{апп}\right)^{1/2}, \qquad (12)$$

где $\delta_{мод}$ – относительная полуширина, полученная моделированием. Можно видеть, что экспериментальные данные лучше согласуются с результатами настоящей работы, нежели с вычислениями по теориям Ландау и Бунка и Лейзеганга, хотя на рис.6 имеет место некоторое превышение расчетных данных над экспериментальными.

Интересно проследить зависимость абсолютной полуширины рассчитанных нами флуктуационных кривых от отношения ξ/I, рис.7. Эта зависимость, так же как и зависимость экспериментальной относительной полуширины от ξ/I [1,3] для всех инертных газов оказывается близкой к универсальной. Заметим, что величина ξ/I прямо связана с толщиной слоя газа x: $\xi/I = Kx$, где K – коэффициент равный для He, Ne, Ar, Kr и Xe соответственно 0,32; 0,5; 0,62; 0,65; 0,6 $см^{-1}$ при нормальных условиях и $\beta^2 = 1$. При малых толщинах газа относи-

тельная полуширина отличается от предсказаний как теории Ландау так и Блунка-Лейзеганга.В согласии с оценками Ермиловой и Чечина [20] лишь при $\xi/I \geq 100$ полуширины кривых приближаются к значению $\delta_{абс.л} = 3{,}98$, характерному для распределения Ландау, а при $\xi/I \gtrsim 10$ - к значениям, вычисленным по формулам Блунка-Лейзеганга. Рис.8 показывает отличие вероятных потерь энергии, вычисленных методом Монте-Карло, от предсказаний теорий Ландау и Блунка-Лейзеганга.Здесь опять расчетные точки для всех инертных газов (кроме He) имеют сходные зависимости.Постепенный переход флуктуационных кривых в Ar и Xe с увеличением толщины газа в распределение Ландау иллюстрируется рисунками 9 и 10.

Релятивистское возрастание $R = \frac{\Delta^{вер}_{вер} - \Delta^{min}_{вер}}{\Delta^{min}_{вер}}$ вероятных потерь энергии в газах, рассчитанное методом Монте-Карло (рис.11), оказывается ниже, чем дает теория Ландау с поправкой на поляризацию среды по Штернхеймеру (см.(4а) и (4б). Этот факт не является удивительным, поскольку в тонких слоях газа столкновения с электронами глубоких атомных оболочек не вносят вклад в потери энергии, близкие к вероятным. Действительно, в 1,5 см Ar, например, $\Delta_{вер} \simeq 2$ кэв, тогда как $I_K^{Ar} = 3{,}2$ кэв. Таким образом, столкновения с K - электронами сопровождаются столь большими передачами энергии, что суммарные потери оказываются на "хвосте", а не в максимуме распределения.

Известно, что поляризационный эффект для различных атомных оболочек проявляется при лоренц-факторах $\gamma \simeq I_j/\omega_p$, где I_j - средний потенциал ионизации j-той оболочки. Это означает, что чем выше I_j, тем при больших γ проявляется эффект плотности и наступает насыщение потерь энергии. Следовательно, уменьшение вклада столкновений с электронами глубоких оболочек

так же как и в случае ограниченных потерь энергии [24], должно сопровождаться ослаблением ожидаемого релятивистского возрастания вероятных потерь энергии по сравнению с результатами расчетов по формуле Ландау-Штернхеймера. Это видно также из рис.II, где различие кривой, рассчитанной согласно формулам (4а) и (4б), и полученной в результате моделирования, нарастает по мере уменьшения χ .

Тем не менее, расчеты методом Монте-Карло приводят к более высокому релятивистскому возрастанию вероятных потерь энергии чем наблюдается в экспериментах, рис.II.

5. Заключение

Проведенные расчеты флуктуаций ионизационных потерь и вероятных потерь энергии релятивистских частиц в тонких слоях газа методом Монте-Карло, основанные на спектрах передач энергии (7) и (IO), удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов. Таким образом, флуктуационные кривые, приведенные на рис.9 и IO, а также исходные спектры (7) и (IO) можно использовать для описания экспериментальных данных или при планировании экспериментов по регистрации ионизации в газовых пропорциональных детекторах. Необходимо, однако, отметить некоторое различие между расчетными и экспериментальными данными по релятивистскому росту R вероятной ионизации (рис.II) [x] . Наблюдается также небольшое превышение расчетных полуширин

x) Как указывалось выше, к утверждению Кобба и др. [22] о согласии результатов их расчетов по релятивистскому возрастанию вероятных потерь энергии с данными экспериментов следует относиться с осторожностью.

флуктуационных кривых над экспериментальными (рис.6).Причины этих расхождений, вообще говоря, неясны. Возможно, требуется дальнейшее уточнение спектров (7) и (10), например, в части сшивания далеких и близких ионизационных столкновений. Вместе с тем, нельзя полностью исключить и наличие систематических ошибок в экспериментах, выполненных с помощью одной методики - обычных пропорциональных счетчиков или камер. В связи с этим было бы интересно измерить ионизацию релятивистских частиц каким-либо другим способом,например, используя развивающуюся в последнее время методику газовых электролюминесцентных пропорциональных камер [29] .

Что касается утверждений Гарибяна и Испиряна [30] , которые связывали превышение расчетного релятивистского роста вероятной ионизации над экспериментальными данными с наличием переходного эффекта в ионизационных потерях энергии на границе стенка счетчика-газ, то как показал Чечин [31] последний эффект крайне незначителен и имеет место на расстояниях $\sim 10^{-3}$см Эллисон и др. [14] не обнаружили различия в ионизации вблизи входного окна и вдали от него в многосекционной проволочной пропорциональной камере, что также опровергает эту гипотезу.

Авторы благодарны А.И.Алиханяну за поддержку настоящей работы и постоянный интерес к ней, а также В.А.Чечину за полезные советы и К.И.Васильевой за помощь при подготовке рукописи к печати.

Таблица I

Среднее число первичных столкновений релятивистской частицы на I см в благородных газах, сопровождающихся ионизацией и возбуждением (P = I атм t = 0°C)

	$(dN/dx)_{>0}$, $см^{-I}$	
	минимум ионизации ($\gamma \approx 4$)	Плато Ферми
He	5,28	7,97
Ne	I2,73	I9,3I
Ar	29,28	40,68
Kr	35,4I	49,97
Xe	48,I3	65,32

Таблица 2

Аппроксимация намгранного методом Монте-Карло распределения Ландау выражением (II)

	Параметры аппроксимации a_I-a_6		
	Число параметров - 6	Число параметров - 4	
Характеристики распределения Ландау	a_I = 0,235	a_I = 0,207	Табулированные значения Борн-Зупана [28]
	a_2 = 0,415	a_2 = 0,323	
	a_3 = 0,274	a_3 = 0,166	
	a_4 = 1,189	a_4 = 1,306	
	a_5 = -0,0277	a_5 = 0	
	a_6 = 0,03017	a_6 = 0	
λ вер	- 0,229	- 0,30	-0,225
φ (λ вер)	0,181	0,178	0,181
δ абс	4,02	4,20	3,98

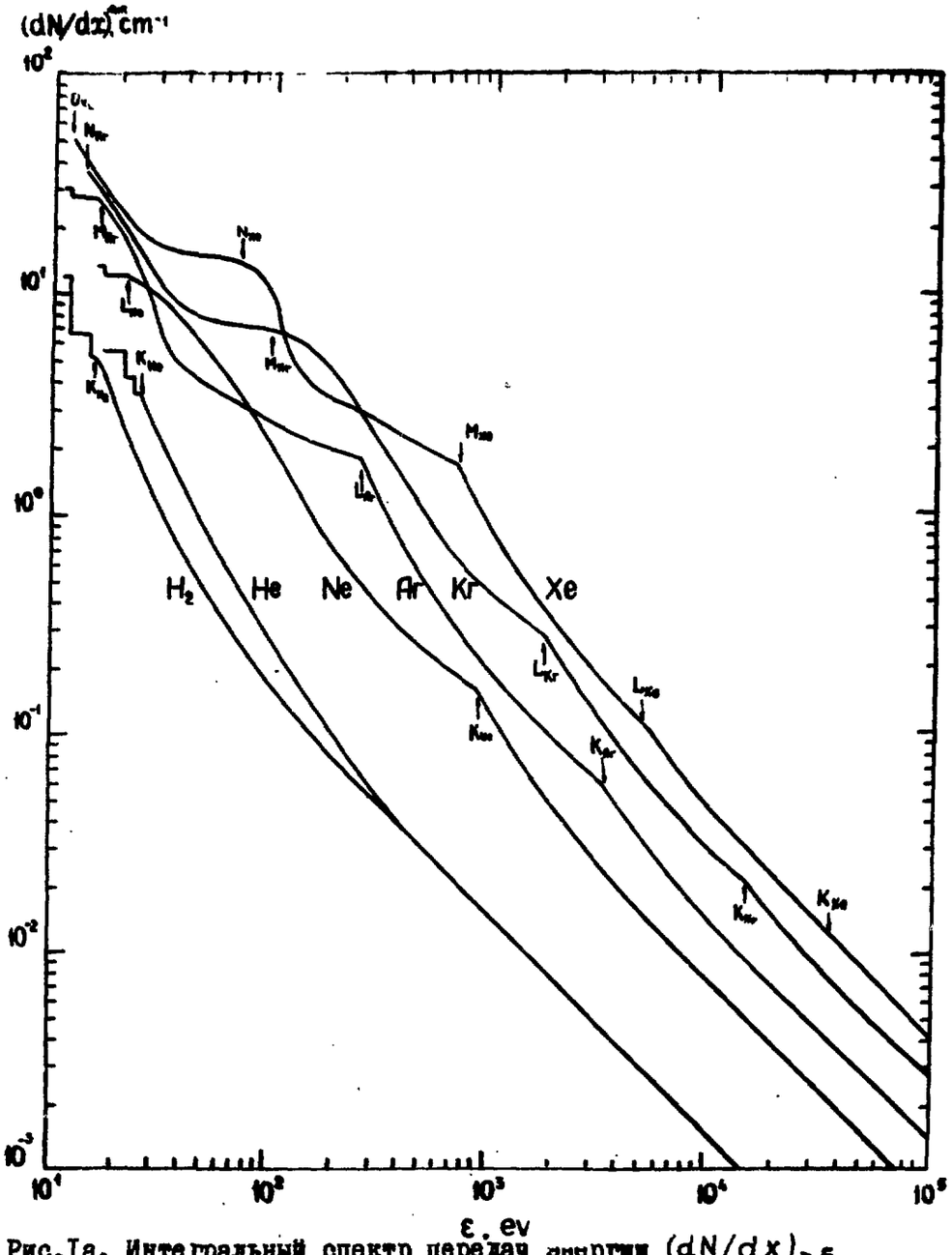


Рис.Ia. Интегральный спектр передач энергии $(dN/dx)_{>\varepsilon}$ при столкновениях релятивистских заряженных частиц в водороде и инертных газах в минимуме ионизации. Стрелками обозначены края поглощения, отвечающие различным атомным оболочкам.

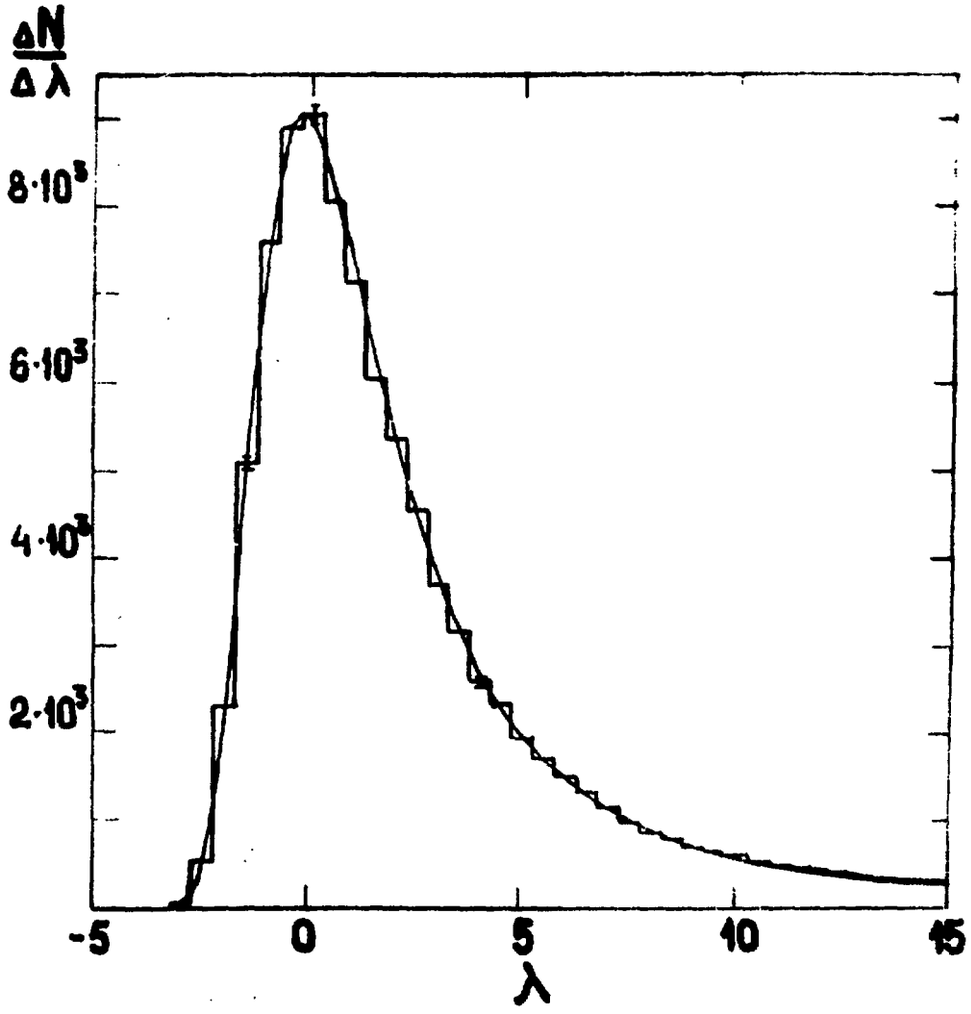


Рис.2 Моделирование распределения Ландау методом Монте-Карло (гистограмма). Плавная кривая-распределение Ландау

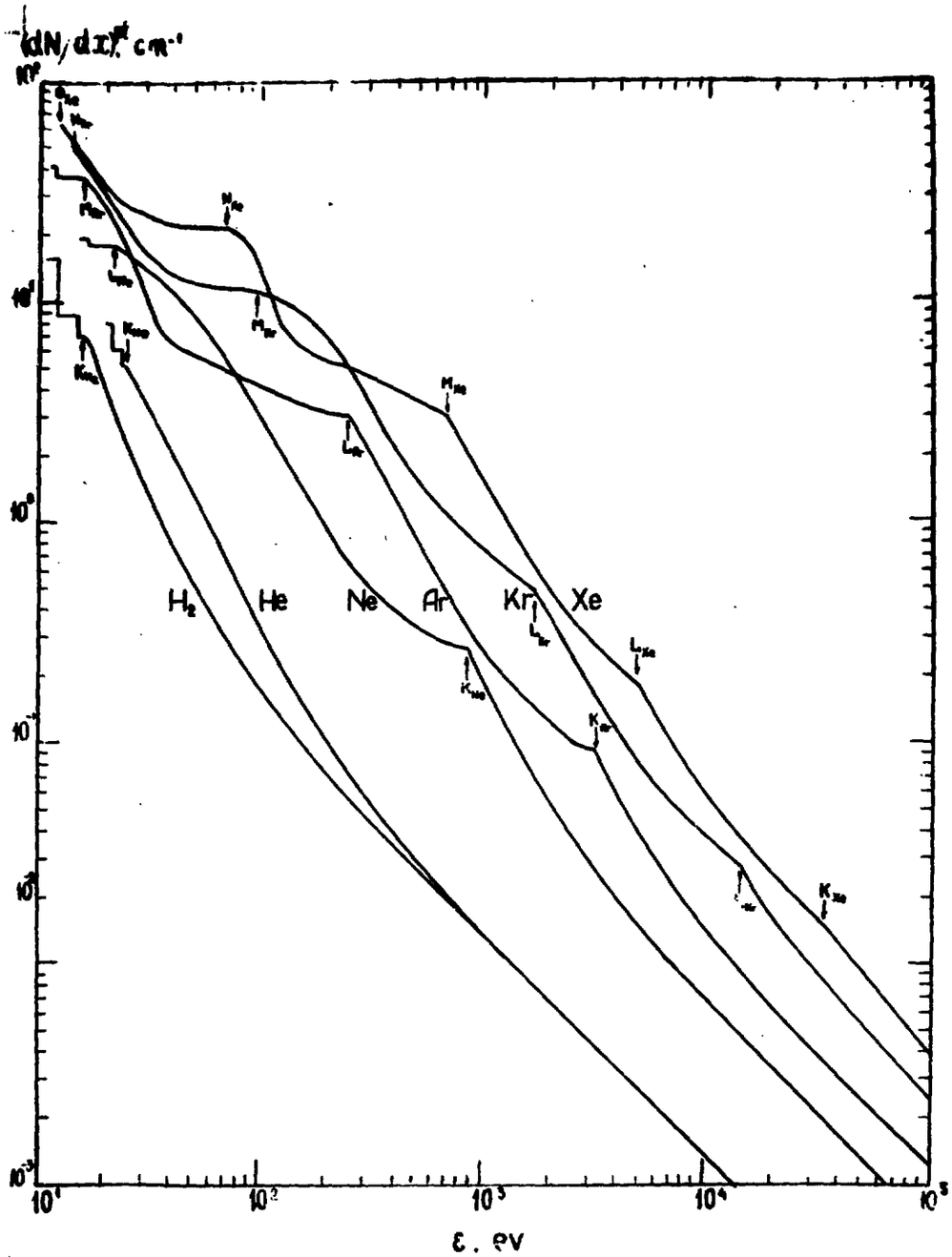


Рис.Iб. То же что и на рис.IA для плато Ферми

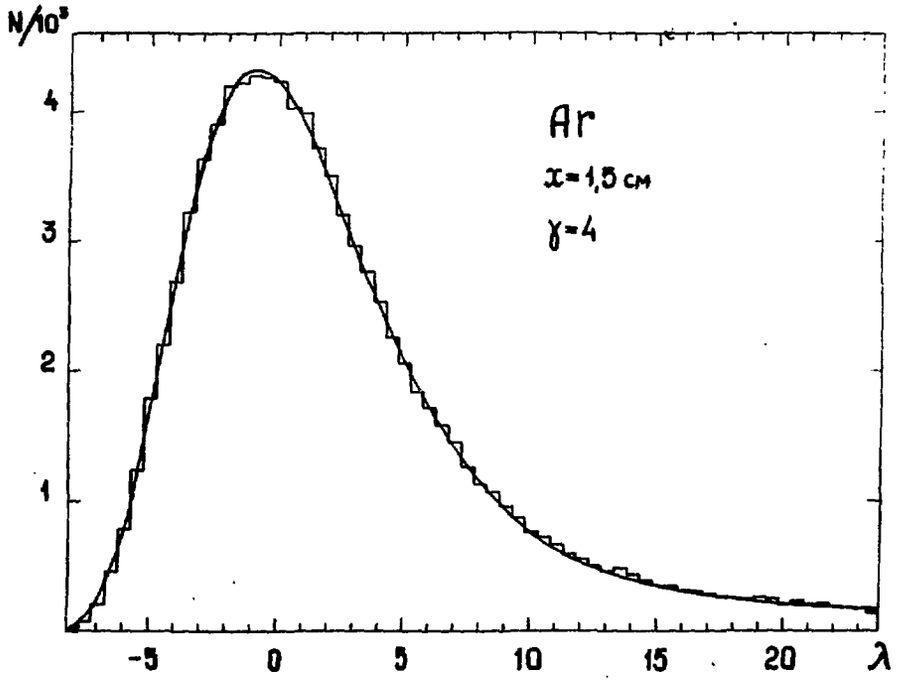


Рис.3 Аппроксимация гистограммы, полученной методом Монте-Карло для I,5 см Ar при нормальных условиях ($\gamma = 4$), функцией $\varphi(\lambda)$ с шестью параметрами (см.текст)

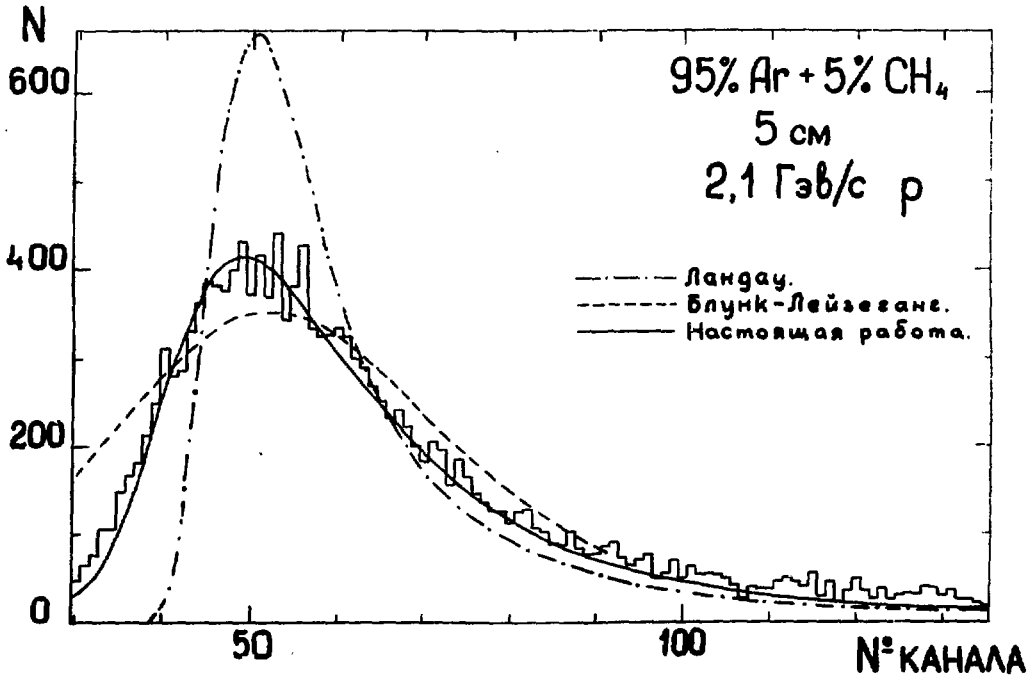


Рис.4 Распределение потерь энергии протонов с импульсом 2,I Гэв/с (область минимума ионизации) в 5 см смеси 95% Ar + 5% CH_4 . Гистограмма данных Копотя и др. [I3] . Плавные кривые - результаты расчета для 5 см Ar без поправки на аппаратурное разрешение. Сплошная кривая данные настоящей работы, штрихпунктир - распределение Ландау, пунктир - распределение Блунка-Лейзеганга. Экспериментальные и расчетные данные совмещены в максимуме распределений.

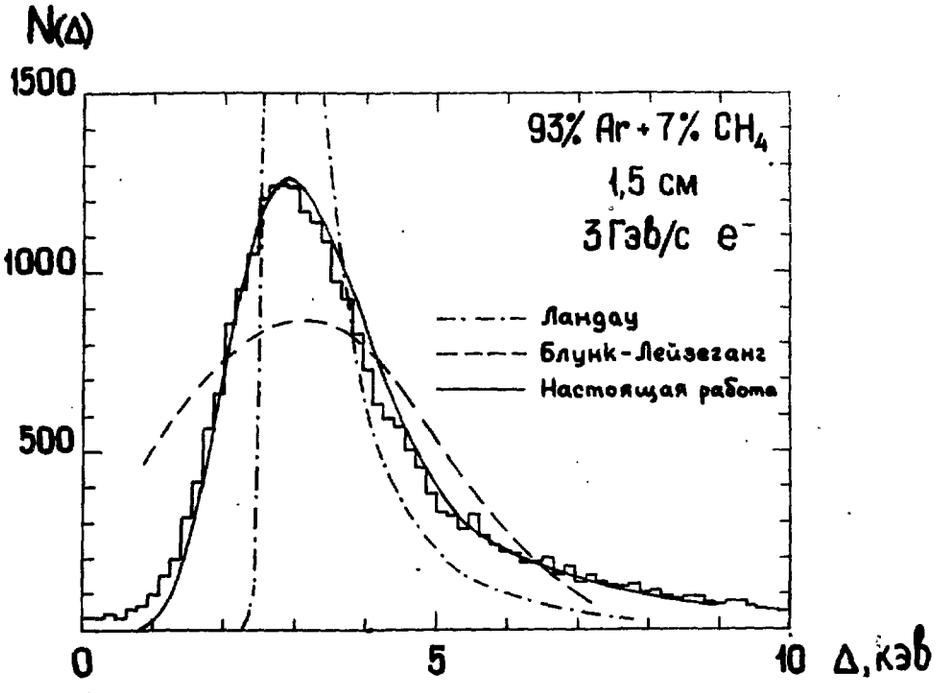


Рис.5 Распределение потерь энергии электронов с импульсом 3 Гэв/с (область плато Ферми) в I,5 см смеси 98% Ar + 7% CH_4 .Гистограмма-данные Харриса и др. [9]. Плавные кривые - результаты расчета для I,5 см Ar без поправки на аппаратурное разрешение. Сплошная кривая - данные настоящей работы, штрихпунктир - распределение Ландау, пунктир - распределение Блунка-Лейзеганга.

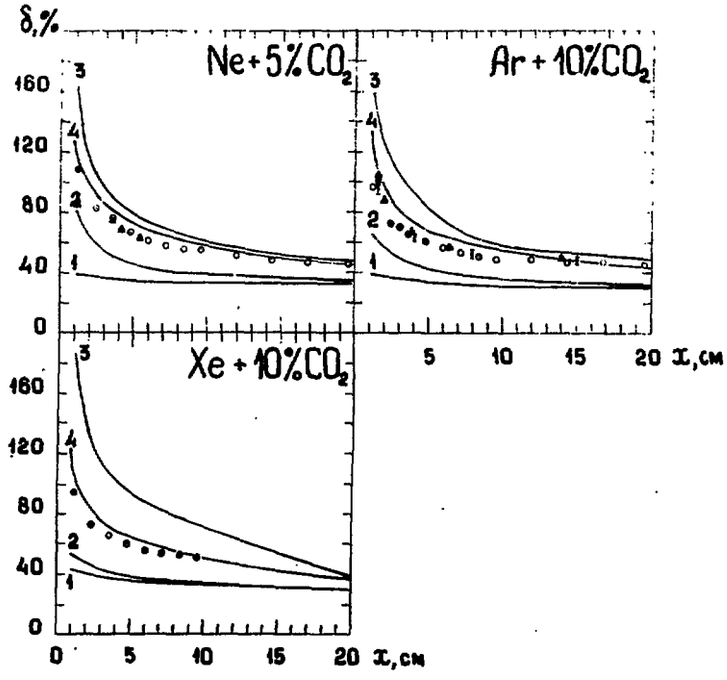


Рис.6 Зависимость относительной полуширины δ распределений потерь энергии от толщины x слоя газа в Ne, Ar, и Xe в минимуме ионизации. Экспериментальные точки взяты из работ: ▲ [I], ● [8], × [5], ● [IO], ▲ [9], ◊ [II]. Кривые I и 2 – теория Ландау, 3 – теория Блунка-Лейзеганга, 4 – настоящая работа, кривые 2,3 и 4 учитывают аппаратурное разрешение.

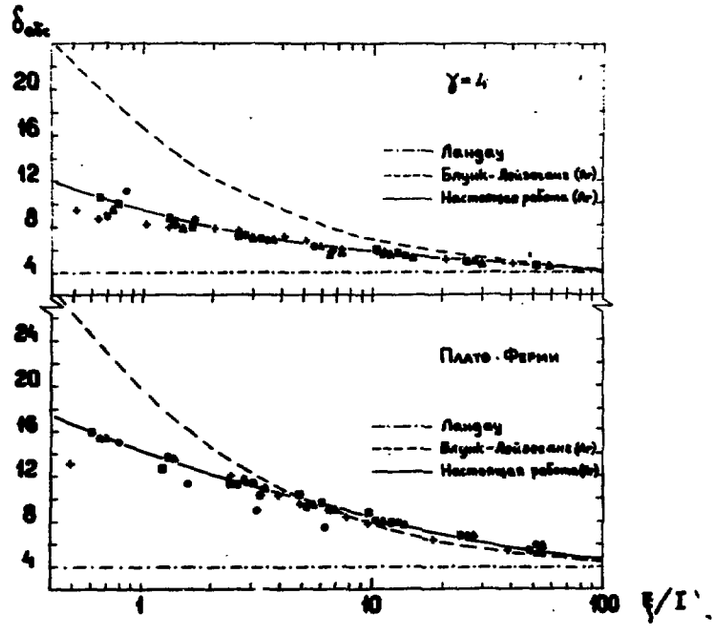


Рис.7 Зависимость абсолютной полуширины $\delta_{абс}$ распределений потерь энергии в единицах λ Ландау от отношения ξ/I ($\xi/I = Kx$, где x – толщина слоя газа в см, а K изменяется от 0,3 для He до 0,7 для Xe). Точками показаны данные настоящей работы для инертных газов: ⊙ - He, + - Ne, □ - Ar, * - Kr, △ - Xe. Сплошная кривая – аппроксимация расчетных данных для Ar. Штрихпунктир – предсказания теории Ландау ($\delta_{абс}$ =3,98), пунктир – теория Блунка-Лейзеганга для Ar, (а)–минимум ионизации, (б)–плато Ферми.

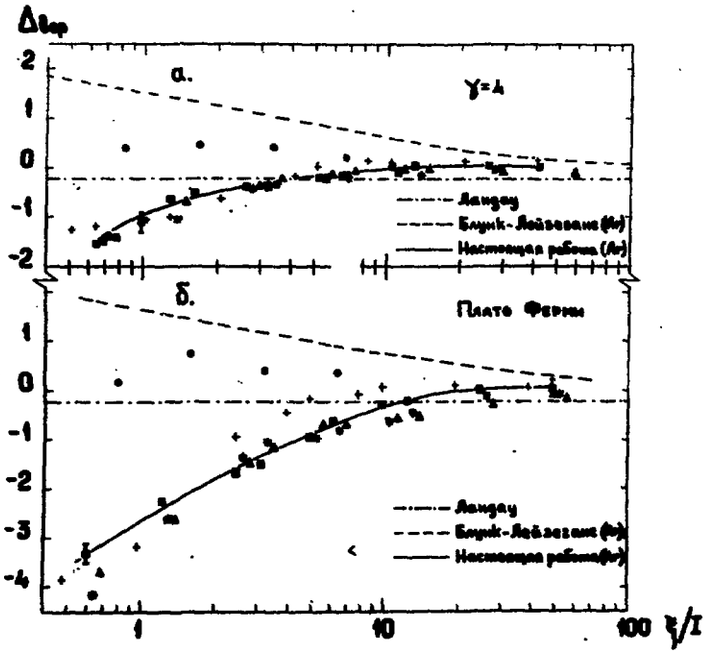


Рис.8 Зависимость вероятной ионизации $\Delta\varepsilon_{ср}$ в единицах λ Ландау от отношения ξ/I. Точками представлены результаты расчета методом Монте-Карло в инертных газах: ●-He, +-Ne, □-Ar, *-Kr, △-Xe. Сплошная кривая - аппроксимация расчетных данных для Ar. Штрихпунктир - предсказание теории Ландау ($\Delta\varepsilon_{ср}$ =-0,225), пунктир - теория Блунка-Лейзеганга, (а) - минимум ионизации, (б) - плато Ферми.

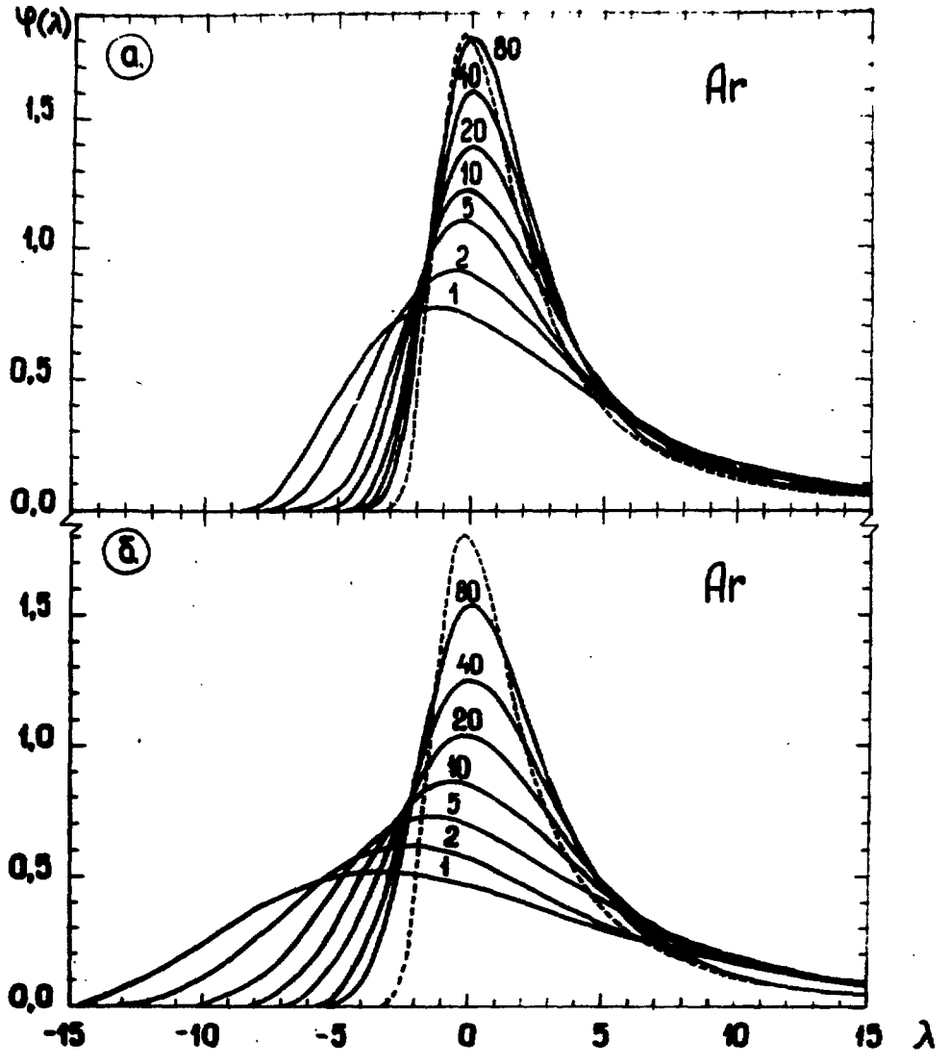


Рис.9 Распределения ионизационных потерь энергии релятивистских частиц в Ar . Сплошные кривые получены моделированием методом Монте-Карло. Цифры у кривых указывают длину слоя газа в см при нормальных условиях. Пунктирная кривая – распределение Ландау, (а)– минимум ионизации, (б) – плато Ферми.

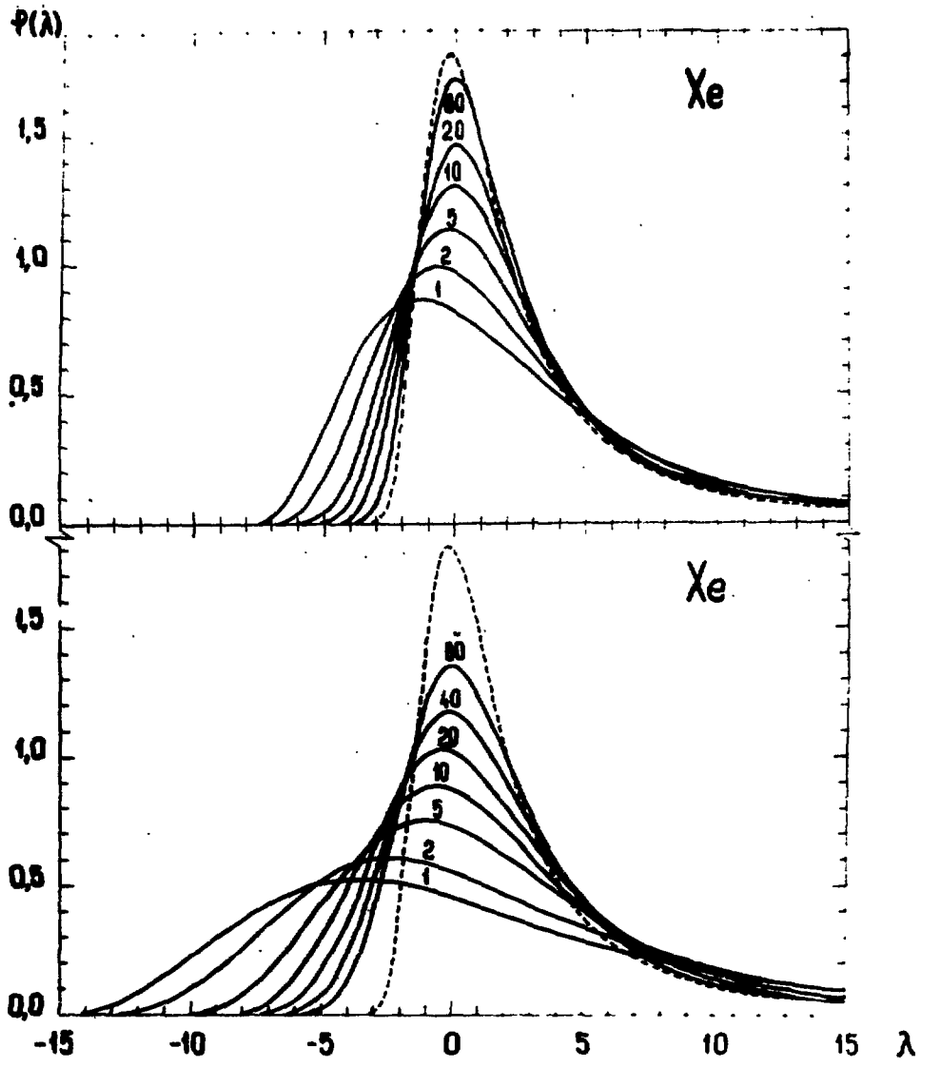


Рис.IO Распределения ионизационных потерь энергии релятивистских частиц в Xe . Сплошные кривые получены моделированием методом Монте-Карло. Цифры у кривых указывают длину слоя газа в см при нормальных условиях. Пунктирная кривая - распределение Ландау.

(а) - минимум ионизации, (б) - плато Ферми.

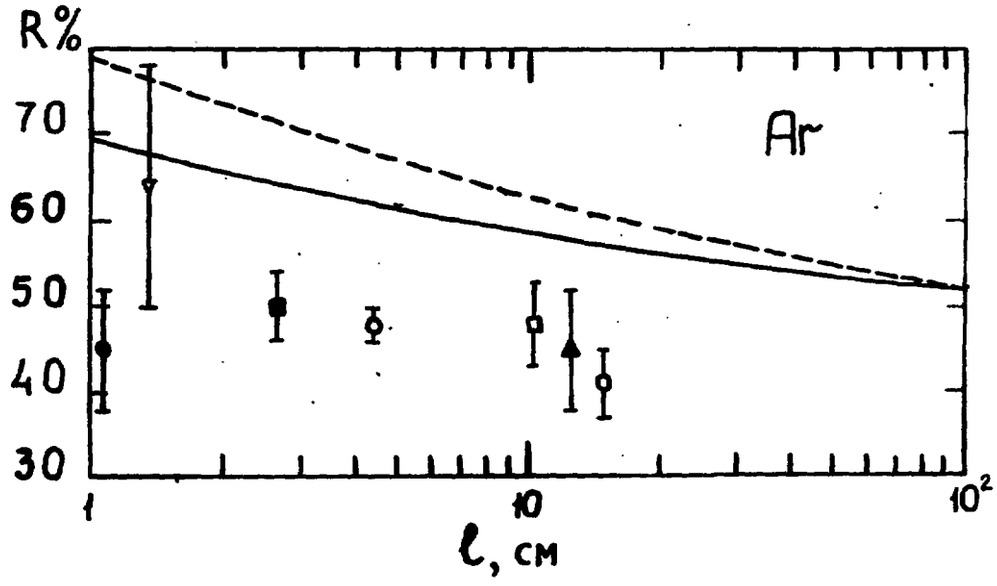


Рис.II Релятивистское возрастание $R = \frac{\Delta^{pl}_{fap} - \Delta^{min}_{fap}}{\Delta^{min}_{fap}}$ вероятных потерь энергии в Ar в зависимости от толщины слоя. Экспериментальные точки взяты из работ ○-[13], ▲ - [6], □ - [2], ■ - [11], ▽ - [9], ● - [7]. Сплошная кривая аппроксимирует расчеты методом Монте-Карло, пунктирная кривая - предсказания теории Ландау с поправкой на поляризацию среды по Штернхеймеру.

ЛИТЕРАТУРА

I. D.West, Proc.Phys.Soc. (L), A66, 306 (1953).

2. J.K.Parry, H.D.Bathgeber, J.L.House, Proc.Phys.Soc. (L) A66, 541 (1953).

3. B.F.Bradley, Proc.Phys.Soc. (L) A68, 549 (1955).

4. K.D.Palmatier, J.T.Meere, C.H.Askey, Phys.Rev. 97, 486(1955).

5. P.Ramane Murthy, G.Demeester, Nucl.Inst.Meth. 56, 93(1967)

6. P.Ramana Murthy, Nuvl.Instr.Meth. 63, 77 (1968).

7. Z.Dimcovsky, J.Favier, G.Charpak, G.Amato, Nucl.Instr. Meth. 97, 151 (1971).

8. S.Parker, R.Jones, J.Kadyk, M.L.Stevenson, T.Katsura, V.Z. Peterson, D.Yount, Nucl.Instr.Meth. 97, 181 (1971)

9. F.Harris, T.Katsura, S.Parker, V.Z.Peterson, P.W.Ellsworth, G.B.Yodh, W.W.M.Allison, C.B.Brooks, J.H.Cobb, J.H.Mulvey, Nucl.Instr. Meth. 107, 413 (1973) .

I0. A.Onuchin, V.Telnov, Nucl.Instr.Meth. 120, 365 (1974)

II. D.Jeanne, P.Lazeyras, J.Lehraus, R.Mattewson, W.Tajessy, M.Aderholz, Nucl.Instr.Meth. 111, 287 (1973).

I2. M.Aderholz, P.Lazeyras, J.Lehraus, R.Mattewson, W.Tejeasy, Nucl.Instr.Meth. 118, 419 (1974)

I3. Е.А.Копоть, В.С.Мурзин, Н.Г.Рябова, Л.И.Сарычева, Н.В.Синев, ЖЭТФ, 70, 397 (I976)

I4. W.W.M.Allison, G.B.Brooks, J.H.Bunch, R.W.Pleming, R.K. Yemamoto, Nucl.Instr.Meth. 133, 325 (1976)

15. Л.Д.Ландау, Собрание трудов т.I, 482(1969)

16. R.S.Sternheimer, R.F.Paierls, Phys.Rev. B3, 3681 (1971).

17. O.Blunck, S.Leizegang, Z.F.Phys. 128, 500 (1950)

18. П.В.Вавилов, ЖЭТФ 32, 921 (1957)

19. H.D.Maccabee, D.G.Papworth, Phys.Rev. 30A, 241 (1969)

20. В.К.Ермилова,В.А.Чечин, Препринт ФИАН № 10 (1976); Nucl.Instr.Meth. 136, 551 (1976)

21. K.A.Lepirian, A.T.Margarian, A.M.Zverev, Nucl.Instr.Meth. 117, 125 (1974)

22. M.H.Cobb, W.W.Allison, J.H.Bunch, Nucl.Instr.Meth. 133, 315 (1976)

23. V.A.Chechin, L.P.Kotenko, G.I.Merzon, V.C.Yermilova,Nucl. Instr.Meth. 98, 577 (1972).

24. A.V.Alakoz, V.A.Chechin, L.P.Kotenko, G.I.Merzon, V.C. Yermilova, Nucl.Instr.Meth. 124, 41 (1975)

25. В.К.Ермилова,Л.П.Котенко,Г.И.Мерзон, ЖН и ПФ и К 16, 345 (1971)

26. В.К.Ермилова,Л.П.Котенко,Г.И.Мерзон,В.А.Чечин, ЖЭТФ 56, 1608 (1969).

27. J.E.Moyal, Phil. Mag. 46, 263 (1955)

28. W.Borsh-Supan. Journ.Res.Natl.Bur.Stand, 65B, 245 (1961).

29. Атомная техника за рубежом № 12, 28 (1974)

30. Г.М.Гарибян,К.А.Испирян, Письма в ЖЭТФ 16,585 (1972)

31. В.А.Чечин, Препринт ФИАН № 26 (1975);ДАН 221,813 (1975)

FLUCTUATION AND MOST PROBABLE VALUES OF IONIZATION ENERGY LOSSES OF RELATIVISTIC PARTICLES IN THIN GAS LAYERS

V.K.ERMILOVA, L.P.KOTENKO, G.I.MERZON

Lebedev Physics Institute of Academy of Science of USSR

Abstract

The reason of discrepancy between the experimental and theoretical results on the ionization fluctuation and relativistic growth of the most probable energy losses of charged particles in gas proportional counters is analized. Using the suggested by the authors spectra for the energy recoil in separate collisions Monte Carlo calculations are carried out on the fluctuations and most probable ionization energy losses in (1 - 40) cm thick at He, Ne, Ar, Kr and Xe at NTP for particles with minimal ionization ($\gamma = 4$) and in plateau region. The results of calculations are in satisfactory agreement with the experimental data.

A BALLOON-BORNE MEASUREMENT OF COSMIC RAY ELECTRONS WITH TRANSITION RADIATION DETECTORS*

Dietrich Müller, Gernot Hartmann,+ and Thomas Prince

University of Chicago, U.S.A.

ABSTRACT

We have used a transition radiation detector for a new measurement of the flux and energy spectrum of primary cosmic ray electrons at balloon altitude. The transition radiation detector provides unique identification of individual electrons and powerful discrimination against protons. We shall describe the design and performance of this instrument in detail, and we shall discuss the results obtained in an accelerator calibration at Fermilab and during the balloon flight. Due to the transition radiation technique, we have been able to resolve the controversial status of observations of cosmic electrons. We find that the spectrum of electrons is significantly steeper than that of protons, indicating an old age of galactic cosmic rays.

*Supported, in part, by NSF Grant AST 74-16310 and NASA Grant 14-001-005

+Present address: Max Planck Institute, Garching, Germany

I. Introduction: We wish to report a new experiment in which transition radiation detectors were employed in order to perform a reliable measurement of the flux and energy spectrum of cosmic electrons at high energies, up to several 100 GeV. In recent years, various groups (1-8) have used shower detectors to determine the shape of the electron spectrum. However, the results were quite controversial, and the crucial astrophysical question, namely a possible spectral steepening due to radiative energy loss processes, could not be answered. The major reason for the previous experimental uncertainties lies in the fact that electrons have to be identified in the presence of a much larger flux of cosmic ray protons that may interact in the shower detector and may masquerade as electron showers. Furthermore, statistical difficulties arise from the limited size of deep shower detectors that can be flown on balloons, and the absence of accelerator calibrations with electron beams of sufficiently high energies led to additional uncertainties.

With the aid of transition radiation detectors, substantial progress is possible: the dependence of the radiation yield on the Lorentz factor $\gamma = E/mc^2$ of the particle makes it possible to use such detectors as efficient discriminators between individual protons and electrons. The combination of transition radiation detectors with fairly shallow shower detectors leads to instruments of large area but limited weight. Since electron beams with energies up to 300 GeV are now available at Fermilab, also a direct calibration of the instrument is possible over the entire energy range of concern.

II. Overall description of the detector: Figure 1 shows a schematic cross section of the detector. It consists of a scintillator telescope (T1, T2, T3, T4) of geometric factor 0.48 m^2 sr, combined with a transition radiation detector of 6 pairs of radiators and multiwire proportional chambers, and a shower detector, formed by 3 lead plates above scintillators T2, T3, and T4.

All counter elements are pulse height analyzed, and a time-of-flight measurement between scintillators T1 and T4 identifies downwards moving particles. The multiwire proportional chambers, with wire directions orthogonal to each other in consecutive chambers, act also as hodoscopic elements, identifying the trajectory of each particle, and measuring the pulse heights along the trajectory, with a spatial resolution of 5 cm. This is accomplished with a "track-and-hold" technique that performs a pulse height analysis of those wires that are triggered by the passage of a particle.

The shower counter contains a total of 8 radiation lengths of lead: the shower is sampled after 4, 6, and 8 r.l., respectively. The photomultiplier tubes viewing scintillators T2, T3, and T4 (8 photomultipliers per scintillator) were individually calibrated with a nanosecond light source in order to insure linear response beyond the largest expected shower signals.

This instrument identifies electrons in the following way: A particle must traverse the instrument in the downward direction, and must be identified as singly charged by the pulse height in T1. It must generate signals in scintillators T2, T3, and T4 that are characteristic for an electron shower. The shower signals also measure the electron energy. The particle will be accepted as an electron only if transition radiation is detected. The

transition radiation detector is therefore used to reject all proton induced events which generate signals that are otherwise indistinguishable from electron showers.

III. Transition Radiation Detector: The design of the transition radiation detector, the major new element of this instrument, follows principles that have been developed in previous accelerator tests (9,10). The use of a plastic foam (Dow "Ethafoam") which has been found to be a very efficient radiator material, simplifies the construction considerably. We use 6 radiators of this material with a thickness of ∿15 cm each. The proportional chambers are filled with xenon (+20% CO_2 as quencher) in order to optimize their efficiency for x-ray detection. Great care has been taken to design the chambers as cleanly as possible, and to minimize outgassing materials, in order to achieve as low a gas consumption as possible: the gas flow system uses ∿5 liters (SPT) of xenon per chamber and day. Thin (∿50μm) aluminized mylar windows act as high voltage electrodes, and, at the same time, as seals against the outside. The signal wires (stainless steel, 50μm diameter) are spaced by distances of 1 cm. Always groups of 5 adjacent wires are connected to a common amplifier, thereby limiting the spatial resolution to 5 cm. A chamber thickness of 2 cm leads to transition radiation signals that are about of the same magnitude as the signals due to ionization alone.

This is shown in figure 2 where we plot the average signal, measured in the first proportional chamber (below the first radiator), as a function of the Lorentz factor γ of the particle. The results of this figure are obtained at accelerator calibrations at Fermilab (see below). Clearly, for low γ -values, the response follows the well known behavior of the ionization loss, while at $\gamma \geq 2 \times 10^3$ a drastic increase occurs due to transition radiation x-rays. The radiation yield saturates at $\gamma \geq 10^4$, and the signal is therefore constant for $10^4 \leq \gamma \leq 10^6$. Since our experiment is designed to detect electrons in the range ∿5 GeV to ∿500 GeV, we notice that all electrons in this energy range will produce transition radiation in saturation, while no proton will be able to generate a measurable transition radiation signal.

IV. Calibrations: Accelerator calibrations of cosmic ray detectors are of crucial importance. We have therefore used the facilities of Fermilab to expose our instrument to electrons, pions and protons covering the energy range from 5 to 300 GeV. These calibrations provided the following information:

a) The response of the transition radiation detector: This is summarized in figure 2 and discussed in section III. In addition to the average results of figure 2, also the pulse height distributions, and the statistical fluctuations of the signals have been measured.

b) Shower signals: The average shower signals in scintillators T2, T3, and T4 and their statistical fluctuations have been measured. The shower profiles are shown in figure 3 and compared with results of an earlier prediction[11]. The energy resolution of our shower detector has been found to be approximately constant at 30% FWHM over the whole energy range.

c) Trajectory determination: A certain fraction of electron showers lead to ambiguities in the determination of the electron trajectory due to additional tracks that are most likely generated by particles scattered backwards from the

shower detector. Knowledge of this effect is very important since it could lead to an energy dependent efficiency correction in the data analysis. We have measured the fraction of electrons with unique trajectories and found it to decrease slowly with increasing energy, from 55% at 10 GeV to 21% at 200 GeV.

V. Balloon Flight and Data Analysis: This instrument has been exposed in a first balloon flight from Palestine, Texas, yielding 30 hours of data at an altitude of $\sim 5 g/cm^2$ of residual atmosphere. In-flight calibration of the detector was provided by penetrating protons, α- particles, and heavier nuclei.

The first step in the data analysis is to select all particles that are singly charged in T1, that traverse the instrument in the downward direction, and that exhibit a unique trajectory in the multiwire - hodoscope. Then the response of the shower detector is analyzed. Each set of pulse heights t_i ($i = 1...3$) measured in T2, T3, and T4, is compared with expected pulse heights $n_i(E)$ which are known, together with the expected variations $\sigma_i(E)$, from the accelerator calibrations. Minimizing the parameter $\chi^2 = \frac{1}{3}\sum (t_i - n_i(E))^2/\sigma_i^2(E)$ determines the energy E, and the minimum value of χ^2 measures the goodness of fit. Obviously, only events with sufficiently small values of χ^2 can be due to electrons.

Finally, the response of the transition radiation detector is analyzed. Since a single radiator - detector pair would not exhibit the required discrimination efficiency between protons and electrons, six essentially independent measurements are performed with the six radiator/detector pairs. The pulse-heights measured in the proportional chambers are then analyzed with likelihood techniques[12]. The probability that a particle without transition radiation produces a pulse height x due to ionization in the i-th chamber is given by a Landau-Vavilov distribution $P_p^{(i)}(x)$. The signal of an electron, accompanied by transition radiation x-rays, follows a different distribution $P_e^{(i)}(x)$. These distributions are known from the accelerator calibrations. For each event, we measure six pulse heights x_i($i=1...6$) along the trajectory of the particle. We then compute the likelihood ratio $L = \prod P_e^{(i)}(x_i)/\prod P_p^{(i)}(x_i)$ as a measure of the transition radiation signal, and, therefore, as a means to identify each individual particle. L=1 indicates equal likelihood for a proton and an electron, while L>>1 is expected for an electron (with transition radiation), and L<<1 for a proton (without transition radiation).

Results of this procedure are shown in figures 4 and 5. Figure 4 shows a scatter-plot where the linear deviation in the signals of one of the shower counters (at a depth of 6 r.l.) from the signals of "ideal showers" are correlated with the transition parameter L. Clearly, a subset of events is well separated and distinguishes itself as electrons due to large L - values and small deviations from the expected shower signals. In figure 5 we plot a likelihood histogram of all events that exhibit fairly good shower fits ($\chi^2 \leq 4$). We notice that electrons are well separated from protons due to their transition radiation signals. The number of proton induced showers is significantly larger than the number of electron showers. This illustrates the difficulty of previous experiments that attempted to detect cosmic ray electrons just with shower counters. In our experiment, the transition radiation signal makes it possible to identify individual electrons.

VI. Results and Conclusions: Figure 6 shows the differential energy spectrum of cosmic ray electrons. For comparison, we also show results of previous experiments. Our spectrum has been obtained after data analysis

procedures described above, and after applying the appropriate corrections for all selection efficiencies, and for the slight degradiation of the spectrum due to the amount of overlying residual atmosphere. We notice that our spectrum is rather steep. This is shown more clearly in figure 7 where we plot our results, multiplied with a factor $E^{3.0}$, and where we also indicate the spectrum of cosmic ray protons. Clearly, the spectrum of electrons is significantly steeper than the proton spectrum. While below 10 GeV the electron-proton ratio is about 1%, this ratio seems to become as small as 0.1% at a few hundred GeV. This result has profound astrophysical implications. With the usual assumption that electrons and protons are accelerated at the galactic cosmic ray sources with the same power law spectrum, it indicates that the electron spectrum may have become steeper than the proton spectrum at energies above 10 GeV due to radiative energy loss processes (synchrotron-radiation and inverse Compton scattering) that affect electrons but not protons.[13] A more detailed analysis shows that this behavior would indicate a long residence time of cosmic rays in the galaxy, of the order of at least 10^7 years. This life time estimate is larger by an order of magnitude than the previously accepted value of $\sim 10^6$ years, but it is in agreement with recent results on the abundance of the Be^{10} isotope in the nuclear cosmic radiation.[14] We shall omit in this paper a more detailed discussion of these interesting astrophysical aspects.

We believe that our experiment has demonstrated, for the first time in a balloon borne cosmic ray investigation, the power of the transition radiation technique. Results of astrophysical significance have been obtained, and we are convinced that further applications of this technique in high energy cosmic ray research will soon become available.

VI. Acknowledgements: Many people in our Laboratory have contributed to the success of this experiment. We acknowledge, in particular, the help of Messrs. D. Bonasera, M. Cherry, E. Drag, W. Johnson, and L. Littleton, and of Mrs. N. Beck and Mrs. L. Glennie. We also appreciate the support by the staff of Fermilab during the accelerator calibrations, and the services of the NCAR Balloon Facility in Palestine, Texas.

References:

(1) Anand, K. C., Daniel, R. R. and Stephens, S. A. 1973, 13th Int'l Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1, 355.
(2) Buffington, A., Orth, C. D. and Smoot, G. F. 1975, Ap. J., 199, 669.
(3) Freier, P., Gilman, C. and Waddington, C. J. 1977, Ap. J., 213, 588.
(4) Matsuo, M., Nishimura, J., Kobayashi, T., Niu, K., Aizu, E., Kiraiwa, H. and Taira, T. 1975, 14th Int'l Conf. on Cosmic Rays, Munich, 12, 4132.
(5) Meegan, C. A. and Earl, J. A. 1975, Ap. J., 197, 219.
(6) Müller, D. 1973, 13th Int'l Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1, 361.
(7) Müller, D. and Meyer, P. 1973, Ap. J., 186, 841.
(8) Silverberg, R. F. 1976, J. Geophys. Res., 81, 3944.
(9) Cherry, M. L., Hartmann, G., Müller, D. and Prince, T. A. 1974, Phys. Rev. D10, 3594.
(10) Prince, T. A., Müller, D., Hartmann, G. and Cherry, M. L. 1975, Nucl. Instr. and Meth., 123, 231.
(11) Müller, D. 1972, Phys. Rev., D5, 2677.
(12) Cherry, M. L., Müller, D. and Prince, T. A. 1974, Nucl. Instr. and Meth., 115, 141.
(13) A detailed discussion of these effects is given, e.g., by R. Ramaty in "High Energy Particles and Quanta in Astrophysics", ed. by C. Fichtel and F. B. McDonald, MIT Press Cambridge, 1974.
(14) Garcia-Munoz, M., Mason, G.M., and Simpson, J., 1975, Ap. J., 201. L141/: 1977, Ap. J. (in press).

Figure Captions:

Figure 1: Schematic cross section of the detector

Figure 2: Average pulse height, measured in a proportional chamber behind a foam radiator, as a function of the Lorentz factor of the particle. The signals are normalized to those of 50 GeV pions ($\gamma \approx 350$). The smooth line indicates the trend of the data. These data were measured at the Fermilab accelerator.

Figure 3: Average shower signals, measured at a depth of 4, 6, and 8 r. l., respectively. The smooth lines are expected shower profiles, according to an earlier extrapolation[11].

Figure 4: Correlation matrix of transition radiation signal (likelihood ratio) versus deviation from expected shower signal at 6 r.l. Electrons should have a large likelihood ratio, and a small deviation from the expected shower signal.

Figure 5: Likelihood ratio histogram of a sample of flight data. The likelihood ratio is a measure of the transition radiation signal. The events in this histogram are due to singly charged particles with unique trajectories, and with total shower signals that are greater than those of 10 GeV electrons. A fairly good shower fit ($\chi^2 \leq 4$) is also required.

Figure 6: Differential energy spectrum of cosmic ray electrons. The error bars of our results are due to statistics only. Results from previous measurements are shown for comparison.

Figure 7: Differential energy spectrum of electrons, multiplied with $E^{3.0}$. The spectrum of protons, with a $E^{-2.7}$ power law, is shown for comparison.

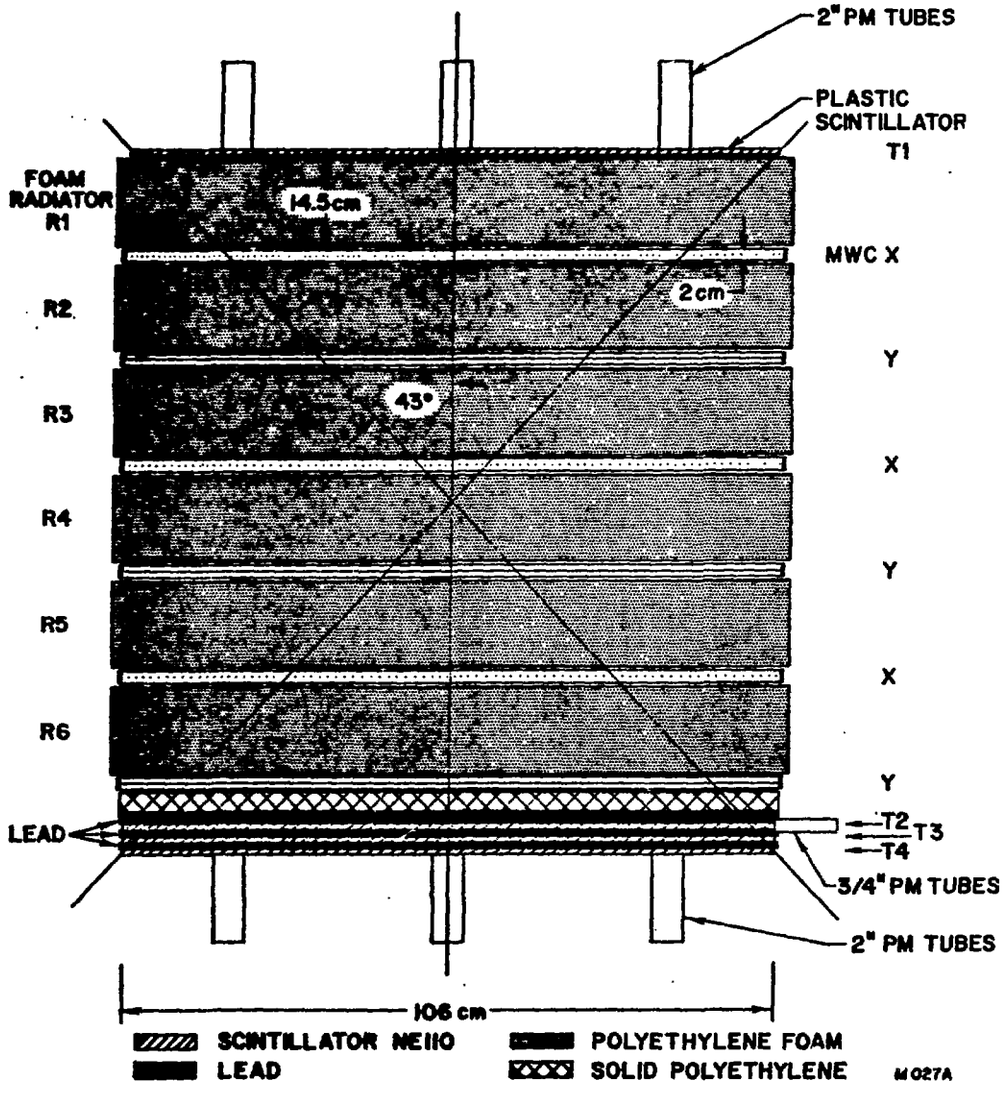

2" PM TUBES
PLASTIC SCINTILLATOR T1
FOAM RADIATOR R1
14.5cm
MWC X
R2
2cm
Y
R3
43°
X
R4
Y
R5
X
R6
Y
LEAD
T2
T3
T4
3/4" PM TUBES
2" PM TUBES
106 cm
SCINTILLATOR NE110
POLYETHYLENE FOAM
LEAD
SOLID POLYETHYLENE
M027A

Figure 1

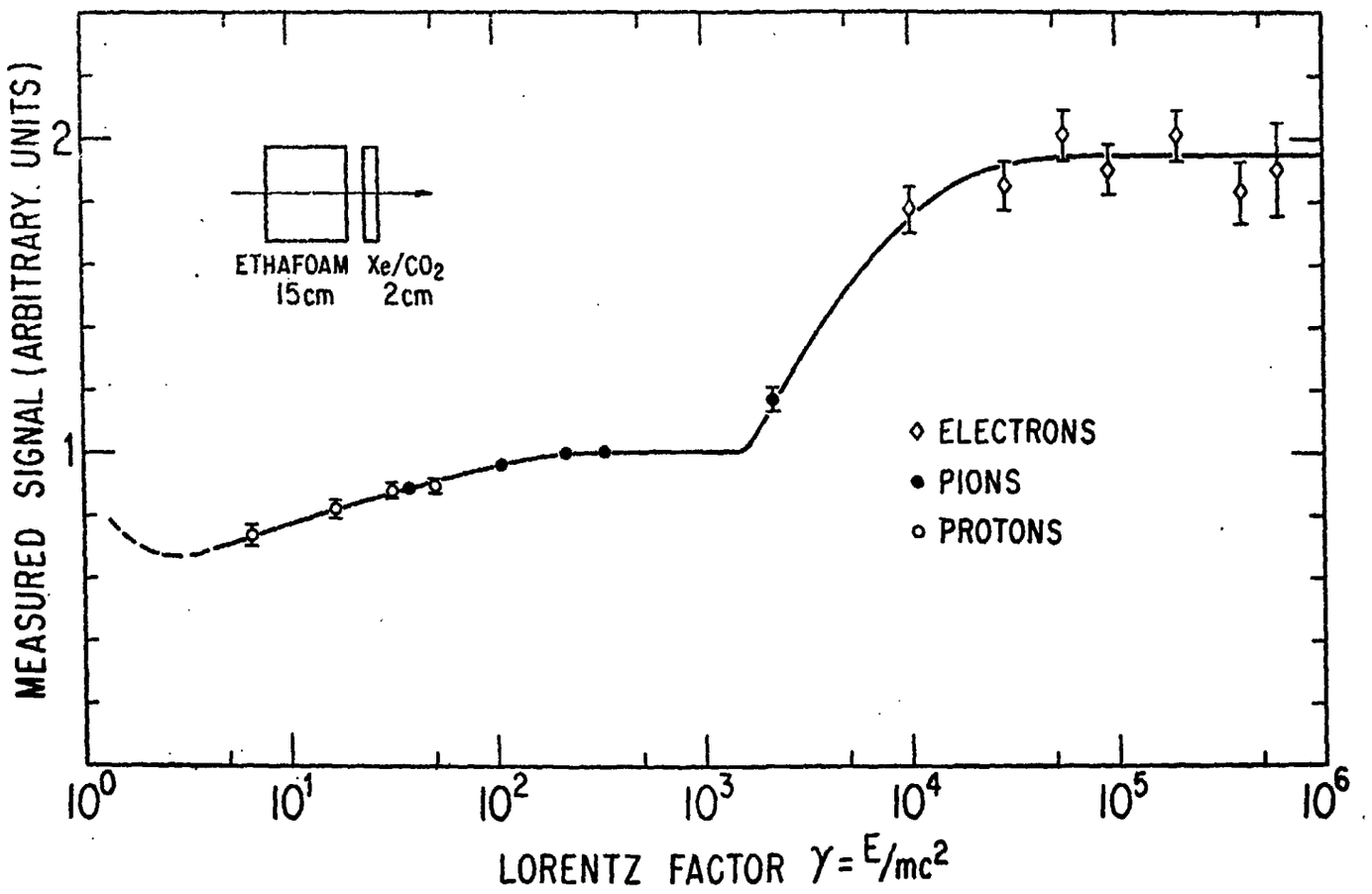

MEASURED SIGNAL (ARBITRARY UNITS)
2
1
ETHAFOAM 15cm
Xe/CO2 2cm
◇ ELECTRONS
• PIONS
○ PROTONS
10^0
10^1
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
LORENTZ FACTOR γ = E/mc^2

Figure 2

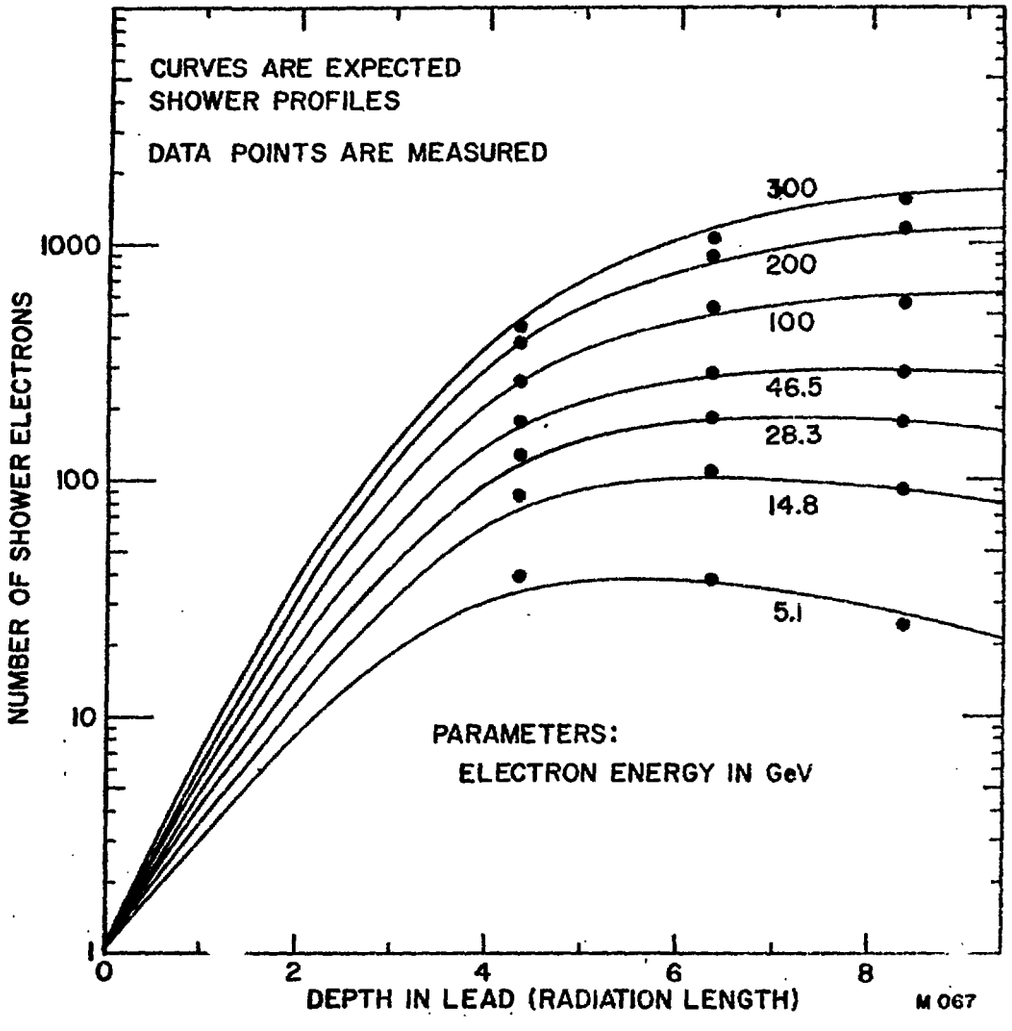

CURVES ARE EXPECTED
SHOWER PROFILES
DATA POINTS ARE MEASURED
300
200
100
46.5
28.3
14.8
5.1
PARAMETERS:
ELECTRON ENERGY IN GeV
NUMBER OF SHOWER ELECTRONS
1000
100
10
1
0
2
4
6
8
DEPTH IN LEAD (RADIATION LENGTH)
M 067

Figure 3

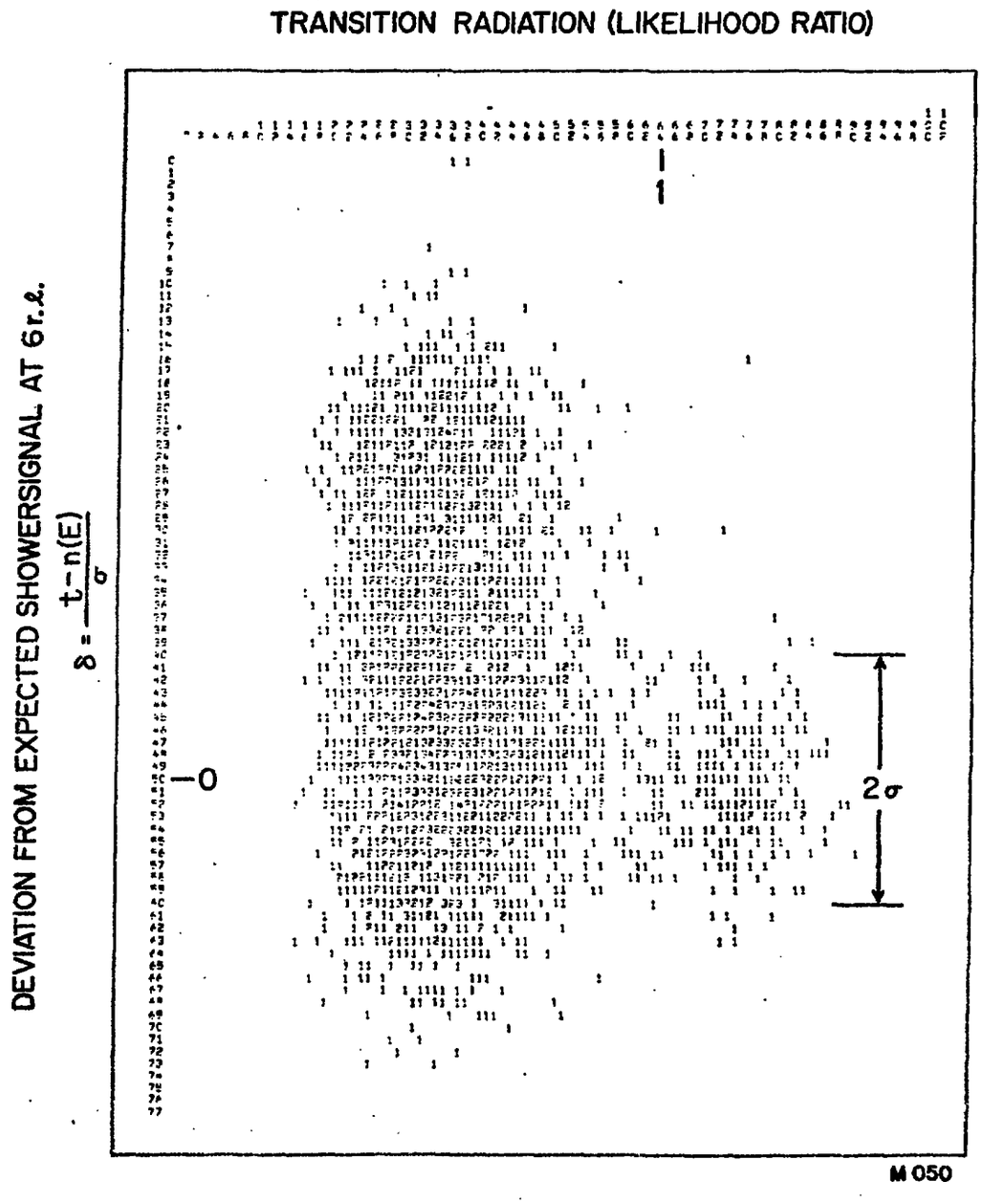

TRANSITION RADIATION (LIKELIHOOD RATIO)
DEVIATION FROM EXPECTED SHOWERSIGNAL AT 6r.l.
δ = (t - n(E)) / σ
1
0
2σ
M 050

Figure 4

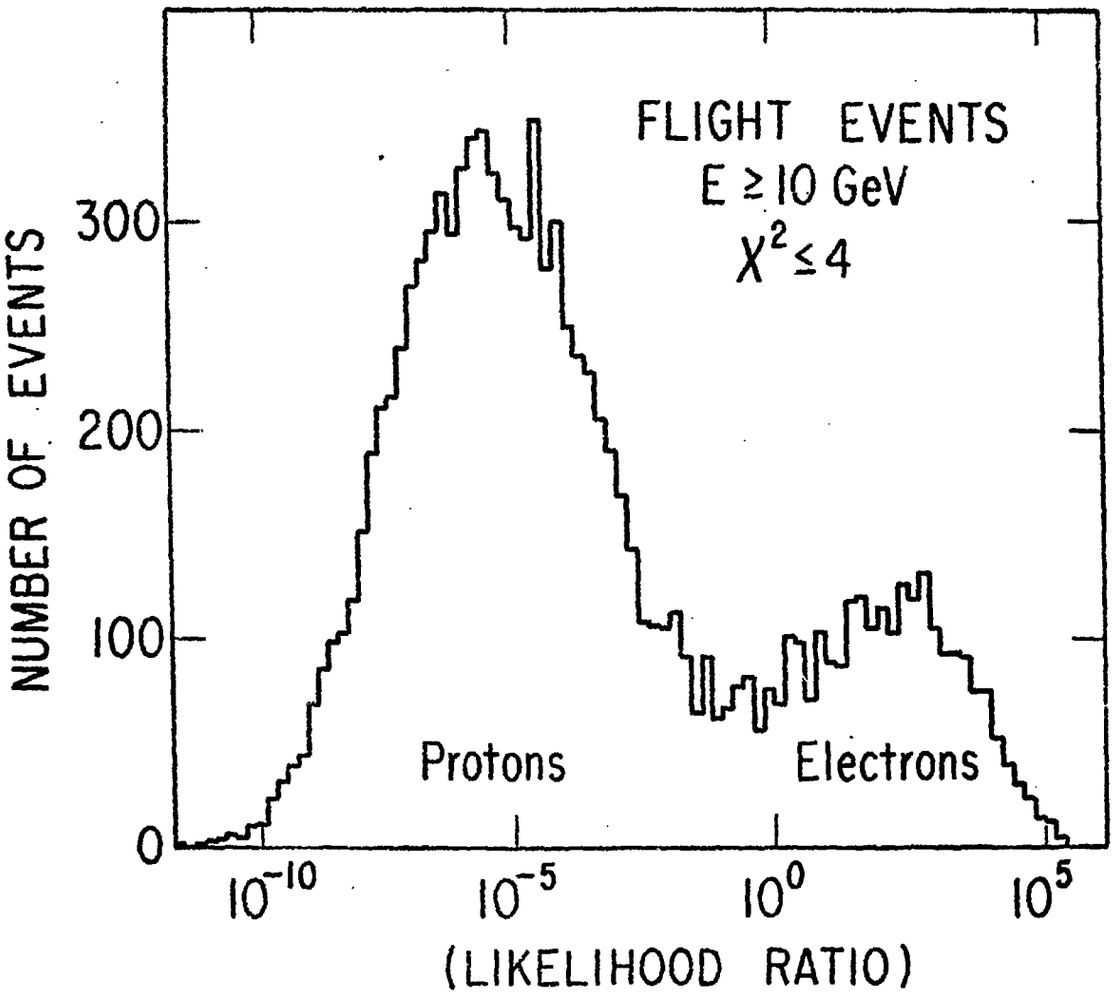

FLIGHT EVENTS
E ≥ 10 GeV
$X^2 \leq 4$
NUMBER OF EVENTS
300
200
100
0
Protons
Electrons
10^{-10}
10^{-5}
10^{0}
10^{5}
(LIKELIHOOD RATIO)

Figure 5

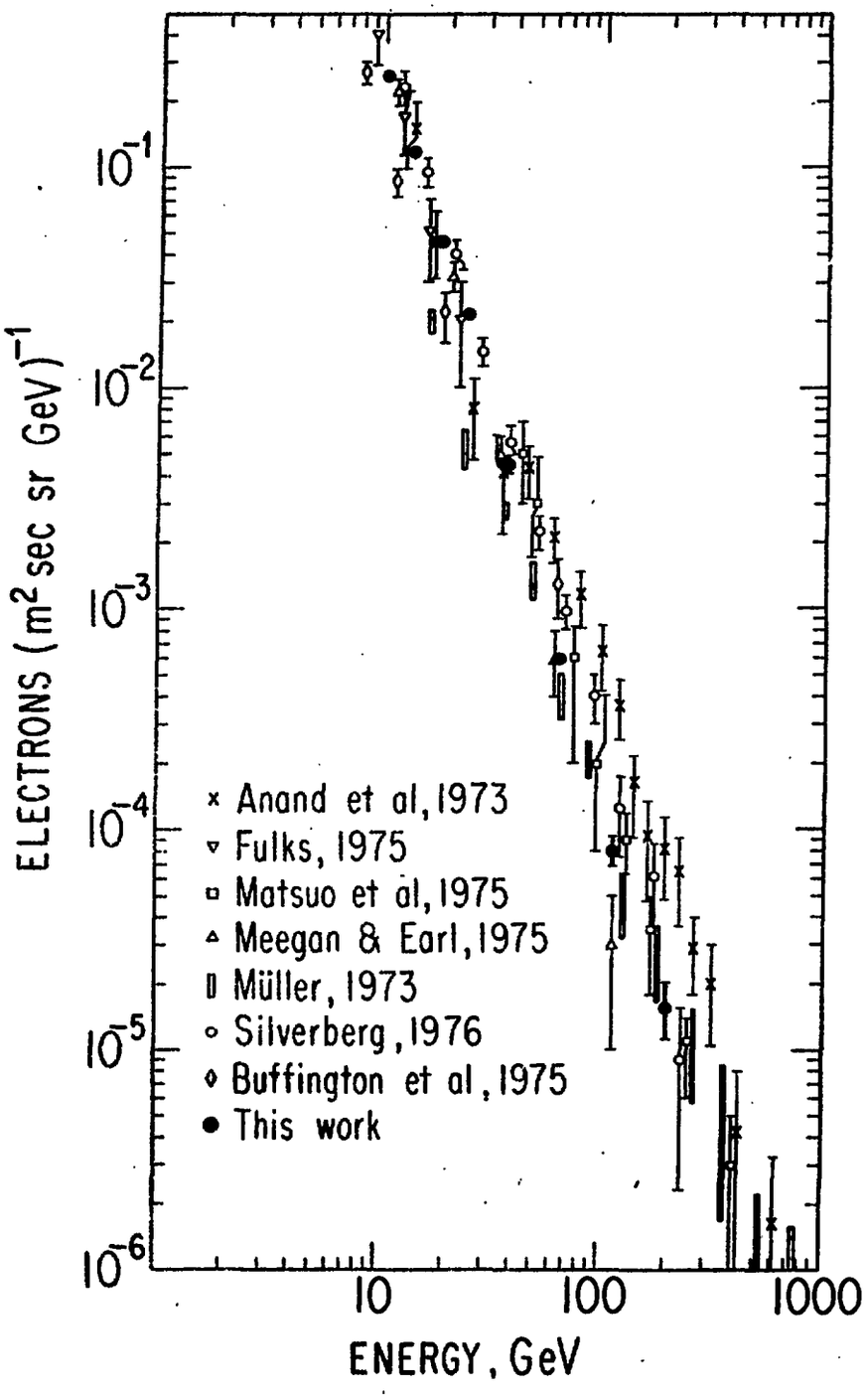

ELECTRONS (m² sec sr GeV)⁻¹
10⁻¹
10⁻²
10⁻³
10⁻⁴
10⁻⁵
10⁻⁶
10
100
1000
ENERGY, GeV
× Anand et al, 1973
▽ Fulks, 1975
□ Matsuo et al, 1975
△ Meegan & Earl, 1975
▯ Müller, 1973
○ Silverberg, 1976
◇ Buffington et al, 1975
● This work

Figure 6

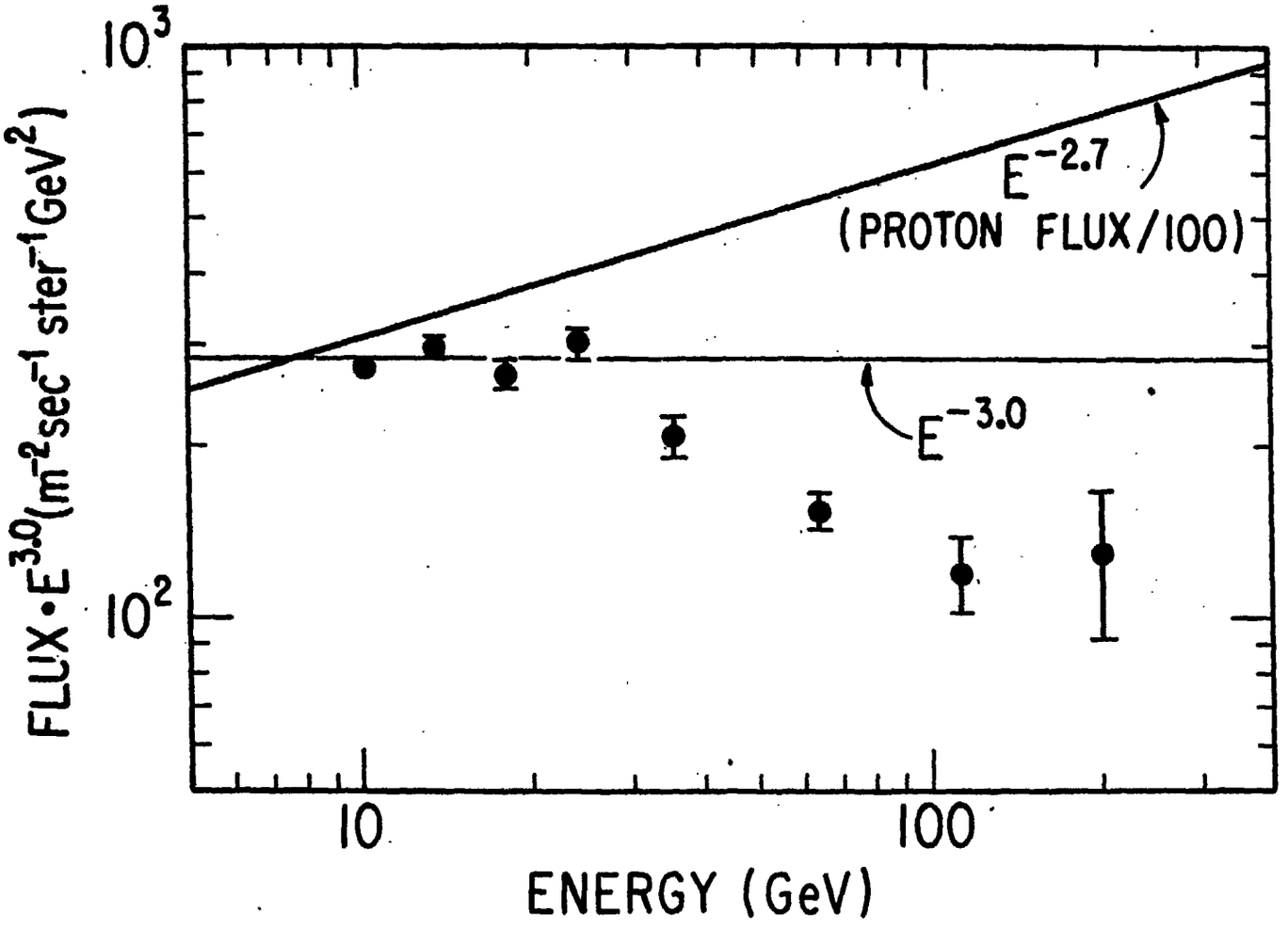

10^3
10^2
FLUX • $E^{3.0}$ (m^{-2} sec^{-1} $ster^{-1}$ GeV^2)
$E^{-2.7}$
(PROTON FLUX/100)
$E^{-3.0}$
10
100
ENERGY (GeV)

Figure 7

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДЕ С НЕСТАЦИОНАРНЫМ И НЕОДНОРОДНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

К.А.БАРСУКОВ, Э.А.ГЕВОРКЯН

ЛЭТИ им.В.И.УЛЬЯНОВА (Ленина), ЛЕНИНГРАД

ИРФЭ АН АРМ.ССР, АШТАРАК

Теоретически исследуется переходное излучение заряженной частицы, движущейся равномерно параллельно оси регулярного волновода, заполненного нестационарной и неоднородной средой. Рассматривается случай зависимости диэлектрической проницаемости заполнения по закону бегущей волны (модуляция мощной ультразвуковой или лазерной волной). Найдены нечеренковские потери энергии частицы в области "сильного" взаимодействия излучения с волной модуляции и частота, на которой происходит это взаимодействие. Показано, что эти потери в области "сильного" взаимодействия вообще не зависят от индекса модуляции заполнения, в то время как в общем случае они пропорциональны квадрату индекса модуляции. Дано физически наглядное истолкование подобного эффекта.

Переходное излучение на диэлектрической пластине в волноводе было рассмотрено в работе [1] . Для увеличения интенсивности переходного излучения предлагалось в [2] вместо одной пластины использовать набор пластин, для которых существуют частотные области с суммированием излучения на отдельных границах раздела. Подобная слоистая среда может быть образована модулированием заполнения волновода мощной акустической или лазерной волной [3] , что позволяет создать генератор переходного излучения с достаточно просто перестраиваемыми параметрами. В настоящей работе мы остановимся на одном весьма важном для приложений механизме "сильного" взаимодействия частицы с

нестационарной и неоднородной средой.

Предположим, что в бесконечном идеальном волноводе с осью по OZ диэлектрическое заполнение модулировано по закону бегущей волны

$$\varepsilon = \varepsilon_0 [1 + m\cos(K_0 z - \omega_0 t)], \quad \mu = 1, \tag{I}$$

где m - индекс модуляции, $K_0 = \omega_0 / u$ - волновое число модуляции и ω_0 - ее частота. Движущийся с постоянной скоростью v параллельно оси такого волновода заряд величины q генерирует переходное излучение и его потери энергии на единице пути оказываются равными [3]

$$\left(\overline{\frac{dW}{dz}}\right)_n = \frac{2q^2 \operatorname{sgn}(u - v)}{i\varepsilon_0} \lambda_n^2 \psi_n^2(x_0, y_0) \times$$

$$\times \sum_{\nu=-1}^{1} \left\{ \frac{[J_\nu(\Delta_+^n) + |\nu| \tilde{\delta}^n J_{|\nu-1|}(\Delta_+^n)]^2}{\frac{K_0 b}{2}\mu_n + \alpha_\nu} + \frac{[J_{-\nu}(\Delta_-^n) + |\nu| \tilde{\delta}^n J_{|\nu-1|}(\Delta_-^n)]^2}{\frac{K_0 b}{2}\mu_n - \alpha_\nu} \right\} \frac{d\gamma}{K_0 \mu_n \gamma}, \tag{2}$$

где

$$\mu_n^2 = \theta_0^n = \frac{4}{K_0^2 b^2}\left(\frac{\gamma^2}{c^2}\varepsilon_0 - \lambda_n^2 b\right)^2,$$

значения всех остальных величин приведены в [3] и в область интегрирования не входит окрестность частоты "сильного" взаимодействия. В (2) для простоты учитываются лишь три первых гармоники излучения ($\nu = 0, \pm 1$, ν - номер гармоники). В общем случае ($\theta_0^n \neq 1$) оказывается, что энергия переходного излучения на ± 1 гармониках пропорциональна квадрату индекса модуляции, который в реальном эксперименте в настоящее время оказывается довольно малым (для ультразвуковой модуляции заполнения, например, $m \sim 10^{-4}$). Вместе с тем здесь существует частотная область, которую мы назовем областью "сильного" вза-

имодействия, определяющаяся условием

$$\theta_0^n\Big|_{\gamma_{c.в.}} = 1 \quad \text{или} \quad K_0 = \frac{2\lambda_n\left|1-\frac{uv}{c^2}\varepsilon_0\right|}{\left(\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0-1\right)^{1/2}\left(1-\frac{u^2}{c^2}\varepsilon_0\right)}, \qquad (3)$$

$$\mu_n^2 = 1 - i\frac{\theta_1^n}{2}, \quad \theta_1^n = \frac{e}{K_0^2 b^2}\left[\frac{\gamma^2}{u^2}\left(1-\frac{u^2}{c^2}\varepsilon_0\right)+\lambda_n^2 b\right]\frac{u^2}{c^2}\varepsilon_0\frac{m}{b} - m,$$

где оказывается весьма существенным эффект суммирования переходного излучения на последовательных максимумах модуляции диэлектрика.

Из (2) следует, что при выполнении условия (3) на частоте

$$\omega = \frac{K_0 v}{2}\cdot\frac{1-\frac{u^2}{c^2}\varepsilon_0}{1-\frac{uv}{c^2}\varepsilon_0} \qquad (4)$$

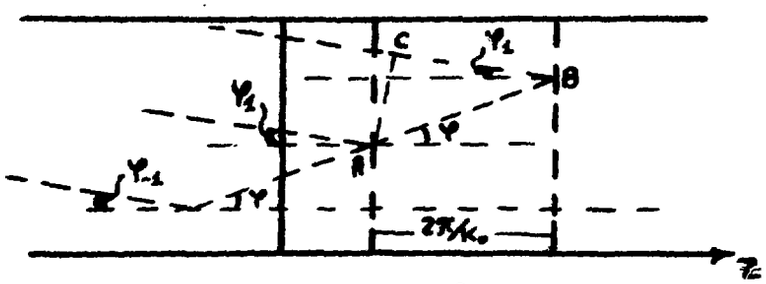
энергия переходного излучения на гармонике $\nu = -1$ вообще не зависит от индекса модуляции среды и определяется соотношением

$$\left(\frac{\overline{dW}}{dz}\right)_n^{н.г.} = -\frac{\pi q^2\left(\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0-1\right)\left(1-\frac{u^2}{c^2}\varepsilon_0\right)\operatorname{sgn}\left(1-\frac{uv}{c^2}\varepsilon_0\right)}{\varepsilon_0\left(1-\frac{uv}{c^2}\varepsilon_0\right)^2}\psi_n^2(x_0, y_0). \qquad (5)$$

Этот эффект допускает весьма простое и наглядное истолкование. Для его объяснения поле в волноводе представим в виде супер - позиции плоских волн, распространяющихся путем многократных отражений от стенок волновода под углом к оси Oz, определяемым соотношением

$$\cos\varphi = c\sqrt{\varepsilon_0}/v. \qquad (6)$$

Рассмотрим картину последовательных отражений от соседних максимумов уплотнения среды (см.рисунок).



Пусть φ - угол падения на уплотнения, а φ_1 - угол отражения плоской волны от последних. Эти углы из-за движения волны модуляции различны и связаны соотношением

$$tg\varphi_1 = \frac{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0\right)\sin\varphi}{1+\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0 - 2\frac{v}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\cos\varphi}, \qquad (7)$$

причем частота отраженной волны ω_1 связана с частотой падающей ω простой формулой $\omega\sin\varphi = \omega_1\sin\varphi_1$. Очевидно, при интерференции отраженных от уплотнений волн происходит усиление поля, если разность фаз между ними кратна 2π, т.е. если

$$\frac{2\pi}{ck_0}\frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{\cos\varphi}\left[\omega+\omega_1\cos(\varphi+\varphi_1)\right] = 2\pi s, \qquad (s=1,2,\dots). \qquad (8)$$

Если использовать (7) и связь между ω и ω_1, то (8) преобразуется к виду

$$\frac{\omega}{k_0}\frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{c}\cdot\frac{2\left(\cos\varphi-\frac{v}{c}\sqrt{\varepsilon_0}\right)}{1-\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0} = s. \qquad (9)$$

Условие (9) при $s = 1$, как нетрудно показать с помощью (6), совпадает с (4).

Выражения (5), (4) и (3) принимают довольно простой вид в случае стационарного неоднородного заполнения. Действительно,

переходя в них к пределу при $u \to 0$ получим

$$\left(\frac{d\bar{W}}{dz}\right)_n^{H.t.} = -\frac{\pi q^2\left(\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0 - 1\right)}{\varepsilon_0}\psi_n^2(x_0, y_0), \quad \bar{\omega} = \frac{K_0 v}{2}, \tag{10}$$

$$K_0 = \frac{2\lambda_n}{\sqrt{\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_0 - 1}}.$$

Из (10) следует, что сильное взаимодействие в нашем приближении может быть реализовано при $v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}$ (условие излучения Вавилова-Черенкова для невозмущенной среды) и лишь для достаточно коротковолновой модуляции заполнения, когда

$$K_0 \geq \frac{2\lambda_n}{\sqrt{\varepsilon_0 - 1}}. \tag{11}$$

При $K_0 < 2\lambda_n/\sqrt{\varepsilon_0 - 1}$, как видно из (11), сильное взаимодействие отсутствует. Условие (11) специфично лишь для волновода.

Таким образом, "сильное" взаимодействие в волноводе со стационарным неоднородным заполнением реализуется лишь при определенном соотношении между его размерами и длиной волны модуляции. При переходе к неограниченному пространству ограничение на K_0 или длину волны снимается.

ЛИТЕРАТУРА

I. К.А.Барсуков. ЖТФ, 30, I337 (I960).

2. Э.И.Лазиев,Г.Г.Оксузян,В.Л.Серов . Радиотехника и электроника,I7, I335 (I972).

3. К.А.Барсуков,Э.А.Геворкян. Изв. АН Арм.ССР, Физика,II, 44 (I976).

TRANSITION RADIATION IN A WAVEGUIDE WITH NON-STATIONARY AND INHOMOGENEOUS FILLING

K.A.BARSUKOV, E.A.GEVORKIAN

Ulyanov Electrotechnical Institute,Leningrad
Radiophysics and Electronics Institute,Ashdarag

Abstract

The transition radiation produced by a charged particle passing uniformly and in parallel to the axis of a regular waveguide filled with a non-stationary and inhomogeneous me - dium is investigated theoretically. It is considered the case when the dielectric constant of the filling has a dependence according to the law of running wave (modulation by a powerful ultrasonic or laser wave). The non-cherenkov energy losses of the particle in the region of the "strong" interaction of the radiation with the modulation wave as well as the frequency at which this interaction takes place are found. It is shown that these losses in the region of the "strong" inter - action do not depend on the filling modulation index while in the general case they are proportional to the square of the modulation index. A physically transparent interpretation of such an effect is given.

К ТЕОРИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОДЕ С ДВИЖУЩИМИСЯ СРЕДАМИ

Э.Д.ГАЗАЗЯН, Э.М.ЛАЗИЕВ, А.Д.ТЕР-ПОГОСЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Решена задача о переходном излучении заряженной частицы в волноводе с движущимися средами. Получено неоднородное волновое уравнение для движущихся сред, что позволило решить задачу в системе наблюдения, связанной с волноводом. Найдены выражения для полей и потока энергии переходного излучения по обе стороны от границы раздела движущихся сред.

За последние годы значительно возрос интерес к электродинамике движущихся сред и к ее приложениям. Обобщение полученных для свободного пространства результатов на волноводы может быть весьма интересным в теории ускорителей, где в качестве движущейся среды служат плотно сгруппированные сгустки заряженных частиц. Полученные нами ранее формулы (см.формулу II), которые описывают распространение электромагнитной волны в волноводе с движущимися средами, позволяют решить задачу о переходном излучении заряженной частицы, пересекающей границу раздела двух сред, движущихся в волноводе с одинаковыми скоростями.

Пусть в регулярном волноводе с образующими, параллельными оси z, движутся со скоростью v относительно стенок волновода две среды с границей раздела, удовлетворяющей уравнению $z = vt$. Область $z < vt$ заполняет среда с диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_1 и μ_1, измеренными в

системе покоя среды, область $z > vt$ – среда с ε_2 и μ_2. Вдоль оси волновода (x_0, y_0, z) со скоростью u относительно его стенок движется заряженная частица и пересекает движущуюся границу раздела двух сред. В системе наблюдения, связанной с волноводом, плотности тока и заряда имеют следующий вид:

$$j_z = ev\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - ut); \qquad \rho = j_z / u. \quad (I)$$

Запишем волновые уравнения для вектора-потенциала $\vec{A} = (0, 0, A_z)$ и скалярного потенциала φ [I]:

$$\hat{L} A_z = -\frac{4\pi\mu}{c}\left[j_z + \frac{\varepsilon\mu - 1}{\varepsilon\mu c^2}\alpha^2 v(j_z v - c^2\rho)\right],$$
$$\hat{L}\varphi = -4\pi\mu\left[\rho + \frac{\varepsilon\mu - 1}{\varepsilon\mu c^2}\alpha^2(j_z v - c^2\rho)\right], \quad (2)$$

где

$$\hat{L} = \nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon\mu - 1}{c^2}\alpha^2\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\nabla_z\right)^2,$$

$$\alpha = (1 - \beta^2)^{-1/2}; \qquad \beta = v/c.$$

Разлагая потенциалы, плотности тока и заряда в интеграл Фурье по ω, будем искать решения волновых уравнений (2) в виде:

$$A_{z\,1,2} = \sum_n \psi_n(x, y)\psi_n(x_0, y_0)\left\{\frac{2e\mu_{1,2}}{c} B_{1,2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{u}z}}{S_{n\,1,2}}d\omega + \right.$$
$$\left. + \int_{-\infty}^{\infty} A_{n\,1,2}\, e^{i\omega_{1,2}t \pm i\gamma_{n\,1,2}z}\, d\omega\right\}; \quad (3)$$

$$\varphi_{1,2}=\sum_n \psi_n(x,y)\psi_n(x_0,y_0)\left\{\frac{2e\mu_{1,2}}{u}C_{1,2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{i\omega t-i\frac{\omega}{u}z}}{S_{n\,1,2}}\,d\omega+\right.$$

$$\left.+\int_{-\infty}^{\infty}\varphi_{n\,1,2}\,e^{i\omega_{1,2}t\pm i\gamma_{n\,1,2}z}\,d\omega\right\},$$

где индексы I,2 (знаки +,–) относятся к величинам, определенным в области $z<vt$ и $z>vt$ соответственно; $\psi_n(x,y)$ – собственная функция первой краевой задачи для поперечного сечения волновода с собственным значением $\varkappa_n$;

$$B_{1,2}=1-\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-1}{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}\cdot\alpha^2\frac{v}{u}\left(1-\frac{uv}{c^2}\right);$$

$$C_{1,2}=1-\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-1}{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}\cdot\alpha^2\left(1-\frac{uv}{c^2}\right);$$

$$S_{n\,1,2}=\varkappa_n^2+\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)\frac{\omega^2}{u^2}-\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-1}{c^2}\alpha^2\left(1-\frac{v}{u}\right)^2\omega^2.$$

Поля определяются по формулам

$$\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}-\operatorname{grad}\varphi;\quad \vec{B}=\operatorname{rot}\vec{A}. \tag{4}$$

Для определения неизвестных коэффициентов $A_{n\,1,2}$ и $\varphi_{n\,1,2}$ воспользуемся граничными условиями Минковского

$$\beta A_{z1}-\varphi_1=\beta A_{z2}-\varphi_2,$$

$$\varepsilon_1\left(\frac{1}{c}\frac{\partial A_{z1}}{\partial t}+\frac{\partial\varphi_1}{\partial z}\right)=\varepsilon_2\left(\frac{1}{c}\frac{\partial A_{z2}}{\partial t}+\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}\right)\Bigg|_{z=vt}, \tag{5}$$

и условием калибровки Лоренца, записанным для движущейся среды

$$\left[(1-\varepsilon\mu\beta^2)\frac{\partial}{\partial z}-\frac{\beta}{c}(\varepsilon\mu-1)\frac{\partial}{\partial t}\right]A_z=\left[\beta(\varepsilon\mu-1)\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{c}(\varepsilon\mu-\beta^2)\frac{\partial}{\partial t}\right]\varphi. \quad (6)$$

Окончательно, для неизвестных коэффициентов $A_{n\,1,2}$ и $\varphi_{n\,1,2}$ получаем из (3) – (6):

$$A_{n\,1,2}=\frac{2ed^2\left[\frac{\omega_{1,2}}{c}(\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-\beta^2)\pm\beta\gamma_{n\,1,2}(\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-1\right]}{u\,S_{n1}\,S_{n2}\,(\varepsilon_1\Gamma_{n2}+\varepsilon_2\Gamma_{n1})}\times \quad (7)$$

$$\times\left[\pm\frac{\omega u}{c^2}d^2\left(1-\frac{v}{u}\right)^2(\varepsilon_2\mu_2-\varepsilon_1\mu_1)\Gamma_{n2,1}+\frac{1}{\varepsilon_{1,2}}\left(1-\frac{uv}{c^2}\right)(\varepsilon_2 S_{n2}-\varepsilon_1 S_{n1})\right];$$

$$\varphi_{n\,1,2}=\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}\frac{\beta}{c}(\omega_{1,2}\pm\gamma_{n\,1,2})\mp\Gamma_{n\,1,2}}{\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}{c}(\omega_{1,2}\pm\gamma_{n\,1,2})\mp\beta\Gamma_{n\,1,2}}A_{n\,1,2}\,, \quad (7a)$$

где $$\Gamma_{n\,1,2}=\left[\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}}{c^2}(\omega_{1,2}\pm\gamma_{n\,1,2})^2-\varkappa_n^2(1-\beta^2)\right]^{1/2}.$$

Из уравнения для фаз

$$\omega\left(1-\frac{v}{u}\right)=\omega_{1,2}\pm\gamma_{n\,1,2}\,v\equiv\phi \quad (8)$$

и дисперсионных уравнений

$$\varkappa_n^2+\frac{\omega^2}{u^2}\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)-\frac{\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}-1}{c^2}d^2(\omega_{1,2}\pm\gamma_{n\,1,2}v)^2=0 \quad (9)$$

найдем законы преобразования $\omega_{1,2}$ и $\gamma_{n\,1,2}$:

$$\omega_{1,2} = \alpha^2\left(\phi \mp \beta x\, \Gamma_{n\,1,2}\right),$$
$$\gamma_{n1,2} = \alpha^2\left(\mp \frac{\beta}{c}\phi + \Gamma_{n\,1,2}\right). \qquad (10)$$

В силу того, что $j_x = j_y = 0$ при переходном излучении возбуждаются лишь E-типы волн. Тангенциальные компоненты (τ) полей этого излучения выражаются через продольную компоненту E_z посредством выражений

$$\vec{E}_{\tau n} = \frac{\alpha^2}{\varkappa_n^2}\,\vec{\nabla}_\tau\left[(1-\varepsilon\mu\beta^2)\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\beta}{c}(\varepsilon\mu-1)\frac{\partial}{\partial t}\right]E_{zn},$$
$$\vec{H}_{\tau n} = \frac{\varepsilon}{c\varkappa_n^2}\left[\vec{\nabla}_\tau \frac{\partial E_{zn}}{\partial t}\,,\ \hat{z}_0\right], \qquad (11)$$

где $\hat{z}_0$ - единичный вектор оси z .

Используя приведенные выражения, рассчитаем по формуле

$$S = \frac{c}{8\pi} R_e \int_{-\infty}^{\infty}\int_S \left[\vec{E}\times\vec{H}^*\right]_z dx\,dy\,dt$$

величину потока энергии вектора Пойнтинга n-ой моды переходного излучения через поперечное сечение волновода:

$$S_{1,2}^{(n)} = \frac{2\varepsilon_{1,2}e^2\alpha^2\varkappa_n^2\psi_n^2(x_0,y_0)}{u^2}\int\omega_{1,2}\left[\mp\gamma_{n1,2}(1-\varepsilon_{1,2}\mu_{1,2}\beta^2)+\frac{\beta}{c}(\varepsilon_{h2}\mu_{1,2}-\right. \qquad (12)$$

$$\left.-1\right]\times\left[\frac{\omega u}{c^2}\alpha^2(\varepsilon_2\mu_2-\varepsilon_1\mu_1)(1-\frac{v}{u})^2\Gamma_{n2,1}\pm\frac{1}{\varepsilon_{1,2}}\left(1-\frac{uv}{c^2}\right)(\varepsilon_2 S_{n2}-\varepsilon_1 S_{n1})\right]^2\times$$

$$\times \frac{1}{\left|\frac{\partial \omega_{1,2}}{\partial \omega}\right|} d\omega .$$

Здесь $S_1^{(n)}$ - излучение в область $z < vt$, $S_2^{(n)}$ - излучение в область $z > vt$ (по направлению движения частицы).

Полученные формулы при $v = 0$ совпадают с формулами работы [2] . В случае предельного перехода к свободному пространству приходим к результатам работы [3] .

ЛИТЕРАТУРА

I. Ч.Г.Папаз, Теория распространения электромагнитных волн, Изд-во АН Арм.ССР, Ереван,1974.

2. К.А.Барсуков, ЖЭТФ, 37, 1106 (1959),

3. К.А.Барсуков,Б.М.Болотовский. Изв. высш.уч.зав. Радиофизика,3, № 2, 336(1960).

ON THE THEORY OF TRANSITION
RADIATION IN A WAVEGUIDE WITH MOVING MEDIA

E.D.GAZAZIAN,E.M.LAZIEV, A.D. TER-POGOSIAN

Yerevan Physics Institute

Abstract

The problem of the transition radiation produced by a charged particle in a waveguide with moving media is solved. It is obtained an inhomogeneous wave equation for the moving media which allows to solve the problem in a frame connected with t waveguide. The expressions for the fields and transition radiation energy flux in both sides of the boundary between the moving media are obtained.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ОТКРЫТОМ КОНЦЕ ВОЛНОВОДА В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Г.К.АВЕТИСЯН, Д.М.СЕДРАКЯН, Б.В.ХАЧАТРЯН

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Рассматривается излучение электрона вне и внутри полубесконечного цилиндрического волновода в присутствии сильной монохроматической волны. Найдены особенности дифракционного излучения на комптоновских частотах. Появляется область длинноволнового излучения на собственных модах волновода, которая в реальных условиях лежит в радиодиапазоне.

В работах [1,2] рассмотрено излучение равномерно движущейся заряженной частицы, пролетающей через открытый конец полубесконечного круглого волновода. В этих работах было найдено точное решение задачи, показано, что вне волновода излучается непрерывный спектр волн, внутри же возбуждаются волноводные моды. В случае ультрарелятивистских частиц излучение вне волновода имеет характерное выделенное направление вперед $\vartheta \sim \sqrt{1-\beta^2}$, где $\beta = v/c$ есть отношение скоростей частицы и света. С другой стороны, в работе [3] было показано, что при взаимодействии заряженной частицы с электромагнитной волной в присутствии неоднородностей (экран, цели, волноводы и т.д.), в дифракционном излучении частицы происходит реальный энергообмен между частицей и полем. Это может привести к реальному ускорению частиц, усилению волны и т.д. Наконец в работе [4] поведение электрона при прохождении через беско-

нечную щель на непрозрачном экране исследовалось с помощью теории возмущений по падающей монохроматической волне на основании приближенного метода Гюйгенса-Кирхгофа.

Отметим, что реальное поглощение - излучение в указанных случаях приведет также к многофотонному излучению частицы вблизи максимумов дифракционного излучения, в отличие от чисто комптоновского излучения в вакууме (без неоднородностей), где интенсивности гармоник излучения практически обращаются в нуль даже при наличии сильных электромагнитных полей. В настоящей работе методом Винера-Хопфа [5] найдено точное решение задачи об излучении заряженной частицы, влетающей в полубесконечный круглый волновод в присутствии циркулярно поляризованной плоской монохроматической волны.

I. Рассмотрим круглый, открытый с одного конца полубесконечный волновод радиуса a. Стенка волновода (мы будем считать ее идеально проводящей и бесконечно тонкой) расположена при $\rho = a$, $z > 0$, где ρ, z, φ цилиндрические координаты. Ось z совпадает с осью волновода. Пусть в присутствии циркулярно поляризованной плоской монохроматической волны, распространяющейся в направлении оси z, вдоль этой же оси движется заряженная частица с начальной скоростью V_0. Будем считать, что скорость частицы настолько велика, что ее изменением из-за излучения - поглощения можно пренебречь.

Чтобы найти поля дифракционного излучения, необходимо решить уравнения Максвелла при граничных условиях, налагаемых наличием идеально проводящей поверхности цилиндрического полубесконечного волновода. Решение уравнения Максвелла можно искать в виде суммы двух полей: общего поля заданной плоской

монохроматической волны и частицы, движущейся в этой волне в пустоте, и поля, вызванного токами и зарядами, индуцированными на боковой поверхности волновода.

Как известно, траектория заряженной частицы в поле плоской монохроматической волны циркулярной поляризации

$$E_x = E_0 \cos\omega_0\left(t - \frac{z}{c}\right), \quad E_y = E_0 \sin\omega_0\left(t - \frac{z}{c}\right)$$

имеет вид

$$X = -\frac{ecA_0}{\omega_0 \mathcal{E}\left(1-\frac{u}{c}\right)} \cos\omega_0\left(1-\frac{u}{c}\right)t,$$

$$y = \frac{ecA_0}{\omega_0 \mathcal{E}\left(1-\frac{u}{c}\right)} \sin\omega_0\left(1-\frac{u}{c}\right)t, \qquad (1)$$

$$z = ut,$$

где ω_0 - частота основной волны, E_0 - амплитуда напряженности электрического поля, $A_0 = \frac{cE_0}{\omega_0}$ - векторный потенциал волны,

$$u = V_0 \frac{1 + \frac{1}{2}\frac{c}{V_0}\left(1+\frac{V_0}{c}\right)\xi^2}{1 + \frac{1}{2}\left(1+\frac{V_0}{c}\right)\xi^2} \qquad (2)$$

и

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0\left[1 + \frac{1}{2}\left(1+\frac{V_0}{c}\right)\xi^2\right].$$

Здесь $\mathcal{E}_0$ начальная энергия частицы и $\xi^2 = \frac{e^2A_0^2}{m^2c^4}$ - параметр интенсивности. Фактически движение частицы состоит из двух независимых движений: равномерного вращения в плоскости волны со скоростью $V_\varphi = \Omega\rho_0$, где $\rho = \frac{ecA_0}{\omega_0\mathcal{E}(1-u/c)}$

и $\Omega = \omega_0\left(1-\frac{u}{c}\right)$, и равномерного прямолинейного движения параллельно оси z со скоростью u. Электромагнитное поле, созданное движущейся заряженной частицей, можно найти из решения неоднородных волновых уравнений Максвелла, где с правой стороны стоят токи и заряды частицы, движущейся по винтовой траектории. В частности, тангенциальные к поверхности волновода компоненты электрического поля имеют следующий вид:

$$E^{\bullet}_{y,z} = -\frac{ie}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \sum_m E^{\bullet}_{y,z}(m,\omega,\rho) I_m(\varkappa\rho_0) e^{im\varphi + i\frac{\omega - m\Omega}{u}z - i\omega t}, \qquad (3)$$

где

$$E^{\bullet}_z(\omega,m,\rho) = \frac{\omega^2}{u^2}\left(1-\frac{u^2}{c^2}-\frac{m\Omega}{\omega}\right)K_m(\varkappa\rho),$$

$$E^{\bullet}_y(\omega,m,\rho) = \frac{1}{u}\left(\frac{m}{\rho}-\frac{\rho_0\omega\Omega}{c^2}\right)K_m(\varkappa\rho),$$

и

$$\varkappa^2 = \left(\frac{\omega - m\Omega}{u}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2}.$$

Отличную от нуля тангенциальную к поверхности волновода компоненту электрического поля плоской монохроматической волны можно представить в виде

$$E'_y = iE_0\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_m \delta_{1m}\,\delta(\omega-\omega_0)\, e^{im\varphi + i\frac{\omega}{c}z - i\omega t}. \qquad (4)$$

Поля, вызванные индуцированными на поверхности волновода токами и зарядами, естественно, будут иметь такую же зависимость от y, как и поле, созданное движущейся заряженной частицей. Кроме того, эти поля должны быть решениями однород-

ного уравнения Даламбера, удовлетворяющими граничным условиям задачи. Эта задача решена в работе [2], где показано, что

$$\vec{E}(\rho,z,\varphi)=\sum_m \vec{E}_m^{(\rho,z)} e^{im\varphi},\quad \vec{H}(\rho,z,\varphi)=\sum_m \vec{H}_m^{(\rho,z)} e^{im\varphi},$$

$$\vec{E}_m = \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}(\vec{n}\Pi_m) + ik\,\mathrm{rot}(\vec{n}\Pi'_m),$$

$$\vec{H}_m = -ik\,\mathrm{rot}(\vec{n}\Pi_m) + \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}(\vec{n}\Pi'_m), \qquad (5)$$

где
$$\Pi_m = -\frac{2\pi^2 a}{ck}\int_c e^{id z}\begin{Bmatrix} J_m(V\rho)H_m(Va) \\ J_m(Va)H_m(\rho V)\end{Bmatrix}\Pi_m(\alpha)\,d\alpha,$$

$$\Pi'_m = -i\frac{2\pi^2 a}{c}\int_c e^{id z}\begin{Bmatrix} J_m(V\rho)H_m(Va) \\ J'_m(Va)H_m(\rho V)\end{Bmatrix}\frac{\Pi'_m(\alpha)}{V}\,d\alpha, \qquad (6)$$

где $V=\sqrt{k^2-\alpha^2}$, $\mathrm{Im}\,V>0$. Здесь C – контур в плоскости комплексного переменного α, который мы проведем по вещественной оси, обходя полюс $\frac{\omega-m\Omega}{V}$ снизу, причем для определенности предполагаем, что $\mathrm{Im}\,k>0$. В формулах (6) верхние строки в фигурных скобках соответствуют точкам $\rho<a$, а нижние $\rho>a$. Граничные условия задачи – равенство нулю тангенциальных компонент полного электрического поля на поверхности волновода и отсутствие токов на продолжении стенок волновода, приводят к следующим парным интегральным уравнениям:

$$\int_c e^{id z} L_1(\alpha)V\Pi_m(\alpha)\,d\alpha = \frac{ick^2}{2\pi}\gamma^2\left(1-\frac{m\omega_0}{\omega(1+\beta)}R_m e^{i\frac{\omega-\omega\beta}{u}z}\right)\text{при } z>0,$$

$$\int_c e^{i\alpha z}\left[\frac{m\alpha}{a\kappa^2}\frac{L_1(\alpha)}{V}\Pi_m(\alpha)-\frac{L_2(\alpha)}{V}\Pi'_m(\alpha)\right]d\alpha =$$

$$=\frac{icE_0}{2\pi\kappa}\delta_{1m}\delta(\omega-\omega_0)e^{i\frac{\omega}{c}z}-\frac{imc}{2\pi\kappa a\beta}\left(1-\frac{\rho_0 a\omega\Omega}{mc^2}\right)R_m e^{i\frac{\omega-m\Omega}{u}z},$$

при $z>0$.

$$\int_c\left[\Pi_m(\alpha)+\frac{m\alpha}{a\nu^2}\Pi'_m(\alpha)\right]e^{i\alpha z}dz=0, \qquad \text{при } z<0,$$

$$\int_c\Pi'_m(\alpha)e^{i\alpha z}d\alpha=0, \qquad \text{при } z<0,$$

где

$$L_1(\alpha)=\pi\nu a J_m(\nu a)H_m(\nu a), \qquad \gamma=\sqrt{1-\beta^2}/\beta,$$

$$L_2(\alpha)=\pi\nu a J'_m(\nu a)H'_m(\nu a), \qquad R_m=-\frac{e}{\pi c}I_m(\varkappa\rho_0)K_m(\varkappa a).$$

Решение системы парных интегральных уравнений (7) проводится методом Винера-Хопфа, если функции $L_1(\alpha)$ и $L_2(\alpha)$ можно факторизовать в виде:

$$L_1(\alpha)=L_1^+(\alpha)L_1^-(\alpha),$$
$$L_2(\alpha)=L_2^+(\alpha)L_2^-(\alpha), \qquad (8)$$

где L_1^+ и L_2^+ голоморфные функции, не имеющие нулей при $\mathrm{Im}\,\alpha>0$, а L_1^- и L_2^- соответственно голоморфные функции не имеющие нулей при $\mathrm{Im}\,\alpha<0$. Факторизация этих функций проведена в работах [6, 2]. Не выписывая явно выражения для функций L_1^+, L_1^-, L_2^+ и L_2^- приведем здесь решения системы уравнений (7):

$$\Pi_m(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{K-\alpha}\, L_1^-(\alpha)} \left[\frac{\mathcal{P}_{1m}}{\alpha - \frac{\omega - m\Omega}{u}} + \frac{\mathcal{P}_{2m}}{\alpha + K} \right],$$

$$\Pi'_m(\alpha) = \frac{i}{\sqrt{K-\alpha}\, L_2^-(\alpha)} \left[\mathcal{P}'_{1m} + \frac{\mathcal{P}'_{2m}}{\alpha - \frac{\omega - m\Omega}{u}} \right], \qquad (9)$$

где

$$\mathcal{P}_{1m} = cR_m \left(\frac{K\gamma}{2\pi} \right)^2 \frac{1 - \frac{m\omega_0}{\omega(1+\beta)}}{\varkappa_+ L_1^+ \left(\frac{\omega - m\Omega}{u} \right)},$$

$$\mathcal{P}'_{2m} = \frac{imc}{(2\pi)^2 a K} \frac{\varkappa \varkappa_-}{L_2^+ \left(\frac{\omega - m\Omega}{u} \right)} \cdot \qquad (10)$$

$$\cdot \left[\frac{1}{\beta} \left(1 - \beta_0 \frac{\Omega a \omega}{mc^2} \right) - \frac{K\gamma^2}{\varkappa^2} \frac{\omega - m\Omega}{u} \left(1 - \frac{m\omega_0}{\omega(1+\beta)} \right) \right],$$

а $\mathcal{P}'_{1m}$ и $\mathcal{P}_{2m}$ выражаются через $\mathcal{P}_{1m}$ и $\mathcal{P}'_{2m}$ при помощи соотношений:

$$\mathcal{P}'_{1m} = \frac{2\Delta \mathcal{P}_{1m}}{(1+\Delta^2)\varkappa_-^2} + \frac{\Delta^2 \varkappa_-^2 + \varkappa_+^2}{(1+\Delta^2)\varkappa^2} \mathcal{P}'_{2m} - \frac{cE_0 \delta_{1m} \delta(\omega - \omega_0)}{2\pi^2 \sqrt{2K}\, L_2^+(K)(1+\Delta^2)},$$

$$\mathcal{P}_{2m} = K\Delta \left(\mathcal{P}'_{1m} - \frac{\mathcal{P}'_{2m}}{\varkappa_+^2} \right), \qquad (11)$$

где $\Delta = imL_1^+(K)/2aK L_2^+$, $\varkappa_\pm = \sqrt{\frac{\omega - m\Omega}{u} \pm K}$ и $\varkappa = \varkappa_+ \varkappa_-$.

Итак, формулы (5), (6), (9), (10) и (11) дают точные выражения для полей дифракционного излучения.

2. Рассмотрим излучение внутри волновода. Подставляя (11), (10) и (9) в решение (6), легко найти вектора Герца для полей излучения:

$$\Pi_m(\rho,z)=-\frac{ie}{\pi\omega}I_m(\varkappa\rho_0)\frac{K_m(\varkappa\rho)}{I_m(\varkappa a)}I_m(\varkappa\rho)\frac{\delta^2\left(1-\frac{m\omega_0}{\omega(1+\beta)}\right)}{\beta^2(1-m\Omega/\omega)^2-1}e^{i\frac{\omega-m\Omega}{u}z}-$$

$$-i\frac{4\pi^3 a}{\kappa c}\sum_n\frac{J_m(\nu_n\rho)H_m(\nu_n a)}{\sqrt{\kappa-\alpha_n}\,L_1'(\alpha_n)}\left[\frac{\mathcal{P}_{1m}}{\alpha_n-(\omega-m\Omega)/u}+\frac{\mathcal{P}_{2m}}{\alpha_n+\kappa}\right]e^{i\alpha_n z},$$

$$\Pi_m'(\rho,z)=\frac{em}{\pi\omega}I_m(\varkappa\rho_0)\frac{K_m(\varkappa a)}{\varkappa a\,I_m'(\varkappa a)}I_m(\varkappa\rho)\left\{\frac{1}{\beta}\left(1-\beta_0\frac{\Omega a\omega}{mc^2}\right)-\right. \tag{12}$$

$$\left.-\frac{\kappa\delta^2}{\varkappa^2}\left(\frac{\omega-m\Omega}{u}\right)\left(1-\frac{m\omega_0}{\omega(1+\beta)}\right)\right\}e^{i\frac{\omega-m\Omega}{u}z}+i\frac{4\pi^3 a}{c}\sum_\eta\frac{J_m(\nu_n'\rho)H_m'(\nu_n' a)}{\nu_n'\sqrt{\kappa-\alpha_n'}\,L_2'(\alpha_n')}\left[\mathcal{P}_{1m}'+\right.$$

$$\left.+\frac{\mathcal{P}_{2m}'}{\alpha_n'-\frac{\omega-m\Omega}{u}}\right]e^{i\alpha_n' z},$$

где $\nu_n=\sqrt{\kappa^2-\alpha_n^2}$, $\alpha_n=\sqrt{\kappa^2-\frac{\nu_n^2}{a^2}}$, а ν_n – нули функции $J_m(x)$; $\nu_n'=\sqrt{\kappa^2-\alpha_n'^2}$, $\alpha_n'=\sqrt{\kappa^2-\nu_n'^2/a^2}$, а ν_n' – нули функции $J_m'(x)$.

Первые слагаемые в формулах (12) описывают добавку к функциям Герца Π_m и Π_m' заряда из-за наличия волновода, а вторые – собственные волны излучения, возбуждаемые в волноводе.

Потери на излучение внутри волновода определяются соотношением

$$W=2\pi c\int_0^a\rho d\rho\int_0^\infty d\omega\sum_m\left[E_\rho(m,\omega)H_\varphi^*(m,\omega)-E_\varphi(m,\omega)H_\rho^*(m,\omega)\right]. \tag{13}$$

Для нахождения W нам нужно подсчитать $\vec{E}$ и $\vec{H}$. При этом необходимо к полям, созданным токами на стенках волновода, (11), (12) добавить соответствующие выражения для поля движущейся частицы в пустоте. Это дает слишком громоздкое выражение для интенсивности излучения. Для получения более простых

формул заметим, что на больших расстояниях от края волновода

$$z \gg \frac{1}{\left|\frac{\omega - m\Omega}{u} - \alpha_n\right|}, \qquad z \gg \frac{1}{\left|\frac{\omega - m\Omega}{u} - \alpha'_n\right|}, \tag{I4}$$

(т.е. вне зоны формирования излучения) интерференцией между полем частицы и полями излучения от токов можно пренебречь, и в интенсивность даст вклад только поле излучения, созданное токами волновода. Для спектральной плотности энергии излучения тогда получаем:

$$W_\omega = \frac{64\pi^3 a^2}{\omega}\sum_{m,n}\frac{\alpha_n |P_{1m}|^2}{(K-\alpha_n)|L_1'(\alpha_n)|^2}\left|\frac{1}{\alpha_n - \frac{\omega - m\Omega}{u}} + \frac{P_{2m}/P_{1m}}{\alpha_n + K}\right|^2 +$$

$$+ \frac{64\pi^3 a^2 \omega}{c^2}\sum_{m,n}\frac{\alpha'_n |P'_{2m}|^2 \left(1 - \frac{m^2}{a^2 \nu_n'^2}\right)}{\nu_n'^2 (K-\alpha'_n)|L_2'(\alpha'_n)|^2}\left|\frac{P'_{1m}}{P'_{2m}} + \frac{1}{\alpha'_n - \frac{\omega - m\Omega}{u}}\right|^2. \tag{I5}$$

Из этой формулы видно, что интенсивность излучения содержит резонансные знаменатели при частотах, удовлетворяющих условиям

$$\omega_1 = \frac{m\omega_0}{1+\beta}\left[1 \pm \sqrt{\beta^2 - \left[\frac{\nu_n(1+\beta)}{mK_0\gamma a}\right]^2}\right],$$

$$\omega_2 = \frac{m\omega_0}{1+\beta}\left[1 \pm \sqrt{\beta^2 - \left[\frac{\nu'_n(1+\beta)}{mK_0\gamma a}\right]^2}\right], \tag{I6}$$

где ν_n и ν'_n – нули функций Бесселя $J_m(x)$ и $J'_m(x)$ соответственно. Учитывая наличие этих резонансов, мы в формуле (I5) отбрасываем слагаемые, не содержащие в знаменателе нули, и заменяем везде, за исключением знаменателей, α_n и α'_n на $(\omega - m\Omega)/u$. Отметим, что при этом обращение в нуль знаменателей (I5) связано с идеальной монохроматичностью падающей

волны. Из условия (I4) тогда следует, что формула (I5) верна только на бесконечности. Однако, если учесть реальную немонохроматичность волны $\omega_0 \Rightarrow \omega_0 + \Delta\omega$, то это решение будет верно на расстояниях

$$z \gg \ell_к = \frac{u}{m\Delta\omega(1-\beta)} \quad , \tag{I7}$$

где $\ell_к$ – длина формирования волноводного излучения.

При $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-4}$, $\omega_0 \sim 10^{15}$ и $1-\beta \sim 10^{-6}$, справедлива оценка $z \gg 10^4 m^{-1}$ см.

Итак, интенсивности резонансно излучаемых частот, удовлетворяющих условию (I6) даются следующими выражениями

$$W_{\omega_1} = \frac{e^2\beta}{\pi c}\sum_{m,n} \frac{\kappa_1\gamma^4\left(1-\frac{m\omega_0}{\omega_1(1+\beta)}\right)^2 J_m^2\left(\frac{\nu_n}{a}\rho_0\right)}{\nu_n^2 \alpha_n J_m'^2(\nu_n)\left|\frac{\alpha_n\beta}{\kappa_1}-1+\frac{m\omega_0(1-\beta)}{\omega_1}\right|^2} \quad , \tag{I8}$$

$$W_{\omega_2} = \frac{e^2\beta^2}{\pi c}\sum_{m,n} \frac{m^2 J_m^2\left(\frac{\nu'_n}{a}\rho_0\right)}{\alpha'_n \kappa_2^3 a^4\left(1-\frac{m^2}{\nu_n'^2}\right)J_m^2(\nu'_n)} \left\{\frac{1}{\beta}\left(1-\rho_0\frac{\Omega\omega a}{mc^2}\right)+\right. \tag{I9}$$

$$\left. + \frac{\kappa_2^2\gamma^2 a^2 \alpha'_n}{\nu_n'^2}\left(1-\frac{m\omega_2}{\omega_2(1+\beta)}\right)\right\}^2 \left|\frac{H_m(\nu'_n)}{H'_m(\nu'_n)}\right|^2 \frac{1}{\left|\frac{\alpha'_m\beta}{\kappa_2}-1+\frac{m\omega_0(1-\beta)}{\omega_2}\right|^2} \quad .$$

Как отмечено выше, обращение в бесконечность резонансного множителя означает, что длина формирования волноводного излучения бесконечна. При этом, поскольку полная энергия излучения бесконечна, следовало бы говорить об энергии излучения за единицу времени, которая будет уже конечной величиной, как и в случае черенковского излучения [7]. Однако учет реальной немонохроматичности волны приводит к конечному значению длины формирования (длины когерентности) (I7), а следовательно, и к

конечному значению полученной энергии за все время движения.

Отметим также, что резонансное излучение возможно, если ν_n или ν'_n меньше, чем $mK_0 a\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$.

3. Рассмотрим излучение вне волновода, на расстояниях $KR\sin\vartheta \gg 1$, т.е. в волновой зоне. Формула для спектральной плотности энергии излучения найдена в работе [2] и имеет вид:

$$I_m(\vartheta)=\frac{\pi}{c}(8\pi^2 aK)^2\left\{\frac{1}{2}J_0^2(Ka\sin\vartheta)\left|\Pi_0(K\cos\vartheta)\right|^2+\right.$$

$$\left.+\left|\frac{J'_m(Ka\sin\vartheta)}{\sin\vartheta}\Pi'_m(K\cos\vartheta)\right|^2+\left|J_m(Ka\sin\vartheta)\Pi_m(K\cos\vartheta)\right|^2\right\}\sin^3\vartheta. \qquad (20)$$

Отметим, что в приведенной формуле присутствует излучение обусловленное только наведенными на волноводе токами.

Первое слагаемое в (20) соответствует излучению равномерно движущейся частицы из-за наличия волновода, чем мы здесь интересоваться не будем [1] . Интересующее нас излучение - это интерференция комптоновского и дифракционного излучений, оно описывается вторым слагаемым.

Как и в пункте 2, для получения простых формул оставим в (9) только члены, содержащие комптоновские знаменатели. Тогда для спектральной плотности энергии излучения будем иметь

$$I_\omega(\vartheta)=\frac{e^2}{\pi c}\sum_m \frac{J_m^2(K\beta_0\sin\vartheta)(\beta-\cos\vartheta)^2}{\sin\vartheta\left|\beta\cos\vartheta-\frac{\omega-m\Omega}{\omega}\right|^2}\times \qquad (21)$$

$$\times\left\{1+\left(\frac{m}{aK}\right)^2 ctg^2\vartheta\left[1-\frac{\sin^2\vartheta}{\cos\vartheta(\beta-\cos\vartheta)}\left(1-\frac{a\beta_0K_0^2(1-\beta)^2}{1-\beta\cos\vartheta}\right)\right]^2\left|\frac{H_m(Ka\sin\vartheta)}{H'_m(Ka\sin\vartheta)}\right|^2\right\}.$$

При получении формулы (21) мы везде, за исключением знаменателей, подставили $(\omega - m\Omega)/u = K\cos\vartheta$ что соответствует излучению резонансных частот.

4. Исследуем теперь формулы излучения внутри и вне волновода.

Частоты, которые могут распространяться внутри волновода без затухания, определяются формулой (16) и требованием реальности ω , что дает

$$\frac{\nu_n \rho_0}{a} \leq m\xi \ . \qquad (22)$$

Поскольку спектральная плотность энергии излучения пропорциональна $J_m^2\left(\frac{\nu_n \rho_0}{a}\right)$, то она максимальна при $\nu_n \rho_0/a \sim m$, что с учетом (22) возможно при $\xi \sim 1$. В этом случае излучается частота $\omega_2 = \frac{m\omega_0}{1+\beta}$ с энергией:

$$W_m(\omega_2) \simeq \frac{e^2\beta}{\pi c(1-\beta)\sqrt{2\beta^2-1}} \sum_n \frac{\xi^2 J_m^2(m\xi)}{m} \frac{\left|\frac{H_m(\nu_n')}{H_m'(\nu_n')}\right|^2}{(K_0 a)^2 J_m^2(\nu_n')} \left|\frac{\omega_0}{\Delta\omega}\right|^2 . \qquad (23)$$

Полное число излученных квантов на высоких гармониках равно

$$N_m \simeq 1{,}2 \cdot 10^{-4}\left(\frac{\lambda_0}{a}\right) \frac{\left|\frac{\omega_0}{\Delta\omega}\right|^2}{\sqrt{1-\beta^2}} m^{-\frac{2}{3}} \ . \qquad (24)$$

Для электронов с энергией $\sim$ 5 Гэв и падающей волны с $\lambda_0 \sim 10^{-4}$см и $\Delta\omega/\omega_0 \sim 10^{-4}$, число излученных квантов составляет $N_\omega \simeq 10^4 m^{-2/3}$.

Частоты, для которых $\nu_n \rho_0 / a \ll 1$, могут излучаться с отличной от нуля энергией для гармоники $m \sim 1$. При этом вперед излучается основная частота волны, а назад – частоты, лежащие в радиодиапазоне (для $\lambda_0 \sim 10^{-4}$см). Тогда для $\lambda \sim a \sim$ $\sim$ 1 см ($\nu_n \rho_0 / a \sim 10^{-2}$) число радиоквантов будет порядка единицы, при тех же значениях приведенных выше параметров.

Исследуем теперь излучение вне волновода. В ультрарелятивистском случае и при $\xi \backsim 1$ формула (21) упрощается и принимает вид:

$$W_m(\omega) = \frac{e^2}{\pi c} \frac{J_m^2\left(m\xi \frac{\sqrt{1-\beta^2}\sin\vartheta}{1-\beta\cos\vartheta}\right)}{\sin\vartheta \left| \frac{m\Delta\omega(1-\beta)}{\omega} \right|^2} \times \tag{25}$$

$$\times \left\{ (\beta - \cos\vartheta)^2 + \xi^2 \sin^2\vartheta (1-\beta^2) \right\} .$$

Как видно из (25), излучение максимально под углом $\vartheta \backsim \sqrt{1-\beta^2}$, что соответствует $\varepsilon = \frac{\sqrt{1-\beta^2}\sin\vartheta}{1-\beta\cos\vartheta} \sim 1$. При этом, воспользовавшись асимптотическим разложением функции Бесселя для высоких гармоник через функции Эйри

$$J_m(m\varepsilon) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{m}\right)^{\frac{1}{3}} \Phi\left[\left(\frac{m}{2}\right)^{\frac{2}{3}}(1-\varepsilon^2)\right],$$

оценим угол раствора излучения вокруг ϑ_0 :

$$\Delta\vartheta \simeq \vartheta_0 \left(\frac{2}{m}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Отсюда видно, что при $m \gg 1$, $\Delta\vartheta \ll \vartheta_0$, т.е. излучение на высоких гармониках вблизи ϑ_0 является узко направленным. Полное число излученных под этим углом на частоте $m\omega_0/2$

квантов равно

$$N_m \sim 5\cdot 10^{-4}\,\phi^2(0)\left(\frac{\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2 m^{-\frac{4}{3}}. \qquad (26)$$

Для приведенных выше параметров $N_m \simeq 2.10^4 m^{-4/3}$. Заметим, что энергия излучения вне волновода падает быстрее с увеличением номера гармоники ($\sim m^{-4/3}$) по сравнению с излучением внутри волновода ($m \sim^{-2/3}$). Отметим также, что для низких гармоник угол раствора излучения становится порядка ϑ_0, что приводит к уширению спектра излучения в интервале частот $m\omega_0/2 < \omega < m\omega_0$.

ЛИТЕРАТУРА

I. Б.М.Болотовский,Г.В.Воскресенский. ЖЭТФ, 34,7II (I964).

2. Б.М.Болотовский,Д.М.Седракян. Изв.АН Арм.ССР,серия физ.-мат. наук, I7,II9 (I964).

3. H.K.Avettissian, Phys.Lett.58A, I44 (I976).

4. В.М.Арутюнян,С.Г.Оганесян. Препринт ЕГУ, 76-06 (I976).

5. Б.Нобл . Метод Винера-Хопфа, Изд. ин.лит.,М.,(I962).

6. Л.А.Вайнштейн . Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода, Сов.радио,М.,I953 .

7. И.Е.Тамм,И.М.Франк. ДАН СССР, I4,I07 (I937).

RADIATION OF AN ELECTRON AT THE WAVEGUIDE OPEN END IN THE PRESENCE OF STRONG MONOCROMATIC WAVE

G.K.AVETISIAN, D.M.SEDRAKIAN, B.V.KHACHATRIAN

Yerevan State University

Abstract

The radiation of an electron inside and outside of a semi-infinite cylindrical waveguide in the presence of a strong monochromatic wave is considered. The properties of the diffraction radiation at compton frequencies are found. It is shown that a region of long wave radiation at instrinsic waveguide modes arises which for real conditions lies in the radiowave region.

TRANSITION RADIATION MONITORS IN ACCELERATOR EQUIPMENT

L. WARTSKI

Institut d'Electronique Fondamentale, Laboratoire associé au CNRS,
Université Paris-Sud, Bâtiment 220 - 91405 ORSAY, France

S. ROLAND

Département de Physique Nucléaire, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay,
B.P. n°2 - 91190 GIF-sur-YVETTE France.

P. BRUNET
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-Sud,
91405 ORSAY, France

INTRODUCTION

Our studies on transition radiation were initiated after the publication by Alikhanyan et al. of their paper in which they pointed out the possible application of transition radiation to measure the energy of fast particles [1]. Our main motivation was not to investigate the problem of detection and/or identification of individual charged particles but rather to examine the possibility of application in the area of particle beam diagnostics and subsequently to design particle beam "monitors" based on transition radiation.

Among the great variety of beam monitors, those exploiting the emission of light are widely used in the accelerator engineering. As an example, the Cerenkov light monitor has been devised and used for a long time particularly at the SLAC[2]. In this instrument, a small fraction of the light cone emitted by a gas cell is detected after deflection by an aluminium mirror enclosed in the cell, giving thus an information on the bear cross-section. Our starting idea was to study the replacement of this Cerenkov light monitor by a transition radiation monitor using this single mirror.

Our experiments were limited to the optical part of transition radiation (from 2800 Å up to 6000 Å) produced by electron beams with Lorentz factors in the range $\gamma \simeq 100$ essentially on the AL 60 at Saclay and also with higher ($\gamma \simeq 2000$) on the LAL at Orsay.

EXPERIMENTAL ARRANGEMENT (Fig. 1)

Bulk materials as well as samples prepared by vacuum deposition of various metallic coatings (Al, Ag, Au, Cu) on mylar foils 3.5 µm thick were tested. Thicker substrates (quartz plates 0.4 mm) were also used to obtain better mirror properties. These samples were mounted on the direct path of the

This work was supported by the Commissariat à l'Energie Atomique, CEN-Saclay (France).

electron beam at the end of the last accelerating section. They were incorporated in a mechanical arrangement and a remote controlled value allowed their positioning in the beam. It was possible to introduce either a single sample inclined 45° to the beam direction of two parallel samples having the same inclination.

The angular distribution was recorded using a scanning mirror exploring an angular interval of ± 2° around 45° both in the incident plane (plane containing the electron trajectory and the normal to the samples) and in the plane perpendicular to the latter. This mirror and a multiturn potentiometer were driven by a stepping motor. Light emerging from the quartz window was reflected by the scanning mirror and crossed an iris diaphragm with radius fixed by remote control and fixed in the focal plane of a focusing lens. Beam positioning and beam profile measurements were performed with two crossed slits located in the image plane of the sample under test. All optical elements were positioned along the line of sight of the accelerator, and good optical alignment was achieved using the light emitted by the cathode of the linear accelerator gun.

The light was detected by a 56 DVVP photomultiplier or by TV camera, and either interference filters or a Ebert Fastie monochromator were used.

RESULTS

Figure 2 shows the typical registered pattern of the angular distribution which is approximatively the same in both planes. As expected, the maximum intensity is peacked in a direction making an angle γ^{-1} with respect to the reference direction where the radiation is at a minimum (the dotted curve shows the distribution of a slightly misaligned beam making a small angle with respect to the reference). This γ^{-1} propertey was ascertained, extrapolating the angular distance between the peaks at vanishingly small apertures of the diaphragm. Alternatively, it was then possible to determine the energy of the electrons with a precision of about ± 3%.

The degree of polarization was also measured in the direction of the maximum and was as high as 90%. This slight discrepancy with theory was not attributed to the contribution of bremstrahlung since this result was independent of the atomic number of the irradiated material. It was supposed to be due to the natural angular spead of the incident electron beam.

Concerning the spectral distribution, figure 3 shows the absolute spectra of the various irradiated samples. In the case of an Al-coated sample for which the reflectance is practically constant, the distribution is of the λ^{-2} type. From these curves, it appears that the spectral densities of various metallic samples are proportional to their reflectances as predicted by the pseudo-photon theory. In the case of silver one observes a drastic decrease with a very pronounced minimum at a wavelength of 3225 Å, which is precisely the wavelength were the reflectance is minimum. Figure 4 shows the behavior of our silver coated quartz plate at this particular wavelength. The different curves represent the spectral density per μA for increasing currents. Since no significant difference of this type could be observed with a self supported silver foil, the effect was attributed to the heating of the quartz plate under irradiation (from room temperature at curve 1, to about 500°C at curve

5). In addition, the effect was observed after a (thermal) time constant of a few tenth of seconds (for a given intensity, at the first instant after the injection the minimum is observed at point 1, and grows gradually up to its steady state value).

As a matter of fact these optical properties of silver as a function of temperature has been widely studied in recent works[3,4] where it was shown that the imaginary part of the dielectric constant exhibits strong variation with temperature.

The angular distributions at instant $t \simeq 0$ and $t = \infty$ were recorded. Since the two distributions are essentially homothetic and since bremstrahlung produced in the volume of silver is more likely to escape at $t \simeq 0$, we concluded again that, in our conditions, bremstrahlung is negligible.

As shown above, the absolute measured radiated power is (for an Al target) of the order of 10^{-12} W/Å/μA. This corresponds, as was predicted by theory, to a photon yield, over the entire spectrum of a few 10^{-3} photons/electron. This yield easily permits the imaging of the electron beam cross-section using an ordinary vidicon tube with a sensitivity of 1 lux which corresponds to faceplate illumination of 4.10^{11} photons/cm^2. The observed sensitivity is of the order of 10^{-8} A/cm^2.

The centering of the electron beam was realized with the aid of an illuminated cross located in the image plane of the irradiated sample.

It was also possible to plot the beam profile using two crossed slits located in the image plane before detection by a photomultiplier (Fig.5).

At the Orsay Linear electron accelerator such a transition radiation monitor has been mounted directly on the tungsten electron-positron converter (Fig. 6). It consists of a polished stainless steel plate 0.5 mm thick fixed on the converter itself and inclined at an angle of 1° with respect the direction of the incident electron beam. The transition radiation light emitted in a direction making an angle of 2° is deflected by a mirror located in the vacuum cell out of the beam trajectory. This light is collected, after traversing the quartz window, on the vidicon tube of the camera. The electrical signal is then transmitted to the control room where the TV scope is installed. Another mirror placed in the vacuum chamber allows, that the aid of an auxiliary lamp, to make visible the metallic plate on which concentric circles have been growed in order to facilitate the beam positioning and an estimate of the dimension of the observed spot.

This monitor is working under the following conditions :

- energy of electrons : 1 GeV ;
- Peak intensity : 600 - 800 mA ;
- pulse duration : 20 ns ;
- repetition rate : 12.5 - 25 - 50 Hz.

The need for such a simple compact and permanent monitor and the choice of its location has been dictated by consideration on the positron yield which is very sensitive to the centering and density of the incident beam after its focusing by the triplet.

The superiority of the target over other fluorescent targets (ZnS) is essentially its long lifetime.

As mentioned previously[5], it was possible to measure the energy of the electron beams using a single target. However, better results were obtained by the use of a two parallel samples arrangement in which the interference of transition radiation was exploited[6]. Figure 7 shows a photograph of the phenomenon.

The angular distribution in both planes was recorded with the aid of the scanning mirror and, from the measurement of a substantial number of angular radii of fringes, it was possible to obtain the value of γ with a precision of 1%.

The γ dependence of the intensity of light at the center of the pattern integrated in a given small solid angle is shown in figure 8 where for comparison, the intensities are normalized to the intensity observed at the nominal energy (γ = 130) of the accelerator. Curve a corresponds to L = 22.3 mm and λ = 4530 Å. Varying the energy from γ = 130 down to γ = 55 the first minimum encountered corresponds to the destructive interference of the second order. The most remarkable behavior of this pattern is the increased dependence of intensity on γ, as compared with the case of the single interface. It can be seen that, for certain ranges of γ, a variation of 1% in γ gives a corresponding variation of about 8% in the detected signal. Curve b corresponds to a smaller value of L (L = 12.5 mm) ; in this case, the first minimum is of the first order and the oscillations, though of great amplitude, are less rapid than in the above case. Curve c was obtained for a different selected value of λ (λ = 5530 Å) corresponding to a decrease in the fractional order at γ = 130.

A straight forward application of the strong γ dependence was the optimization of the phase adjustement of the electron bunches in the accelerating sections of the machine. For a 1 μA accelerated mean current this adjustement could be achieved in the range ± 2° of the rf phase shifters.

Figure 9 shows the manifestation of the strong γ dependence on the output pulse voltage of the photomultiplier. The rapid decrease after the rise-time and oscillatory behavior could be easily related by the identification of the interference orders to the so-called transient beam loading effect.

Another important aspect in which transition radiation looks very promising is its possible use to diagnose the shape and time dependence of an rf modulated electron beam. As an example figure 10 shows the output pulse delivered by the 56 AVP photomultiplier, the rise-time of which is about 2 ns. The reduction of the limitation in instrumental response and use of fast detectors will permit time response measurements in the subnanosecond region. This point was recently outlined[7], even in the case of low energy beams.

REFERENCES

1. A.I. ALIKHANYAN, K.A. ISPIRYAN, A.G. OGANESYAN - Sov. Phys. JETP 29 n°6 (1969).

2. The Stanford two mile accelerator. R.B. Neal, editor, Benjamin Inc. (1968).

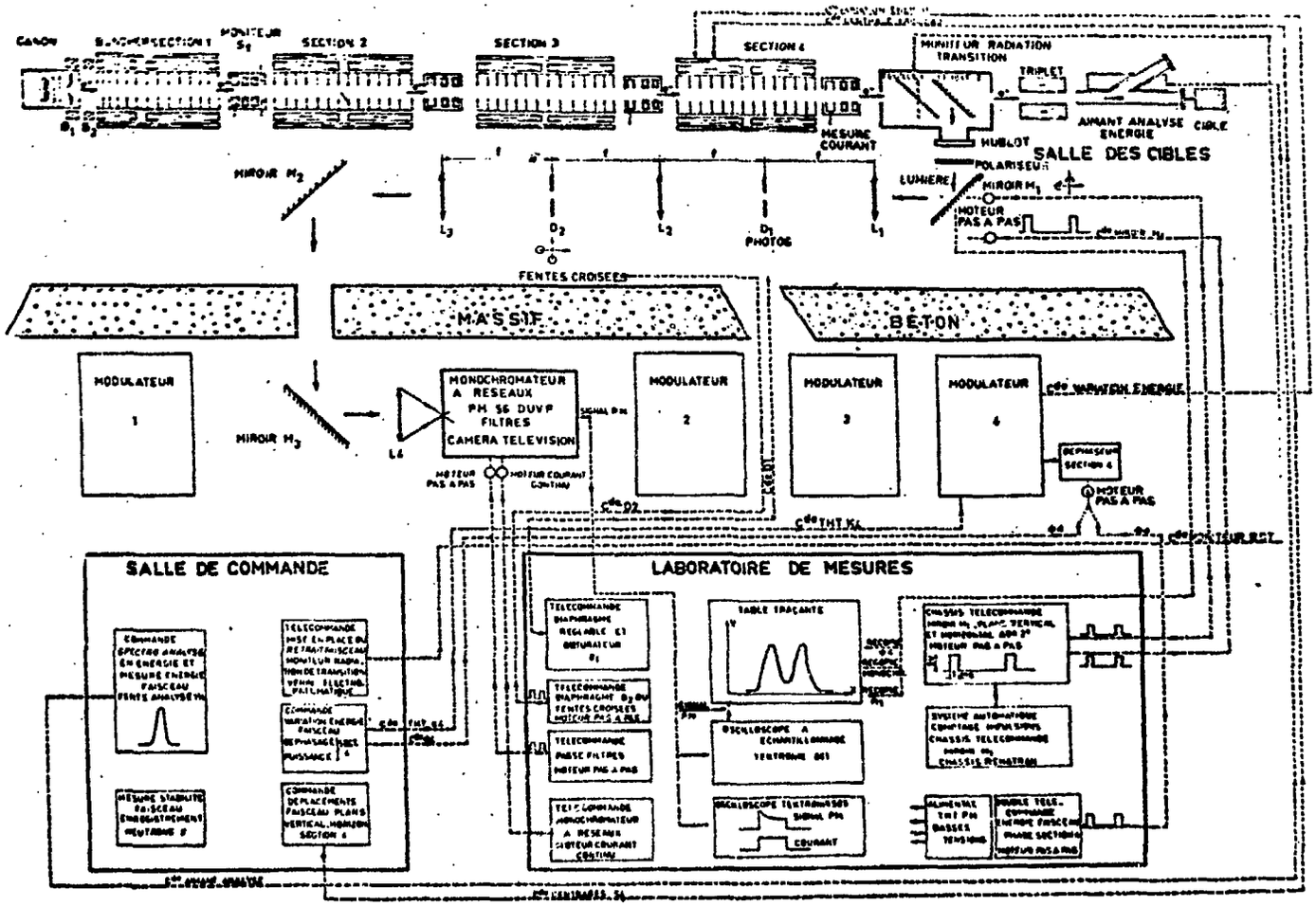
3. H.G. LILJENVALL, A.G. MATHEWSON - J. Phys. C : Metal Phys., Suppl. n°3 (1970).

4. P. WINSEMIUS : Temperature dependence of the optical properties of Au and Ag. Drukkerij J.H. Pasmans S. Gravenhage (1973).

5. L. WARTSKI, J. MARCOU, S. ROLAND - IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 20, 544 (1973).

6. L. WARTSKI, S. ROLAND, J. LASALLE, M. BOLORE, G. FILIPPI - J. Appl. Phys. 46, n°8 (August 1975).
See alsc : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 22, n°3 (1975).

7. A.H. MAHAN, A. GALLAGHER - R.S.I. 47, n°1 (Jan. 1976).


CANON
SECTION 1
SECTION 2
SECTION 3
SECTION 4
MONITEUR RADIATION TRANSITION
TRIPLET
AIMANT ANALYSE CIBLE ENERGIE
HUBLOT
SALLE DES CIBLES
POLARISEUR
LUMIERE
MIROIR M1
MOTEUR PAS A PAS
MESURE COURANT
MIROIR M2
L3
D2
L2
D1 PHOTOS
L1
FENTES CROISEES
MASSIF
BETON
MODULATEUR 1
MODULATEUR 2
MODULATEUR 3
MODULATEUR 4
MIROIR M3
L4
MONOCHROMATEUR A RESEAUX PM 56 DUVP FILTRES CAMERA TELEVISION
SIGNAL PM
MOTEUR PAS A PAS
MOTEUR COURANT CONTINU
DEPHASEUR SECTION 4
MOTEUR PAS A PAS
SALLE DE COMMANDE
LABORATOIRE DE MESURES
TABLE TRAÇANTE
OSCILLOSCOPE A ECHANTILLONNAGE TEKTRONIX 661
OSCILLOSCOPE TETRONIX 555
SIGNAL PM
COURANT

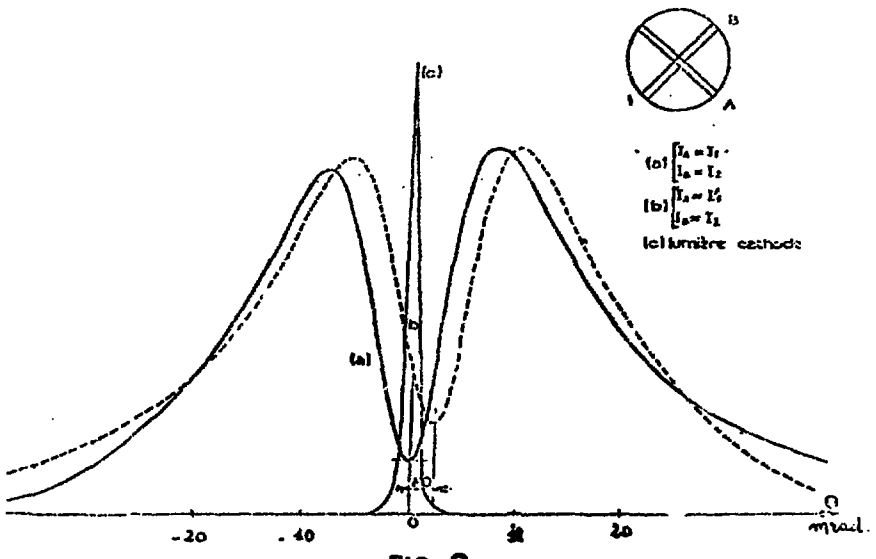

(c)
B
A
(a) $I_A = I_1$ $I_B = I_2$
(b) $I_A = I'_1$ $I_B = I_2$
(c) lumière cathode
(a)
(b)
-20
-40
0
20
Ω
mrad.

FIG. 2

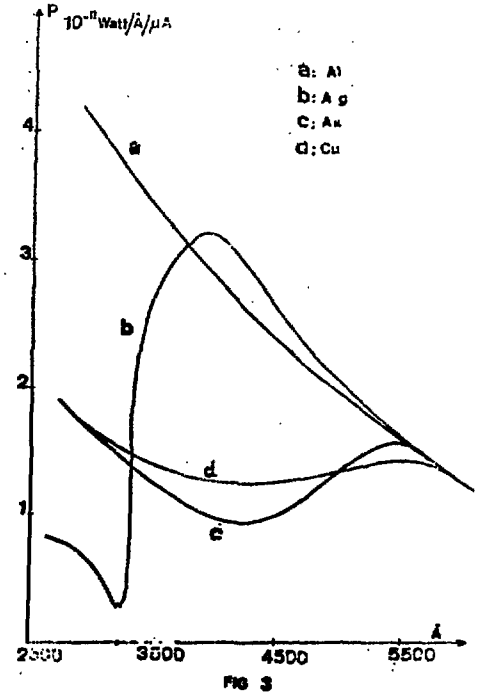

P 10^{-11} Watt/Å/μA
a: Al
b: Ag
c: Au
d: Cu
4
3
2
1
2500
3500
4500
5500
Å

FIG 3

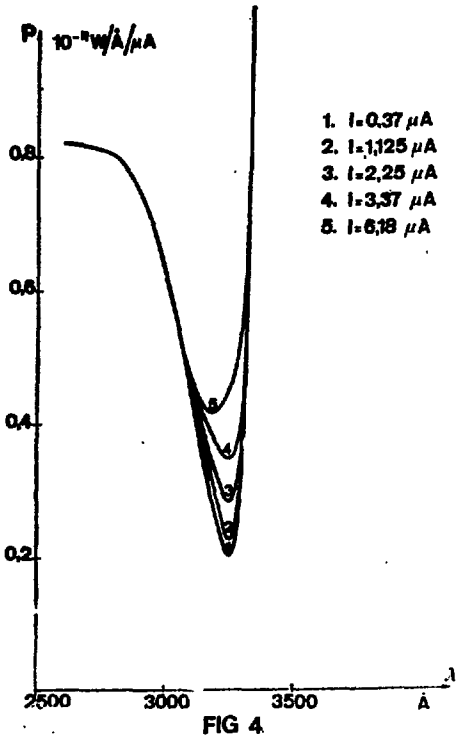


FIG 4

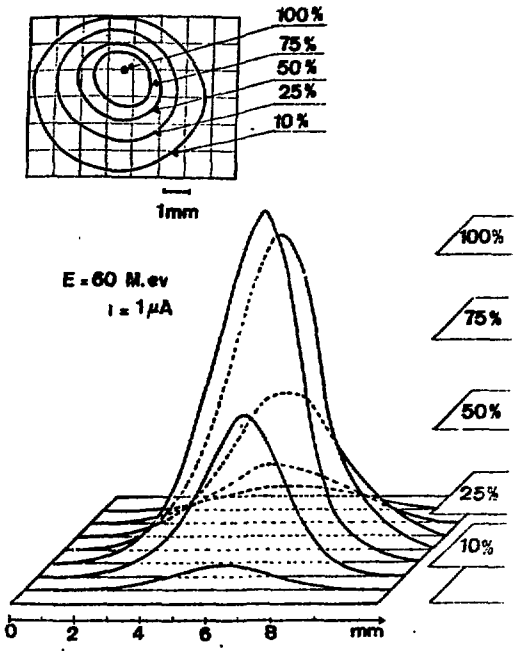
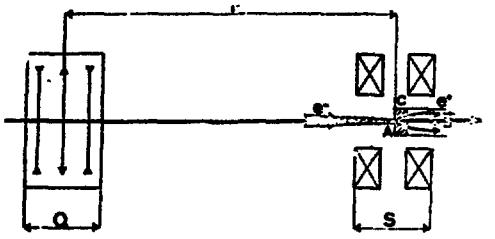
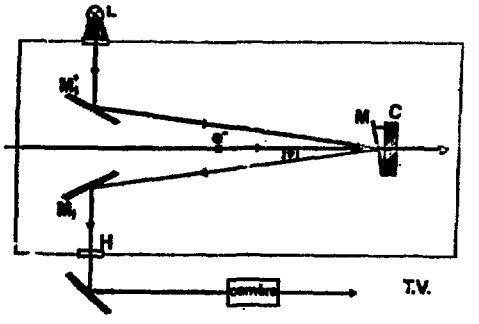


FIG 5





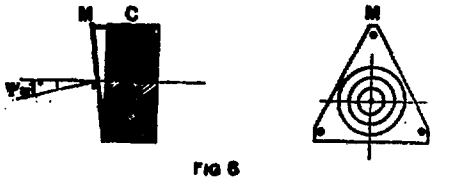


FIG 6

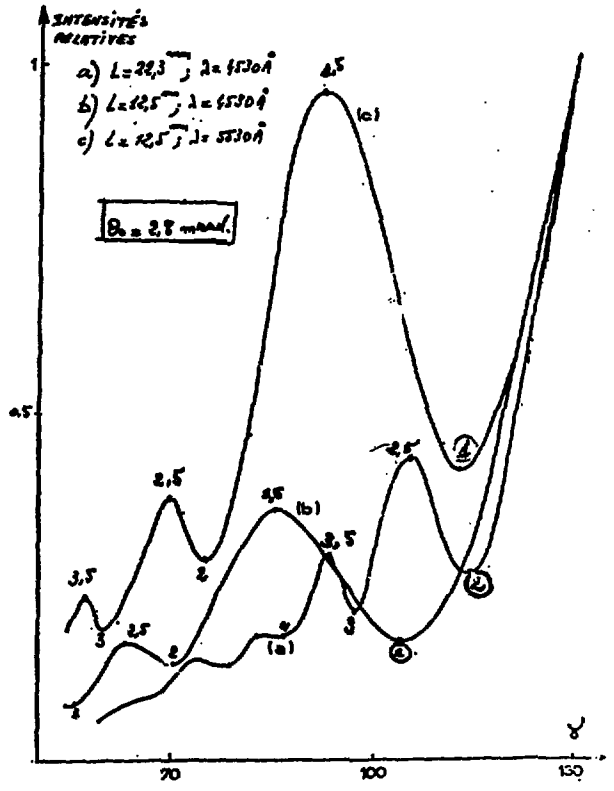
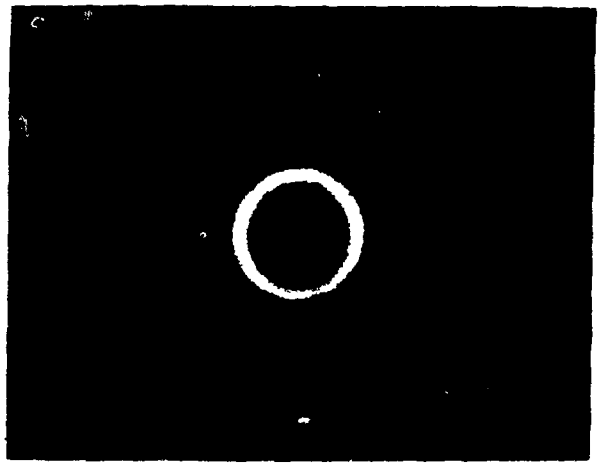

INTENSITÉS RELATIVES
a) L = 22,3 mm ; λ = 4530 Å
b) L = 12,5 mm ; λ = 4530 Å
c) L = 12,5 mm ; λ = 5530 Å
θ₀ = 2,8 mrad.
1
0,5
(a)
(b)
(c)
70
100
130
γ

FIG 8



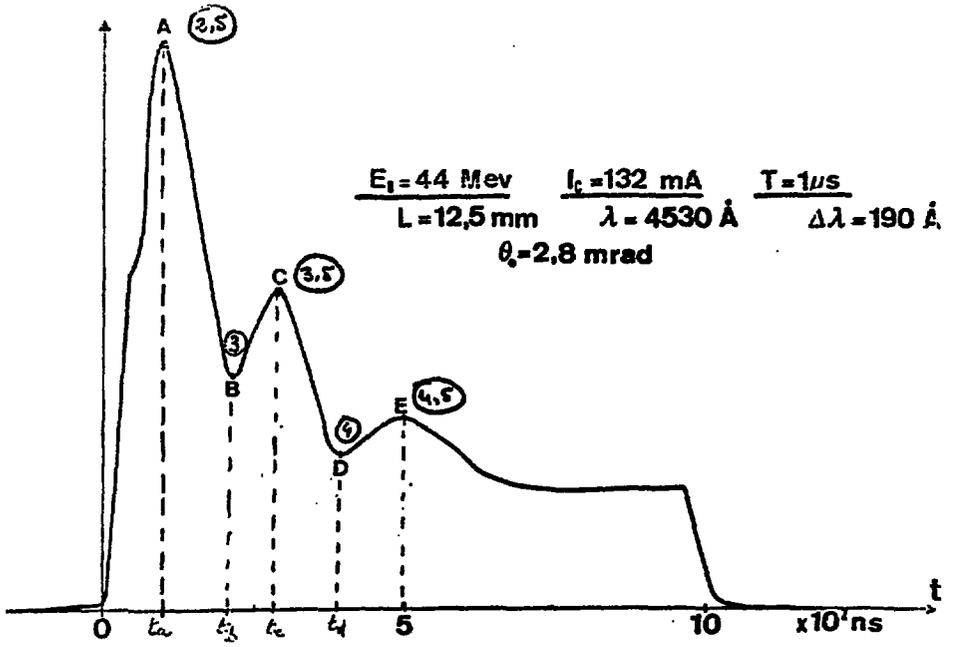
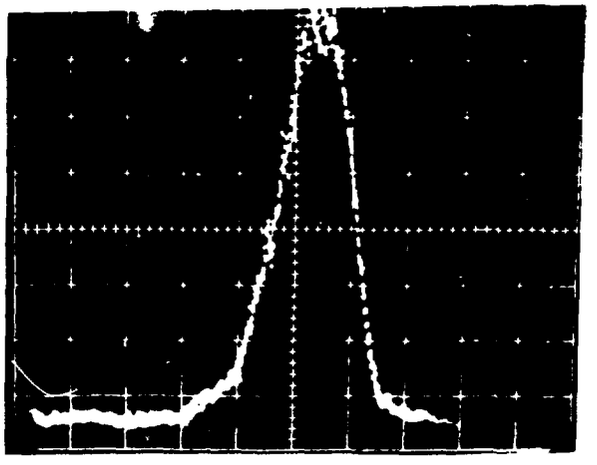

A
2,5
B
3
C
3,5
D
4
E
4,5
E_1 = 44 Mev
I_c = 132 mA
T = 1μs
L = 12,5 mm
λ = 4530 Å
Δλ = 190 Å
θ_c = 2,8 mrad
t
0
5
10
x10⁻⁴ns

FIG 9



РЕГИСТРАЦИЯ РПИ ПРИ ПОМОЩИ ДРЕЙФОВОЙ КАМЕРЫ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ 20 МКМ

В.И.БАСКАКОВ,Б.А.ДОЛГОШЕИН,В.Н.ЛЕБЕДЕНКО,
А.С.РОМАНЮК,В.К.ЧЕРНЯТИН x)

А.И.АЛИХАНЯН,П.С.ВАСИЛЬЕВ,И.Л.ГАВРИЛЕНКО,
О.М.КОЗОДАЕВА,С.П.КОНОВАЛОВ,С.Н.МАЙБУРОВ,С.В.МУРАВЬЕВ,
В.П.ПУСТОВЕТОВ,В.М.ФЕДОРОВ,А.П.ШМЕЛЕВА xx)

x) МИФИ
xx) ФИАН

Была исследована возможность пространственного разделения в детекторе ионизационных потерь релятивистской заряженной частицы и квантов рентгеновского переходного излучения (РПИ), генерируемого той же частицей в слоистой среде. Для этой цели была сконструирована сдвоенная электролюминесцентная дрейфовая камера, наполнявшаяся ксеноном при давлении 10 атм. Подробное изучение характеристик камеры было выполнено на пучке электронов энергии 3,5 Гэв ускорителя ИФВЭ (г.Серпухов). Полученные результаты демонстрируют возможности пространственного разделения РПИ от ионизации частицы с помощью описанной методики.

I. ВВЕДЕНИЕ

Переходное излучение, теоретически предсказанное в 1946 г. Франком и Гинзбургом, явилось в последние годы предметом интенсивных исследований. В настоящее время основные усилия направлены на создание практических систем, использующих переходное излучение в рентгеновском диапазоне для идентификации релятивистских частиц. В наиболее широко используемых установках по регистрации РПИ радиаторами являются стопки майларовых пле-

нок, а детекторами служат пропорциональные камеры, наполненные криптоном или ксеноном.

Угол излучения РПИ весьма мал и приближенно равен $\sim 1/\gamma$. При таком угле разлета частица и рентгеновские кванты регистрируются в детекторе на очень малом друг от друга расстоянии. Поэтому пропорциональные камеры измеряют сумму ионизационных потерь заряженной частицы и квантов излучения. Это является недостатком подобных систем, т.к. несмотря на большое число пленок в радиаторе, энерговыделение в детекторе от РПИ приблизительно такое же по величине, как и от ионизационных потерь.

Для улучшения возможностей регистрации РПИ необходимо усовершенствовать как радиатор, так и детекторы переходного излучения. В последнее время был достигнут значительный прогресс в деле повышения эффективности радиатора при использовании такого материала с малым атомным номером, как литий [1]. Вопросы оптимизации параметров радиатора для различных величин подробно рассмотрены в работе [2].

Наиболее эффективным способом усовершенствования детекторов РПИ явилась бы их способность раздельной регистрации ионизационных потерь и квантов переходного излучения. Это можно осуществить, если обеспечить достаточное для данного детектора пространственное разделение энерговыделения от квантов РПИ и следа частицы. Разделенность в пространстве РПИ и частицы возникает либо из-за отклонения траектории частицы в магнитном поле [3], либо из-за того, что кванты РПИ излучаются под некоторым углом к траектории частицы. И в том и другом случае пространственную роль играет пространственное разрешение детектора, т.к. отклонение кванта РПИ от частицы невелико при исполь-

зовании разумных расстояний между детекторами и радиатором.

2. Принцип регистрации РПИ

В данной работе исследуется возможность пространственного разделения квантов РПИ и ионизационных потерь при использовании в качестве детектора сдвоенной электролюминесцентной дрейфовой камеры [4] . Принцип регистрации показан на рисунке Iа), в), с).

Переходное излучение регистрируется только в первой по пучку камере, в то время как частица образует сигнал в обоих камерах. Формы сигналов с дрейфовых камер показаны на рисунке Iв). В первой камере образуется два сигнала - от рентгеновского кванта (на рисунке заштрихован) и от самой частицы. Степень их перекрытия зависит от угла излучения и от расстояния между радиаторами и детектором.

Возможны два способа использования пространственной информации в подобной камере.

а) Подавление ионизационных потерь

В момент подхода электронов следа частицы к аноду включается электронная схема, вырабатывающая ворота запрета, и часть сигнала, попавшая в полосу шириной y , исключается из суммарного энерговыделения. Вторая камера в данном случае служит для синхронизации момента включения ворот запрета.

При наличии перекрытия сигналов от РПИ и ионизационных потерь уменьшаются оба эти сигнала, однако иозизация следа подавляется значительно более эффективно, т.к. ионизационный сигнал всегда находится в середине ворот запрета.

Описанный способ является развитием обычного метода выделения событий с квантами РПИ при помощи амплитудного отбора

и при оптимальном выборе ширины ворот запрета эквивалентен толщине детектора без существенных потерь в эффективности регистрации РПИ.

б) Смещение центров тяжести зарядов (ц.т.з.) в двух камерах

В том случае, когда релятивистская частица не сопровождается квантами РПИ, в обоих камерах образуются сигналы, близкие по форме, смещение $\Delta\chi$ оказывается малым по величине. В случае же, если в первой камере был зарегистрирован квант РПИ, то центр тяжести суммарного заряда в ней значительно смещается в направлении этого кванта. Таким образом, признаком события с квантом РПИ является превышение величины некоторого порогового значения. Отметим, что данный способ является новым критерием отбора событий с РПИ, который можно независимо использовать совместно с амплитудным отбором.

3. Описание установки

Исследования регистрации РПИ описанными выше методами были проведены на пучке частиц с импульсом 3,5 Гэв/с с протонного ускорителя ИФВЭ (Серпухов).

Схема установки показана на рисунке Iа). Система выделения электронов включала в себя пороговый газовый черенковский счетчик и ливневый спектрометр из свинцового стекла . Радиатор переходного излучения содержал 1000 майларовых пленок толщиной 25 мкм с зазором между ними I.5 мм. Расстояние между радиатором и детектором составляло один метр. При регистрации РПИ от электронов необходимо учитывать, что основной вклад в величину угла между квантом РПИ и электроном вносит многократное рассеяние в веществе радиатора. Тем не менее этот угол экви-

валентен, согласно работе [5], углу излучения РПИ от π -мезонов с энергией $\sim$700 Гэв.

Используемая электроника позволяла исследовать одновременно как метод подавления ионизационных потерь, так и метод смещения центра тяжести заряда. Блок-схема электроники представлена на рисунке Id).

Как уже упоминалось, регистрация РПИ в данной работе производилась при помощи сдвоенной электролюминесцентной дрейфовой камеры. Описание конструкции этой камеры дано в работе [4]. Здесь мы лишь приведем некоторые наиболее важные ее характеристики.

Обе дрейфовые камеры расположены в одном корпусе непосредственно друг за другом. В качестве наполнения использовался ксенон при давлении IO атмосфер. Зазор в каждой из двух камер был равен 4 мм. Съем информации осуществлялся регистрацией двумя фотоумножителями электролюминесценции электронов ионизации, т.е. свечения их в сильном электрическом поле вблизи тонкой анодной нити (диаметр нити 0,I мм). В этом случае полностью отсутствует размножение электронов и, следовательно, нет ограничений, связанных с образованием пространственного заряда вблизи анодных нитей. Зависимость амплитуды сигнала от приложенного анодного напряжения в случае чистого ксенона и ксенона с добавкой I.5% азота приведена на рисунке 2а). По оси ординат отложено число фотоэлектронов на катоде ФЭУ, приведенное к одному электрону ионизации. Энергетическое разрешение камеры равно 20% (FWHM) для рентгеновских лучей с энергией I7,3 кэв (K - линия Mo).Линейность по энергии была проверена от 7,9 кэв (K - линия Cu) до 22 кэв (K - линия Ag). Отклонения от

линейности в этом диапазоне энергии не обнаружено. Для релятивистских частиц (π - мезоны с энергией 3,5 Гэв) ширина распределения Ландау оказалась равной 58% (FWHM).

На рисунке 2в) представлена обратная величина скорости дрейфа в зависимости от величины дрейфового поля. В измерениях на пучке использовался чистый ксенон (скорость дрейфа $1/v_d = 810$ ns/mm при $E_d = 3$ kv/cm).

Одной из наиболее важных характеристик дрейфовой камеры для данной методики является форма сигнала, которая в основном определяется формой дрейфующего в газе электронного облака.

При давлении 10 атмосфер в случае ксенона основной вклад в ширину облака электронов вносит их диффузия во время дрейфа [4] . На рисунке 2с) показана форма импульса, полученная стробированием в различные моменты времени сигнала от релятивистских частиц. Импульсы от рентгеновских квантов вплоть до энергии 22 кэв имеют приблизительно такую же форму. Ширина слабо зависит от напряженности дрейфового поля. Более заметное влияние оказывают добавки, которые уменьшают диффузию электронов во время дрейфа. На рисунке 2 d) показана зависимость ширины импульса от приложенного дрейфового поля для чистого ксенона и ксенона с добавкой 1,5 % азота.

Значительно более эффективно уменьшают диффузию многоатомные органические добавки. Так в работе [6] при использовании стандартной газовой смеси (аргон, изобутан, метилаль) при нормальном давлении ширина электронного облака оказалась равной 0,5 мм (FWHM) после дрейфа 1 сантиметр. Однако многоатомные добавки эффективно тушат электролюминесценцию и это не позволяет использовать их в электролюминесцентной камере.

Пространственное разрешение данной камеры в зависимости от давления и пути дрейфа исследовалась в работе [4] . В качестве временной привязки для стоп-сигнала использовался центр тяжести заряда. Наилучшее пространственное разрешение было получено при давлении ксенона 20 атмосфер и оказалось равным I6 мкм (r.m.s.) на пути дрейфа 20 мм.

4. Экспериментальные результаты

Эффективность регистрации РПИ по методу смещения центра тяжести заряда зависит от того, насколько отличаются ширины распределений смещений ΔX при наличии квантов РПИ и в случае их отсутствия. На рисунке 3а) представлено распределение смещений ΔX для π -мезонов, т.е. в случае чистых ионизационных потерь. Для электронов без радиатора распределение имеет аналогичный вид. Кривой на том же рисунке показано распределение Гаусса с $\sigma = 28\,\mu m$. Вследствие независимости двух дрейфовых камер r.m.s. этого распределения есть квадратичная сумма их пространственных разрешений (в данном случае $\sigma_1 = 20\,\mu m$ при среднем пути дрейфа 25 мм).

На рисунке 3в) представлено ΔX для электронов при наличии радиатора РПИ. Узкий пик в центре распределения соответствует событиям, в которых не был зарегистрирован квант РПИ. В дальнейшем такие события будем называть dE/dx события. События, в которых был зарегистрирован квант переходного излучения, будем называть события с РПИ. Чтобы оценить эффективность исследуемой методики, необходимо исключить из распределения ΔX для электронов с радиатором dE/dx события. Используя форму распределения ΔX для dE/dx событий, была найдена доля событий с РПИ, которая оказалась равной 0,47 .

Заштрихованная диаграмма на рисунке 3в) есть распределение Δx после вычитания dE/dx событий. ($FWHM$=460 мкм).

В дальнейшем из всех экспериментальных распределений, полученных для электронов с радиатором, подобным образом вычитались dE/dx события.

На рисунке 3с) показаны интегральные спектры по Δx, т.е. эффективность регистрации события с величиной Δx больше заданной. Рисунок 3 d) демонстрирует эффективность регистрации dE/dx событий при заданной эффективности регистрации событий с РПИ.

Рассмотрим теперь метод исключения ионизационных потерь. Рисунок 4 а) демонстрирует, как эффективно уменьшается амплитуда сигнала от ионизационных потерь π -мезонов в зависимости от ширины ворот запрета y. При использовании больших величин y значительно уменьшается амплитуда не только от ионизационных потерь, но также и от квантов РПИ. Это видно из рисунка 4в), где изображен дифференциальный спектр амплитуд сигналов от событий с РПИ при различных величинах y.

На рисунке 4 с) представлены интегральные амплитудные спектры, т.е. доля событий с энерговыделением в камере больше E, при различных величинах y для π -мезонов и для событий с РПИ.

Рисунок 4d) показывает эффективность регистрации π -мезонов при заданной эффективности регистрации событий с РПИ при различных величинах y. Как видно из рисунка увеличение y свыше $\pm$ 110 мкм лишь незначительно уменьшает эффективность регистрации π -мезонов.

Наиболее эффективно разделяются события с РПИ и без РПИ,

если использовать одновременно амплитудную и пространственную информацию.

На рисунке 5 изображены двумерные распределения dE/dx событий (а) и событий с РПИ (в). По одной из осей отложена величина энерговыделения, по другой - смещение центров тяжести заряда. Этот рисунок наиболее наглядно демонстрирует отличие событий этих двух типов.

Если использовать только амплитудный отбор или только координатный, то отбракованные события будут расположены внутри заштрихованных полос, как это показано на фигуре в верхнем углу рисунка 6.

Если использовать оба этих отбора таким образом, что признаком события с РПИ является выполнение любого из этих двух условий, то в этом случае область отбракованных событий ограничена областью пересечения двух предыдущих полос (область двойной штриховки на той же фигуре). Как видно из рисунка последений способ является более оптимальным, т.к. в этом случае область отброшенных событий наиболее полно совпадает с областью dE/dx событий.

На рисунке 6 показаны эффективности регистрации dE/dx событий и событий с РПИ в случае использования только энергетического или только Δx отбора (две верхние кривые). Нижняя кривая получена для случая, когда признаком события с РПИ являлось выполнение любого из вышеназванных условий.

Приведенные выше результаты демонстрируют возможности исследуемой методики для пространственного разделения и РПИ. Применение подобной методики совместно с радиатором РПИ из литиевых фольг может быть эффективно использовано для разде-

ления тяжелых частиц (π, K, p) по массам $\gamma \gtrsim 10^3$. В этом случае, поскольку угол переходного излучения определяется не многократным рассеянием в радиаторе РПИ, как для электронов, а величиной γ ($\theta \sim 1/\gamma$) возможно создание "дифференциального" детектора РПИ, измеряющего (статистически) величину θ для регистрируемых частиц.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.I Принцип регистрации РПИ

а) схема установки. $S_1 S_2$ Sб A - сцинтилляционные счетчики, $\check{C}$ - пороговый газовый черенковский счетчик, L - ливневый спектрометр из свинцового стекла.

б) формы сигналов с дрейфовых камер при наличии квантов РПИ и в случае только ионизационных потерь. y) - ширина ворот запрета, Δx - смещение центров тяжести заряда в двух камерах.

) регистрация квантов РПИ в плоскости детектора. Те кванты, которые попали а заштрихованную полосу, теряют значительную часть своего энерговыделения. Это приводит к дополнительной неэффективности, которую можно приближенно оценить как отношение площадей области, в которую попадают рентгеновские кванты (круг радиусом $R = \frac{1}{\gamma} L$, L - расстояние между радиатором и детектором) и некоторой "мертвой зоны", площадь которой $S = 2Ry$.

) блок-схема электроники.

Рис.2 Характеристики электролюминесцентной дрейфовой камеры.

а) зависимость амплитуды от приложенного анодного напряжения для чистого ксенона и ксенона с добавкой I,5% азота. Амплитуда выражена в числе фотоэлектронов на катоде ФЭУ, приведенного к одному электрону ионизации.

в) зависимость обратной величины скорости дрейфа от приложенного дрейфового напряжения.

с) форма импульса от следа релятивистских частиц после пути дрейфа 25mm.

д) зависимость ширины импульса Δ (FWHM) от приложенного дрейфового напряжения.

Рис.3 Метод смещения центров тяжести зарядов ΔX.

а) распределение смещений ΔX для π -мезонов. Кривая - распределение Гаусса с σ = 28 мкм.

в) распределение смещений Δx для электронов с радиатором. Заштрихованная диаграмма есть распределение после вычитания событий без квантов РПИ.

с) зависимость эффективности регистрации событий с величиной ΔX больше заданной от ΔX для π -мезонов и для событий с РПИ.

д) эффективность регистрации π -мезонов при заданной эффективности регистрации событий с РПИ при использовании смещения центра тяжести в качестве критерия отбора.

Рис.4 Метод подавления ионизационных потерь.

а) дифференциальные спектры энерговыделений π -мезонов при использовании ворот запрета различной ширины.

в) тоже, что и на рис.4а, но для событий с РПИ.

с) эффективность регистрации π -мезонов и событий с РПИ с энерговыделением в камере больше E при различных величинах y.

д) эффективность регистрации π -мезонов при заданной эффективности регистрации событий с РПИ при различных величинах y. Здесь в качестве критерия ис-

пользовался амплитудный отбор.

Рис.5 Двумерные распределения $E-\Delta x$ для π -мезонов (а) и для событий с РПИ (б).

Рис.6 Эффективность регистрации π -мезонов при заданной эффективности регистрации событий с РПИ. Две верхние кривые получены при использовании только энергетического или только отбора. Нижняя кривая получена для случая, когда признаком события с РПИ явилось выполнение любого из вышеназванных условий.
На фигуре в) правом верхнем углу рисунка заштрихованные полосы обозначают области отбракованных событий в двумерном распределении $E-\Delta x$. Горизонтальная полоса возникает при использовании амплитудного отбора, вертикальная Δx - отбора.
Область двойной штриховки есть область отбракованных событий, которая возникает, когда признаком события с РПИ является выполнение любого из предыдущих условий отбора.

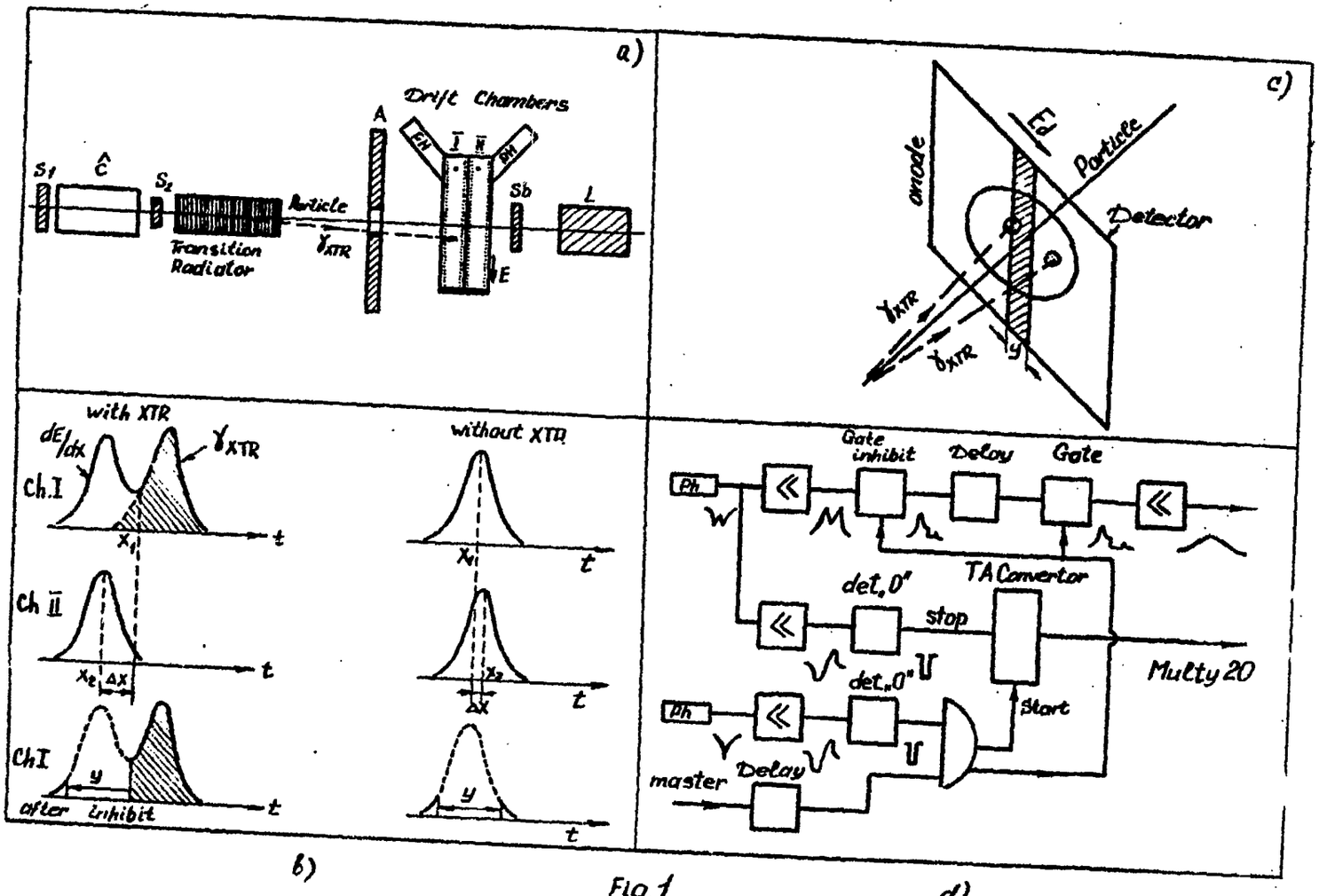

a)
Drift Chambers
A
EH
I
II
PH
S1
Ĉ
S2
Particle
Transition Radiator
γXTR
Sb
L
E
c)
anode
Ed
Particle
Detector
γXTR
γXTR
y
with XTR
dE/dx
γXTR
Ch.I
X1
t
without XTR
X1
t
Ch II
X2
ΔX
t
X2
ΔX
t
ChI
y
after inhibit
t
y
t
b)
Gate inhibit
Delay
Gate
Ph
TA Convertor
det.„0"
stop
Multy 20
det.„0"
Start
Ph
master
Delay
d)

Fig.1

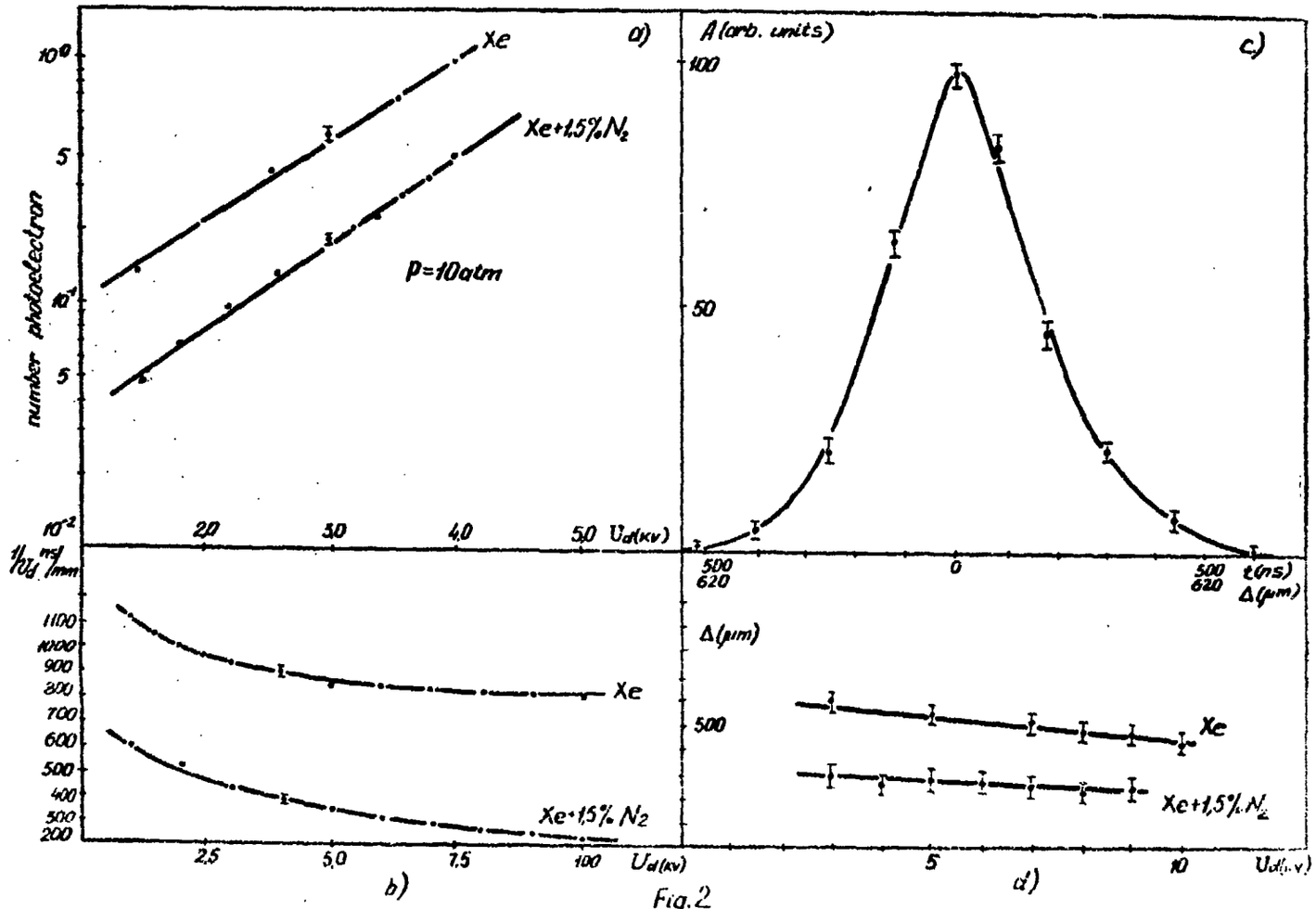

a)
Xe
Xe+1,5% N2
p=10atm
number photoelectron
Ud(kv)
b)
Xe
Xe+1,5% N2
Ud(kv)
c)
A (arb. units)
t(ns)
Δ(μm)
d)
Xe
Xe+1,5% N2
Ud(kv)

Fig. 2

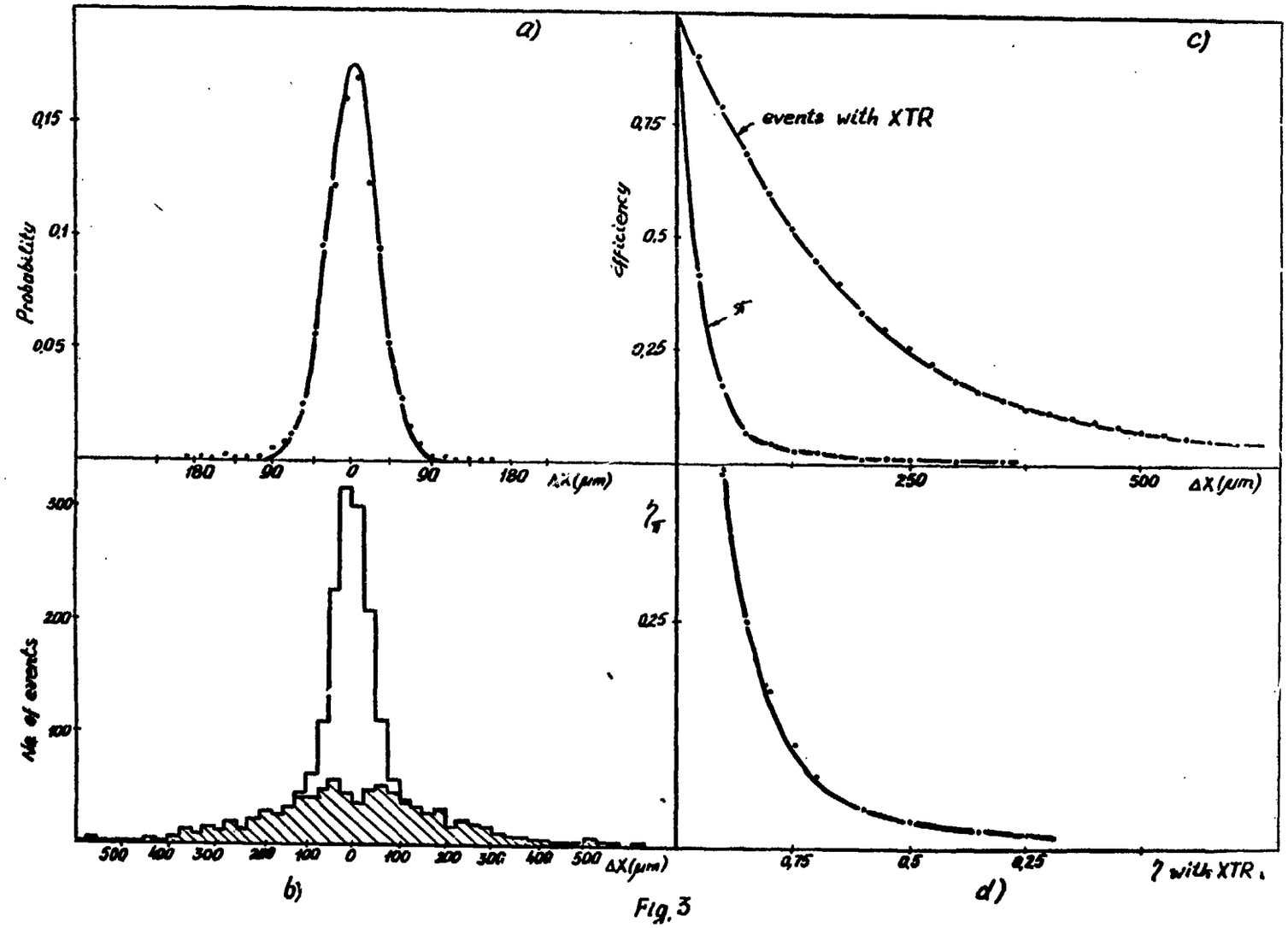

a)
Probability
0,15
0,1
0,05
180
90
0
90
180
ΔX(μm)
b)
No of events
300
200
100
500
400
300
200
100
0
100
200
300
400
500
ΔX(μm)
c)
efficiency
0,75
0,5
0,25
events with XTR
π
250
500
ΔX(μm)
d)
η with XTR
0,75
0,5
0,25

Fig. 3

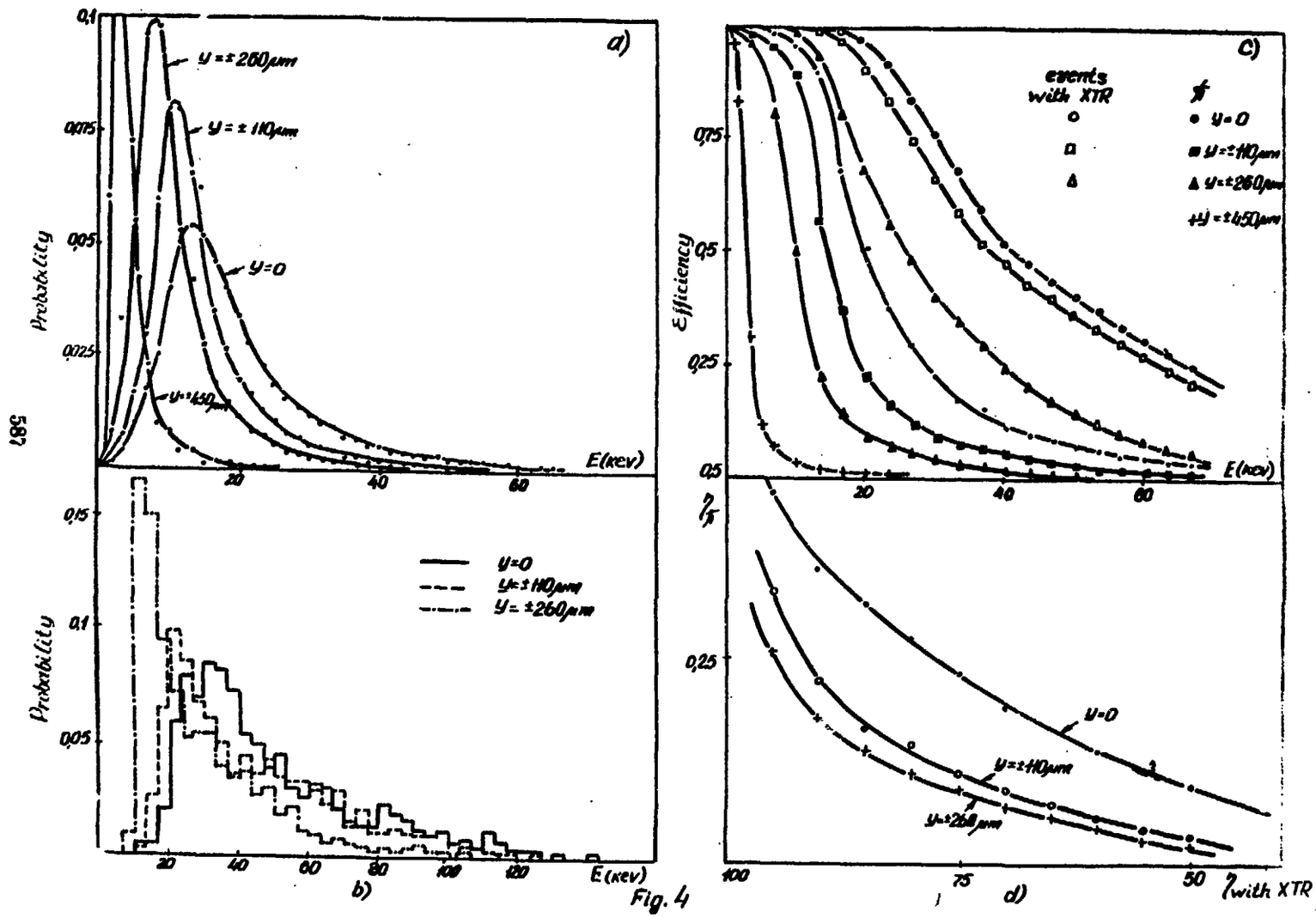

a)
y = ± 260 μm
y = ± 110 μm
y = 0
y = ± 450 μm
Probability
E (kev)
b)
y = 0
y = ± 110 μm
y = ± 260 μm
Probability
E (kev)
c)
events with XTR
y = 0
y = ± 110 μm
y = ± 260 μm
y = ± 450 μm
Efficiency
E (kev)
d)
y = 0
y = ± 110 μm
y = ± 260 μm
η with XTR

Fig. 4

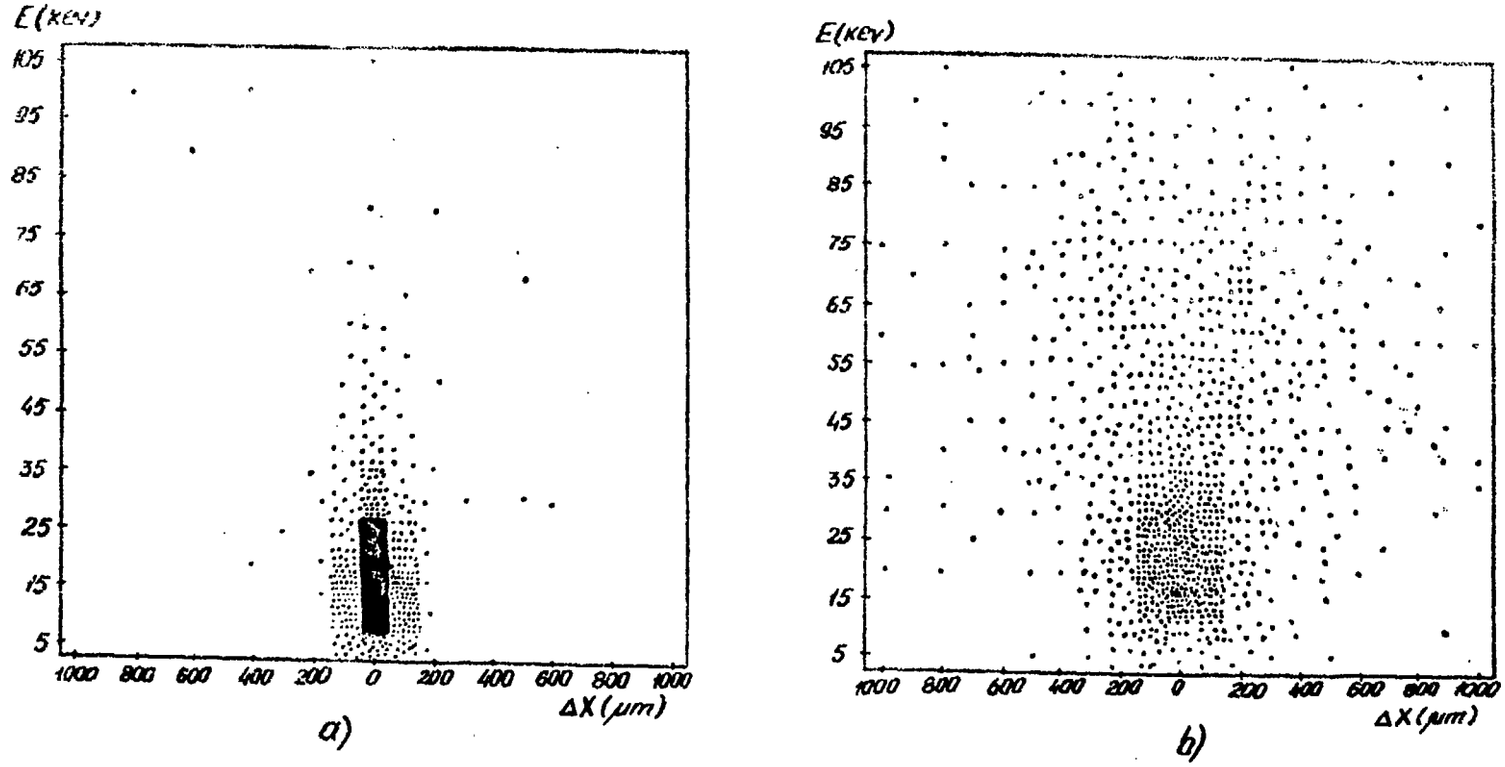

E(KeV)
105
95
85
75
65
55
45
35
25
15
5
1000 800 600 400 200 0 200 400 600 800 1000
ΔX(μm)
a)
E(KeV)
105
95
85
75
65
55
45
35
25
15
5
1000 800 600 400 200 0 200 400 600 800 1000
ΔX(μm)
b)

Fig.5

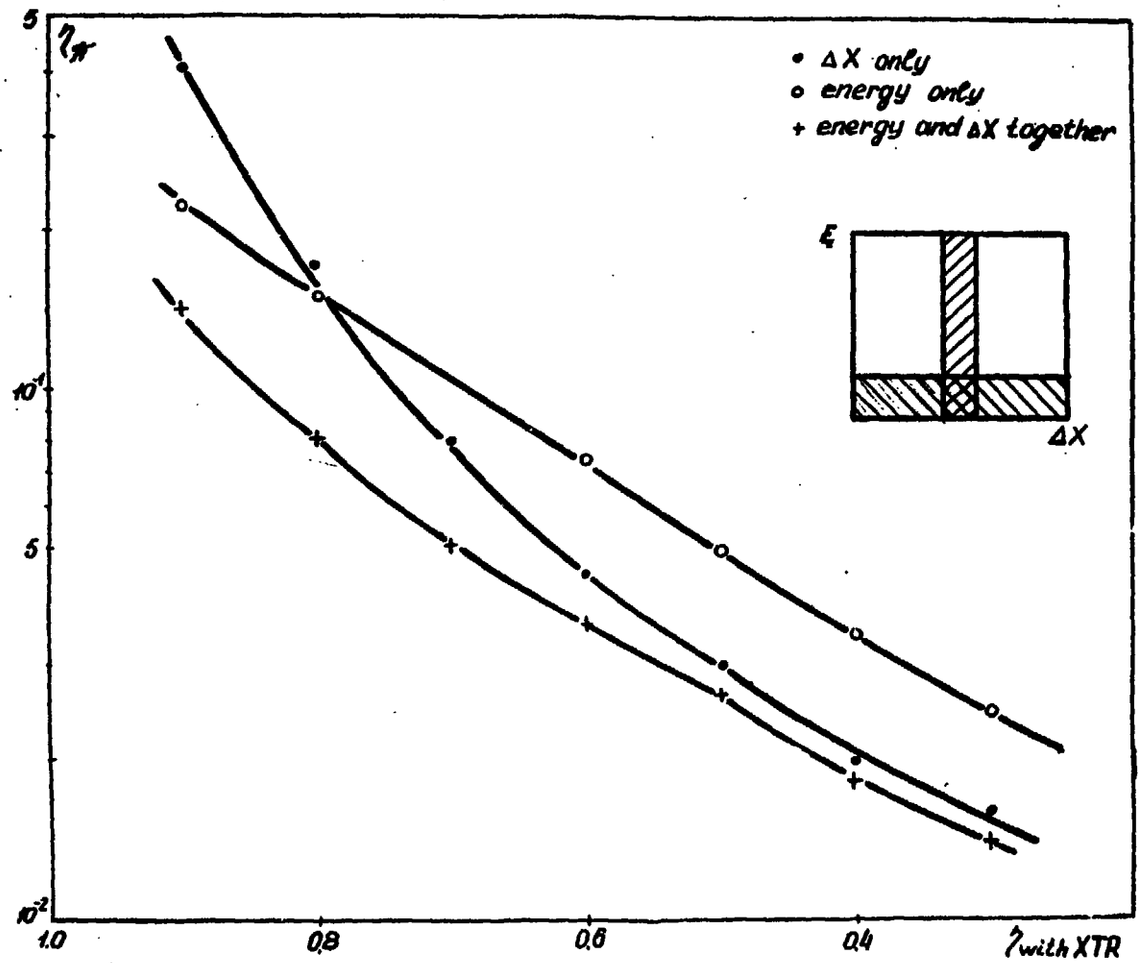

5
η_π
10^{-1}
5
10^{-2}
1.0
0.8
0.6
0.4
$\eta_{with\ XTR}$
• ΔX only
o energy only
+ energy and ΔX together
E
ΔX

Fig. 6

ЛИТЕРАТУРА

I. R.Bosshard,J.Fischer,S.Iwata et al., Nucl.Instr.& Meth. 130 (1975) 365.

2.J.Cobb, C.W.Fabian, S.Iwata et al. Nucl.Instr.and Meth.140 (1977) 413

3. J.P.Repellin,G.Sauvage,M.Bourguin et al.,Nucl.Instr.& Meth. 138 (1976) 625.

4. В.И.Баскаков,П.С.Васильев,И.Л.Гавриленко,Б.А.Долгошеин и др. Препринт ИФВЭ (в печати).

5. В.М.Гришин,Л.П.Котенко, Г.И.Мерзон,В.А.Чечин. Препринт ФИАН (в печати).

6. A.Breskin, G.Charpak, F.Sauli, Nucl.Inst.Meth. 136, 497(1976)

XTR REGISTRATION BY MEANS OF 20 mcm RESOLUTION DRIFT CHAMBER

V.I.BASKAKOV, B.A.DOLGOSHEIN, V.N.LEBEDENKO, A.S.POMANYUK, V.K.CHERNIATIN*, A.I.ALIKHANIAN, P.S.VASIL'EV, I.L.GAVRILENKO, O.M.KOSODAEVA, S.P.KONOVALOV, S.N.MAIBUROV, S.V.MURAVEV, V.P. PUSTOVETOV, V.M.FEDOROV, A.P.SHMELEVA**

*)Moscow Engineer Physics Institute
**) Lebedev Physical Institute

Abstract

The possibility to separate spatially the ionization losses of a relativistic charged particle and XTR quanta, generated by the same particle in the laminated medium in detector was investigated. A double electroluminescent drift chamber, filled with xenon at 10 atm preasure was constructed for this purpose. A detailed examination of chambers charcteristics was carried out on 3.5 GeV energy electron beam of Institute of High Energy Physics accelerator (Serpukhov). The obtained results demonstrate the possibility to separate XTR and particle ionization spatially with the help of the described method.

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СРЕДЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ ЖЕСТКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л.А.АВАКЯН, ЯН ШИ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

При достаточно больших энергиях заряда в спектре переходного излучения появляются очень жесткие кванты, для которых мнимая часть поляризуемости среды больше действительной части. Оказывается, в этом случае асимптотическая зависимость полной интенсивности переходного излучения от лоренц-фактора заряда усиливается, а именно, вместо линейной (в случае одной границы раздела среды с вакуумом) или логарифмической (в случае пластины или стопки пластин) становится квадратичной.

I. Введение

Хорошо известно, что как полная энергия, так и граничная частота спектра переходного излучения, образуемого ультрарелятивистским зарядом на границе раздела непоглощающей среды с вакуумом, линейно зависят от лоренц-фактора заряда γ [I,2]. Эта зависимость по сути дела основывается на том факте, что частотный спектр излучения "обрывается" на граничной частоте $\omega_{гр} = \omega_0 \gamma$ (ω_0 – плазменная частота среды), линейно зависящей от γ. А это обстоятельство, в свою очередь, обусловлено тем, что в формуле для частотно-углового распределения интенсивности излучения имеется характерная разность

$$\left(\gamma^{-2} + \vartheta^2\right)^{-1} - \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} + \vartheta^2\right)^{-1}, \qquad (I)$$

где ϑ - угол излучения. Когда $\omega_0^2/\omega^2 \ll \gamma^{-2}$ (или $\omega \gg \omega_{гр}$) эта разность мала и излучение становится ничтожным.

В пластине (непоглощающей), когда ее толщина a много меньше зоны формирования переходного излучения в среде

$$a \ll \frac{2c}{\omega(\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)} \qquad (2)$$

имеет место дополнительный механизм подавления переходного излучения, связанный с интерференцией между излучениями, образованными на обеих границах пластины. В области рентгеновских и более жестких частот это означает [3,4], что при достаточно больших значениях лоренц-фактора γ заряда

$$\gamma \gg \frac{a\omega_0}{c} \qquad (3)$$

частотный спектр переходного излучения практически не простирается дальше частоты

$$\omega_a = \frac{a\omega_0^2}{2c} \quad . \qquad (4)$$

Это приводит к тому, что полная интенсивность переходного излучения, образованного в пластине, в области больших значений γ (неравенство (3)) будет весьма слабо (приблизительно логарифмически) зависеть от γ.

Аналогичная ситуация имеет место и в случае стопки пластин. Правда, картина несколько усложнится тем, что имеется дополнительная интерференция между излучениями, образованными в разных пластинах стопки, если расстояние между пластинами недостаточно велико.

А поскольку интерес к переходному излучению прежде всего

обусловлен хорошей зависимостью его интенсивности от γ -фактора, то, казалось, что имеются определенные трудности для использования переходного излучения при больших значениях γ .

Однако, на самом деле положение значительно лучше, если учесть конечную поглощающую способность вещества пластины.

Дело в том, что при достаточно больших частотах мнимая часть поляризуемости среды становится сравнимой или даже большей ее действительной части [6] . Тогда вместо разности (I) появляется величина

$$\left(\gamma^{-2}+\vartheta\right)^{-1}-\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2}+\gamma^{-2}+\vartheta^2-i\frac{\mu c}{\omega}\right)^{-1}, \qquad (5)$$

где $\mu=\mu(\omega)$ - линейный коэффициент поглощения при данной частоте ω . Отсюда видно, что для того, чтобы излучение исчезало, необходимо одновременное выполнение уже двух условий

$$\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\ll\gamma^{-2} \quad и \quad \frac{\mu c}{\omega}\ll\gamma^{-2}, \qquad (6)$$

Или, другими словами, излучение мало, когда

$$\omega\gg\max\left\{\omega_{гр};\ \omega'_{гр}\right\}, \qquad (7)$$

где

$$\omega'_{гр}=\mu c\gamma^2. \qquad (8)$$

Коэффициент поглощения $\mu(\omega)$ имеет минимум, равный $\mu_{мин}$, для частот с энергией в районе нескольких Мэв для тяжелых элементов и больше для легких элементов, затем постепенно возрастает с увеличением ω и стремится к некоторому

предельному значению $\mu_{пр}$ (см., например [7,8]). Значения $\mu_{мин}$ и $\mu_{пр}$ не сильно отличаются друг от друга (для Pb они отличаются примерно в три раза, а для легких элементов еще меньше).

Из выражений для $\omega_{гр}$ и $\omega'_{гр}$ видно, что, если

$$\gamma \gg \gamma_0 = \frac{\omega_0}{\mu_{мин} c}, \qquad (9)$$

то $\omega'_{гр} \gg \omega_{гр}$ и частотный спектр переходного излучения "обрывается" уже на новой граничной частоте $\omega'_{гр}$, которая квадратично зависит от γ. Отсюда следует, что для заряженных частиц с γ-фактором, удовлетворяющим условию (9), спектр переходного излучения обогащается новыми частотами в жесткой области, что приводит к квадратичной зависимости полной интенсивности излучения от γ [9]. Численные оценки дают для γ_0 значения порядка 4.10^7 для легких веществ типа углерода и 6.10^6 для свинца.

2. Одна граница

Прежде всего заметим, что в случае жесткого переходного излучения (ЖПИ) с учетом влияния поглощающей способности вещества необходимо несколько уточнить вопрос об эффективных углах испускания. Под эффективными углами мы понимаем те углы, которые вносят существенный вклад в интегральную (по ϑ) интенсивность излучения. В случае непоглощающей среды [10] эффективные углы испускания ϑ переходного излучения (для одной границы раздела вещества с вакуумом) составляют величину порядка от γ^{-1} до $(\omega_0^2/\omega^2 + \gamma^{-2})^{1/2}$. Нетрудно убедиться, что аналогичные рассуждения при учете поглощающей способ-

ности вещества приводят к тому, что эффективные углы излучения теперь заключаются в пределах

$$\vartheta_{мин} \leqslant \vartheta \leqslant \vartheta_{мак} , \qquad (10)$$

где

$$\vartheta_{мин} \lesssim \gamma^{-1} , \quad \vartheta_{мак} \gtrsim |g|^{1/2} ,$$
$$g = g' + i g'' , \quad g' = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} , \quad g'' = - \frac{\mu c}{\omega} . \qquad (11)$$

Очевидно, что это уточнение существенно при $\gamma \gg \gamma_0$ и $\omega_0 \gamma \ll \omega \ll \mu c \gamma^2$, т.е. в той области значений γ и ω , в которой проявляется существенное влияние поглощающей способности вещества при образовании ЖПИ, отмеченное в предыдущем разделе.

Рассмотрим теперь случай, когда ультрарелятивистская заряженная частица вылетает из поглощающей среды в вакуум. Общую формулу для частотно-углового распределения [1] интенсивности переходного излучения, образуемого на границе раздела среды с вакуумом, в области жестких частот ($\omega \gg \omega_0$) нетрудно проинтегрировать по углу излучения. В результате получим следующую формулу для частотного спектра (к аналогичной формуле нетрудно прийти также из результатов работ [5,6]) :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left\{ \frac{|g|^2 - \gamma^{-4}}{|g - \gamma^{-2}|^2} \ln|g\gamma^2| + \left(\frac{g'' \gamma^{-2}}{|g - \gamma^{-2}|^2} - \frac{g'}{g''} \right) \operatorname{arctg} \frac{g''}{g' - 1} \right\} . \qquad (12)$$

Когда неравенство (7) не выполняется, величина, стоящая внутри фигурных скобок формулы (12), вообще говоря, порядка единицы и медленно убывает с увеличением ω . Когда же выполняется

неравенство (7), то указанная величина становится много меньше единицы и достаточно быстро убывает с ростом ω (см.рис. Iа). Действительно, в этой области частот формулу (I2) можно разложить по степеням $\omega_{гр}/\omega$ и $\omega'_{гр}/\omega$ и в результате получим

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{6\pi c}\left\{\left(\frac{\omega_{гр}}{\omega}\right)^4 + \left(\frac{\omega'_{гр}}{\omega}\right)^2\right\} \ll \frac{e^2}{\pi c} \,. \qquad (I3)$$

Это означает, что полная энергия переходного излучения при $\gamma \ll \gamma_0$ примерно равна [I] $e^2\omega_0\gamma/3c$,а при $\gamma \gg \gamma_0$ она порядка $e^2\mu\gamma^2/\pi$ (см.рис.Iб)[9].

3. Пластина

Общая формула для частотно-углового распределения переходного излучения, испускаемого из пластины толщиной a , находящейся в вакууме, имеет вид (см.,например, [3,4])

$$\frac{d^2W_{пл}}{d\omega d\vartheta} = \frac{2e^2}{\pi c}v^3\left|\frac{1}{g+\vartheta^2} - \frac{1}{\gamma^2+\vartheta^2}\right|^2\left[(1-Q^{1/2})^2 + 4Q^{1/2}\sin^2\frac{\omega a}{4v}(g+\vartheta^2)\right], \qquad (I4)$$

где $Q = \exp(-\mu a)$, v - скорость частицы.

Отсюда видно, что когда

$$Q \ll 1 \quad \text{или} \quad \mu a \gtrsim 1. \qquad (I5)$$

Формула (I4) переходит, естественно, в формулу для одной границы. Тогда сказанное в предыдущем разделе насчет эффективных углов испускания, а также все результаты для одной границы полностью относятся к данному случаю.

Когда же

$$1-Q \ll 1 \quad \text{или} \quad \mu a \ll 1, \qquad (I6)$$

излучения, образованные на обеих границах пластины, интерферируют между собой в полной мере. Тогда важное значение имеет не только разность зон формирования переходного излучения в веществе и в вакууме

$$z_{вещ} = \frac{2c}{\omega|g|} \qquad \text{и} \qquad z_{вак} = \frac{2c}{\omega}\gamma^2, \qquad (17)$$

как в случае одной границы, но и отношение $a/z_{вещ}$.

Из (14) хорошо видно, что при выполнении (16) и когда отношение $a/z_{вещ}$ мало, интенсивность излучения, испускаемого под углами вплоть до $\vartheta \sim (g')^{1/2}$, будет сильно подавлено.

Для того, чтобы ясно представить себе полную картину частотного спектра и полной интенсивности ЖПИ, образованного в пластине, в зависимости от γ - фактора заряда, детально проанализируем формулу для частотного спектра, полученную (см.[11]) после интегрирования (14) по углу

$$\frac{dW_{пл}}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c}\mathrm{Re}\left\{\frac{1+Q}{2}\left(\ln|g\gamma^2| - \frac{g}{g^*-g}\ln\frac{g^*}{g} - 1\right) - \right.$$
$$-QEi(iX_g) - \frac{g}{g^*-g}\left[QEi(iX_g) - Ei(iX_{g^*})\right] +$$
$$+\exp[i(X_{g^*} - X_\gamma)]\left[(1-iX_\gamma)Ei(iX_\gamma) + \exp(iX_\gamma)\right] + \qquad (18)$$
$$+\frac{Q}{g\gamma^2-1}\left[\exp(i(X_g - X_\gamma))Ei(iX_\gamma) + \ln g\gamma^2 - Ei(iX_g)\right] +$$
$$\left. +\frac{1}{g^*\gamma^2-1}\left[\exp(i(X_{g^*} - X_\gamma))Ei(iX_\gamma) + \ln g^*\gamma^2 - Ei(iX_{g^*})\right]\right\},$$

где $\chi_g = \frac{\omega a}{2v} g$, $\chi_\gamma = \frac{\omega a}{2v} \gamma^{-2}$, $Ei(z)$ - интегральная показательная функция от комплексного аргумента z (см.,например, [12]).

Когда выполняется условие (15), формула (18), как и следовало ожидать, переходит в частотный спектр (12) для одной границы.

Пусть теперь выполняется условие (16), по крайней мере, начиная с некоторой частоты. При этом необходимо различать следующие два случая

А) $\gamma \lesssim \frac{a\omega_0}{c}$, т.е. зона формирования $z_{вещ.}$ при всех частотах порядка или меньше толщины пластины a . Тогда частотный спектр имеет, вообще говоря, максимумы и минимумы и простирается до частот порядка $\omega_{гр} = \omega_0 \gamma$, пока $z_{вак} \gg z_{вещ.}$

Б) $\gamma \gg \frac{a\omega_0}{c}$, т.е. в разных частотных областях отношение $a/z_{вещ.}$ существенно разное.

В области не очень жестких частот

$$\omega << \omega_a , \qquad (19)$$

где ω_a определяется (4), имеем $a/z_{вещ.} \gg 1$. При этом $z_{вак} \gg z_{вещ.}$. Частотный спектр имеет характерные интерференционные максимумы и минимумы.

В области более жестких частот

$$\omega_a << \omega << \frac{2c}{a} \gamma^2 \qquad (20)$$

имеем $a/z_{вещ.} << 1$. Разложим (18) в ряд по степеням μa и $a/z_{вещ.}$. Получим также, как и в [11]

$$\frac{dW_{пл}}{d\omega} = \frac{e^2}{8\pi c} a^2 \left(\frac{\omega_0^4}{\omega^2 c^2} + \mu^2\right)(1 - 2C - 2\ln|X_\gamma|), \qquad (21)$$

где $C = 0{,}5772$ – постоянная Эйлера.

Из последней формулы видно, что если бы вещество пластины не обладало бы поглощающей способностью, т.е. $\mu = 0$, то частотный спектр спадал бы весьма быстро, как ω^{-2} во всей области частот (20).

Однако, в случае конечного коэффициента поглощения падение частотного спектра имеет место только до частот порядка $\omega_0 \gamma_0 = \omega_0^2/\mu_{мин} c$, после чего спектральная интенсивность приближенно равна $e^2 a^2 \mu^2 / 8\pi c$. Если в этой области частот коэффициент поглощения μ слабо зависит от частоты (что имеет место для всех веществ свыше нескольких сотен кэв), то в частотном спектре появляется своеобразное "плато", которое простирается приблизительно от $\omega_0 \gamma_0$ до $2c\gamma^2/a$. Высота этого "плато" пропорциональна $(\mu a)^2$ и слабо (логарифмически) зависит от γ.

Наконец, в области крайне жестких частот

$$\omega \gg \frac{2c}{a}\gamma^2 \qquad (22)$$

имеем снова $a/z_{веш.} \gg 1$, но при этом $z_{вак} \approx z_{веш}$. Тогда после разложения формулы (18) по степеням малых величин $(z_{вак} - z_{веш})/z_{веш.} = \frac{\omega_{гр}^2}{\omega^2}$ и $\mu z_{вак}/2 = \omega'_{гр}/\omega$ (где $\omega'_{гр} = \mu c \gamma^2$), получим

$$\frac{dW_{пл}}{d\omega} = \frac{e^2}{3\pi c}\left[\left(\frac{\omega_{гр}}{\omega}\right)^4 + \left(\frac{\omega'_{гр}}{\omega}\right)^2\right]\left\{1 - \cos X_\gamma + \right. \qquad (23)$$

$$+X_\gamma\left[2\sin X_\gamma - X_\gamma\left(\cos X_\gamma + 3ci X_\gamma + X_\gamma Si X_\gamma\right)\right]\Big\},$$

где $Ci(x)$, $Si(x)$ – интегральные косинус и синус (см. например, [12]).

При выполнении условия (22), т.е. $X_\gamma \gg 1$ величина, стоящая внутри фигурных скобок в формуле (23), сильно осциллирует и практически равна единице после усреднения по небольшому интервалу частот. Это означает, что частотный спектр в области частот (22) снова быстро падает.

Кстати заметим, что при $X_\gamma \ll 1$ формула (23) переходит в (21), что вполне естественно.

Рассмотренные выше разные области значений ω и γ схематически показаны на рис.2. Область (A) соответствует случаю, когда $a/z_{вещ} \gg 1$ и $z_{вещ} \ll z_{вак}$; в ней частотный спектр переходного излучения имеет осцилляционную зависимость от ω.

Область (B) соответствует неравенствам $a \ll z_{вещ} \ll z_{вак}$ и $\omega_0^2/\omega^2 \gg \mu c/\omega$; в ней спектр спадает как ω^{-2} (согласно (21)). Область (C) отличается от (B) тем, что $\omega_0^2/\omega^2 \ll \mu c/\omega$; в ней имеем своеобразное "плато". Наконец, область (D) характеризуется неравенством $|z_{вак} - z_{вещ}| \ll z_{вак}$ и в ней снова спектр быстро спадает согласно (23), где фигурная скобка практически равна единице. Что касается области (E), то она соответствует таким большим частотам ω, что энергия фотона больше энергии самого заряда. Как будет отмечено в конце настоящей статьи, в этой области излучение вообще невозможно.

Для иллюстрации сказанного на рис.3 приведены частотные

спектры ЖПИ, образованного в пластинах свинца толщиной 10 мк и 10^3 мк, в зависимости от γ - фактора. Хорошо видно разное поведение спектра в вышеотмеченных случаях А и Б, а также в разных частотных областях (19),(20) и (22) случая Б, т.е. в областях Ⓐ -Ⓓ рис.2.

Рассмотрим теперь зависимость полной интенсивности ЖПИ от γ - фактора. Ясно, что при $\mu a \gtrsim 1$ или $\mu a \ll 1$, но пока

$$\gamma \lesssim \frac{a\omega_0}{c} \qquad (24)$$

(случай А), полная интенсивность $W_{пл}$ растет приблизительно линейно с ростом γ, как и в случае одной границы.

При дальнейшем возрастании γ -фактора в частотном спектре, как было показано выше, появляется "плато". Вклад "плато" в $W_{пл}$ можно оценить как

$$W_1 \sim \frac{e^2}{8\pi c} \cdot \frac{2c\gamma^2}{a} \cdot (\mu a)^2 . \qquad (25)$$

А полную интенсивность в частотной области (19) можно оценить как

$$W_2 \sim \frac{e^2}{\pi c} \cdot \frac{a\omega_0^2}{2c} . \qquad (26)$$

Пока $W_1 \ll W_2$, зависимость полной интенсивности $W_{пл}$ от γ будет весьма слабой. Это имеет место в интервале значений

$$\frac{a\omega_0}{c} \ll \gamma \ll \gamma_0 . \qquad (27)$$

При еще больших значениях γ - фактора

$$\gamma \gg \gamma_0 . \qquad (28)$$

вклад "плато" W_1 становится главным и зависимость $W_{пл}$ от γ будет квадратичной, приблизительно согласно формуле (25).

На рис.4 приведены кривые зависимости $W_{пл}$ от γ, полученные в результате численного интегрирования формулы (I8) по частоте ω для разных толщин пластины a. Хорошо видно разное поведение кривых в разных областях значений γ (24),(27) и (28). Штриховые кривые соответствуют непоглощающим пластинам. Видно, что у них отсутствует квадратичная зависимость при больших γ.

4. Стопка пластин

Частотно-угловое распределение переходного излучения, образованного в стопке, состоящей из N пластин толщиной a, регулярно расположенных в вакууме на расстояниях b друг от друга, определяется формулой

$$\frac{d^2 W_{ст}}{d\omega d\vartheta} = \frac{d^2 W_{пл}}{d\omega d\vartheta} F , \qquad (29)$$

где $$F = \frac{(1-Q^{N/2})^2 + 4Q^{N/2}\sin^2 NX}{(1-Q^{1/2})^2 + 4Q^{1/2}\sin^2 X}$$

$$X = \frac{\omega}{4v}\left[a\left(\bar{g}' + \vartheta^2\right) + b\left(\gamma^{-2} + \vartheta^2\right)\right], \qquad (30)$$

а величина $d^2 W_{пл}/d\omega d\vartheta$ определяется формулой (I4)

Когда выполняется неравенство (I5), функция F порядка единицы и формула (29) переходит в (I4), которая в этом случае,

как было сказано в предыдущем разделе, переходит в формулу для одной границы.

Рассмотрим теперь случай, когда выполняются неравенства (I6).

Кроме того, пусть $N \gg 1$. Другими словами, пусть величина

$$N_{эфф} = \frac{1 - Q^N}{1 - Q} \qquad (31)$$

много больше единицы. Тогда функция F имеет резкие максимумы в точках, где

$$X = n\pi. \qquad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots), \qquad (32)$$

Значение F в этих точках близко к $N^2_{эфф}$, и ширина максимума порядка $\pi N^{-1}_{эфф}$.

Можно убедиться, что при выполнении условий

$$a, b \ll \frac{2c}{\omega |g|} \qquad (33)$$

стопка экв[illegible]лентна одной пластине (см. [3]) с толщиной $N(a + b)$ и средней поляризуемостью, т.е.

$$\bar{\omega}_0^2 = \frac{a}{a+b}\,\omega_0^2 , \qquad \bar{\mu} = \frac{a}{a+b}\,\mu . \qquad (34)$$

При $\omega \ll \omega_0 \gamma_0$, когда $|g| \approx g'$, условие (33) означает

$$a, b \ll \lambda_{веш}. \qquad (35)$$

А при $\omega \gg \omega_0 \gamma_0$ и $\gamma \gg \gamma_0$, когда $|g| \approx \mu c/\omega$, оно означает

$$a, b \ll \mu^{-1} \qquad (36)$$

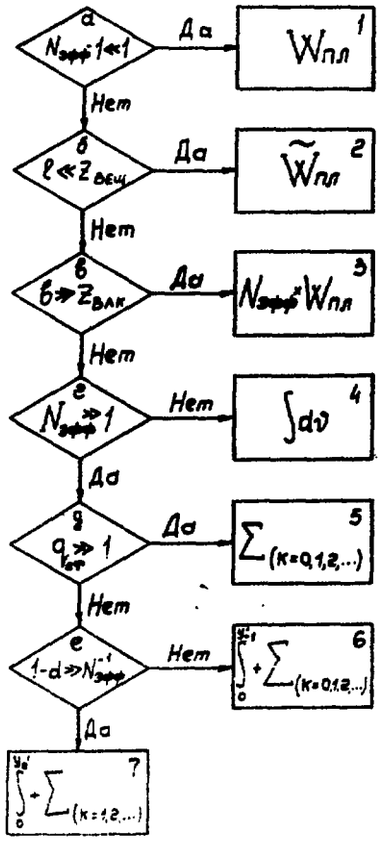
В другом предельном случае, когда

$$b \gg \frac{4c}{\omega(\vartheta_{мин}^2 + \gamma^{-2})} \approx Z_{бак}, \qquad (37)$$

функция F является быстро изменяющейся по сравнению с ее сомножителем в (29). Если усреднить формулу (29) по небольшому интервалу частот, то функцию F можно приближенно заменить на $N_{эфф}$ В результате мы получим, что спектр излучения такой стопки совпадает со спектром излучения каждой пластины, входящей в стопку, умноженным на эффективное число пластин в стопке [3].

При промежуточных значениях b имеется, вообще говоря, достаточно сложная интерференционная картина. При этом интерференция может в одной области частот усилить частотный спектр, а в другой области - подавить.

Для расчета частотного спектра рентгеновского (или более жесткого) переходного излучения, образованного в стопке пластин, можно использовать следующую блок-схему:



В этой схеме ромбом обозначается проверка условия, написанного внутри него. При этом

$$q_{ст} = \frac{\omega l N_{эфф}}{4\pi c \gamma^2}, \qquad l = a + b,$$

$$d = entier(A) + 1 - A,$$

$$A = \frac{\omega l}{4\pi v}\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{a}{l} + \gamma^{-2}\right),$$

$entier(A)$ означает наибольшее целое, не превышающее зна-

чения A .

Возможные последствия результата проверки обозначаются стрелками со словами "ДА" или НЕТ". Прямоугольники обозначают вычисления по формулам, символически изображенным внутри них.

Внутри прямоугольников I и 3 символ $W_{пл}$ означает вычисление по формуле (I8), а знак тильда в прямоугольнике 2 означает, что в формуле (I8) следует сделать замену $\alpha \longrightarrow N(\alpha+\beta)$, $\omega_0^2 \longrightarrow \bar{\omega}_0^2$, $\mu \longrightarrow \bar{\mu}$, где $\bar{\omega}_0^2$ и $\bar{\mu}$ определяются (34).

Символы интегралов внутри прямоугольников 4,6,7 означают численное интегрирование по формуле (29), причем в 6 и 7 надо произвести замену $\vartheta^2 = y$. Кроме того,

$$y_0' = \frac{4\pi v}{\omega \ell}\left(\alpha + \frac{1}{2}\right),$$

$$y_{-1}' = \frac{4\pi v}{\omega \ell}\left(\alpha - \frac{1}{2}\right).$$

Знак суммы означает суммирование ряда

$$\sum \frac{4N_{эфф} v\,(\omega_0^4/\omega^4 + \mu^2 c^2/\omega^2)}{137\,\ell\,\omega^2} \cdot \frac{y_k\left[(1-Q^{1/2})^2 + 4Q^{1/2}\sin^2\left[\frac{\omega a}{4v}(y_k + \gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)\right]\right]}{(y_k+\gamma^{-2})^2\left[(y_k+\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2)^2 + \mu^2 c^2/\omega^2\right]}$$

где $y_k = \frac{4\pi v}{\omega \ell}(k + \alpha)$, k – целое число.

Суммирование ряда производится по значениям k , указанным у знаков сумм внутри соответствующих прямоугольников.

Приведенная выше схема является улучшенным вариантом аналогичной схемы, приведенной в работе [I3] . Улучшение заключается прежде всего в том, что добавлены ромбы α , δ, β . Кроме

того, прямоугольник 5 в блок-схеме работы [13] дает заметные погрешности при $q_{ст} \ll 1$, поэтому в настоящей работе мы заменили его прямоугольником 7. После этого отпала необходимость в проверке условия $d \gg N_{эфф}^{-1}$.

Для иллюстрации на рис.5 приведены частотные спектры ЖПИ в стопке из N свинцовых пластин при разных значениях γ. Эти спектры по своему виду похожи на соответствующие спектры для одной пластины. Различие заключается только в том, что в спектрах для стопки появляются дополнительные экстремумы, обусловленные интерференцией между пластинами при $\beta \leq \beta_{ak}$. Например, для $\gamma = 10^7$ интерференция приводит к экстремумам при $\omega \sim 2$ Мэв и $\sim 10^5$ Мэв.

На рис.6 приведены кривые зависимости полной интенсивности излучения, образованного в стопке, от γ-фактора. Хорошо видна квадратичная зависимость при $\gamma \gg \gamma_0$.

В заключение необходимо сделать следующие замечания.

I. Влияние поглощающей способности среды на свойства переходного излучения имеет место при больших значениях γ-фактора заряда. Однако известно, что при значениях γ-фактора больших некоторого критического $\gamma_{кр}$, начинает сказываться также влияние многократного рассеяния (см., например, [14,15]). Поэтому представляет интерес выяснить, какой из этих эффектов наступит раньше. Численные оценки показывают, что если быстрой частицей является электрон, то влияние многократного рассеяния наступит значительно раньше; если же быстрой частицей является мюон или более тяжелая частица, то здесь, наоборот, влияние поглощения наступает раньше.

2. Приведенные в настоящей работе справедливы до тех пор, пока $\hbar\omega \ll E$ (где $E = m_0 c^2 \gamma$ - энергия пролетающей заряженной частицы). Ясно, что заряд не может образовать излучения с частотой, превышающей величину $E/\hbar$, которая является как бы "абсолютной" верхней границей спектра ЖПИ. Поэтому когда γ - фактор заряда настолько велик, что частота ЖПИ приближается к этой границе, квадратичная зависимость полной интенсивности ЖПИ от $_0$ должна перестать иметь место и заменяться линейной.

3. В рассмотренной выше теории не учитывалось образование каскадных ливней (см., например, [16]). Поэтому полученные результаты верны только в тех случаях, когда прохождение частицы через рассматриваемую пластину или стопку пластин не сопровождается появлением электронно-фотонных ливней. Это означает, например, что толщина пластины или суммарная толщина пластин в стопке должны быть меньше радиационной единицы длины или, при сравнении теории с экспериментом, должны быть исключены случаи с образованием ливней.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Г.М.Гарибяну за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

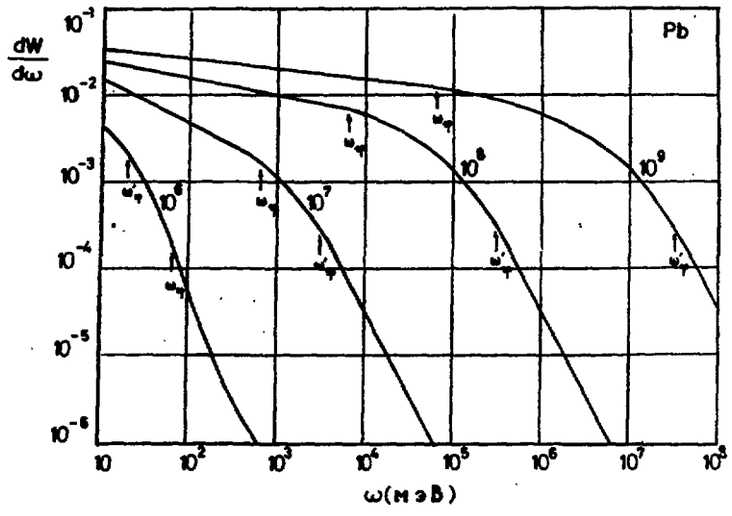


Рис.1а Частотный спектр переходного излучения, образуемого на границе свинец-вакуум для различных значений γ -фактора заряда (цифры на кривых). Стрелками на кривых указаны соответствующие значения граничных частот

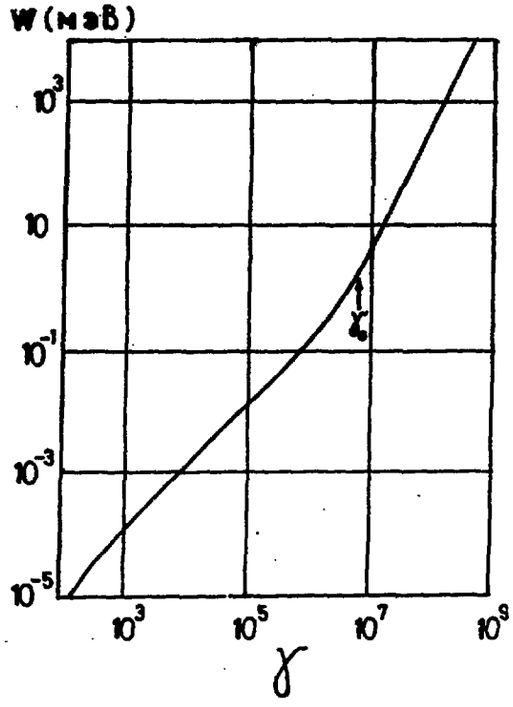


Рис.1б Зависимость полной интенсивности переходного излучения, образуемого на границе свинец-вакуум, начиная с I кэв, от γ -фактора заряда.

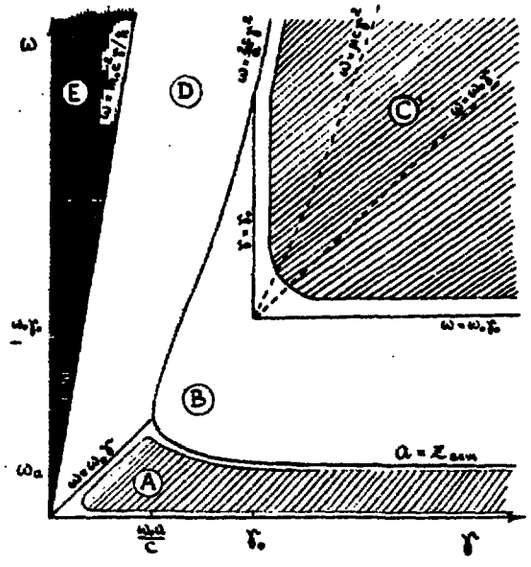


Рис.2 Области значений ω и γ, где частотный спектр переходного излучения имеет разное поведение: Ⓐ "осцилляции", Ⓑ " спадание ", Ⓒ "плато", Ⓓ "спадание". В области Ⓔ излучение невозможно.

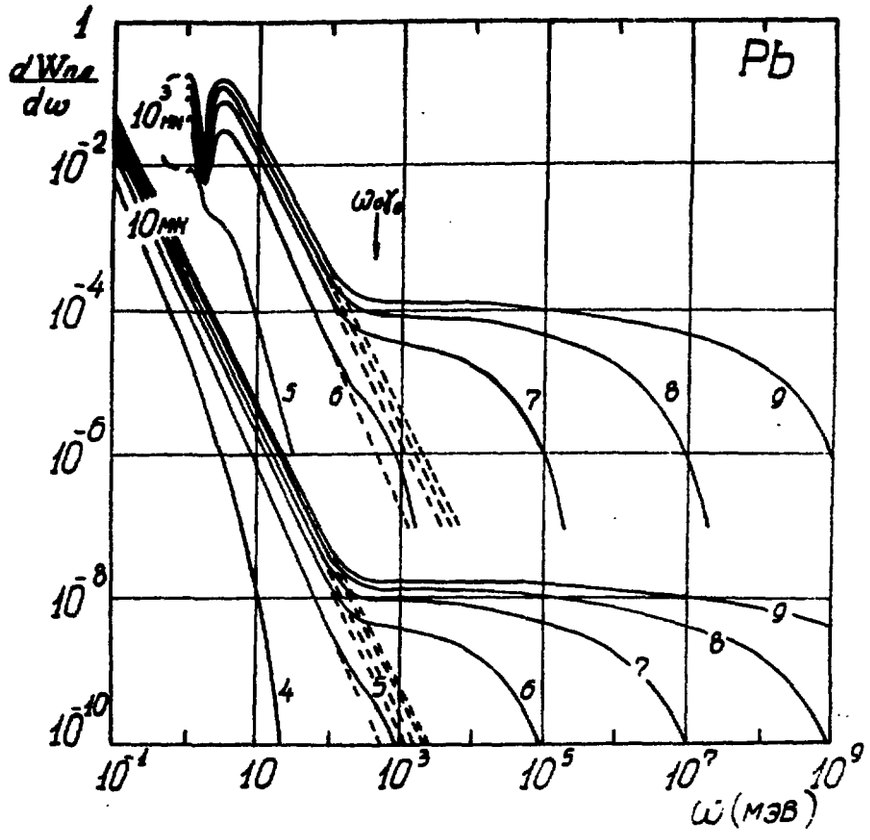


Рис.3 Частотные спектры переходного излучения, образованного в свинцовой пластине толщиной I0 и $I0^3$ мк. Штриховые кривые соответствуют случаю, когда поглощающая способность вещества равна нулю. Цифры у кривых означают $\ell g \gamma$.

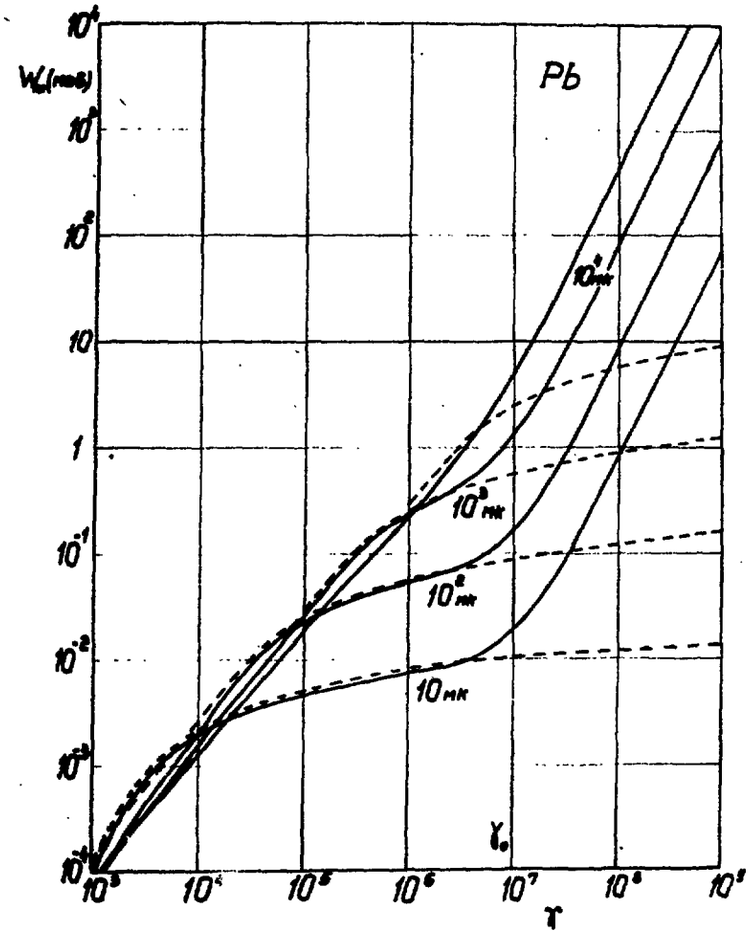


Рис.4 Зависимость полной энергии переходного излучения, полученная путем интегрирования частотного спектра (рис.3) по ω , начиная от 10^{-2} Мэв, от значения лоренц-фактора заряда γ .

Штриховые кривые соответствуют случаю, когда поглощающая способность вещества равна нулю. Цифры у кривых означают толщину пластины a .

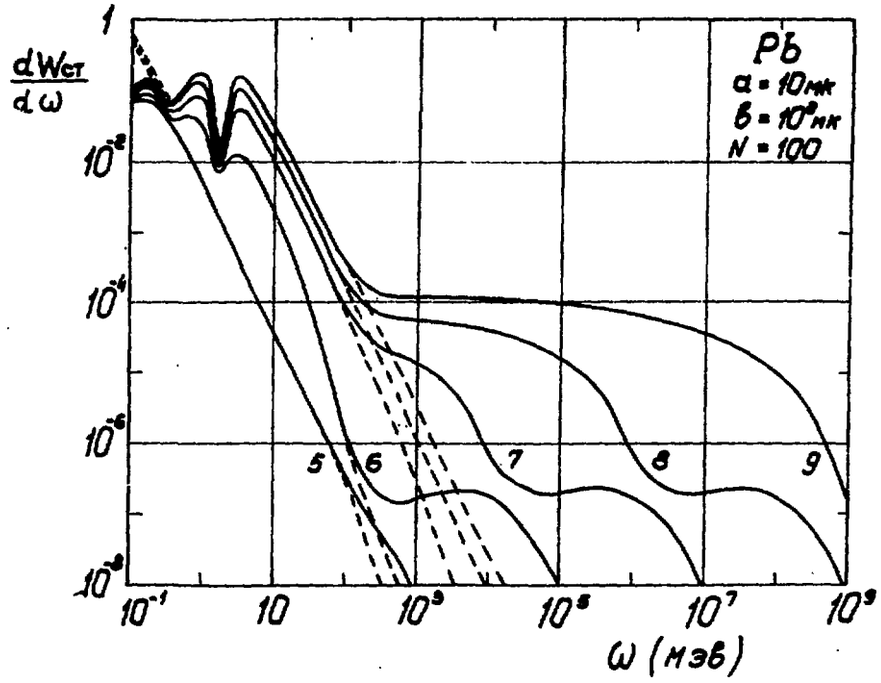


Рис.5 То же, что на рис.3 , только для стопки свинцовых пластин.

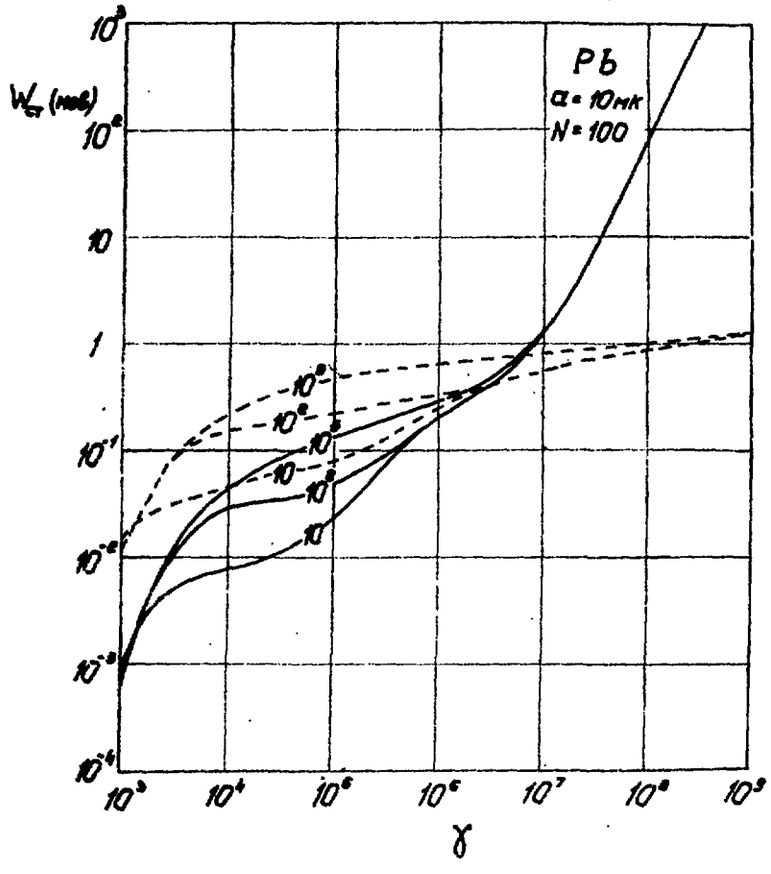


Рис.6 То же, что на рис.4, только для стопки. Цифры у кривых означают расстояние b между пластинами.

ЛИТЕРАТУРА

I. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527, I959

2. К.А.Барсуков. ЖЭТФ, 37, II06, I959

3. Г.М.Гарибян, Invited Talk, International Conference on Instrumentation for High En.Phys.Fras. 1973,p.329; Научное сообщение Ереванского физического института, ЕФИ-27(73)

4. X.Artru, G.B.Yodh, G.Mennessier, Phys.Rev. D12, I289,I975

5. А.А.Варфоломеев, Н.К.Леваго, ЖЭТФ, 67, 890,I974

6. В.Г.Барышевский, Нго Дань Ньан, ЯФ, 20, I2I9, I974

7. В.Гайтлер, Квантовая теория излучения, М.,I956

8. Ш.Дейвиссон, В кн. "Альфа, бета и гамма-спектроскопия", М., т.I,I969

9. Г.М.Гарибян, Ян Ши, Письма в ЖЭТФ, 24, 269, I976

I0. Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 9, 522,I974

II. В.А.Джрбашян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, I0, 427,I975

I2. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., Изд-во "Наука", I97I.
Н.Н.Лебедев, Специальные функции и их применение, М.,-Л., I963

I3. Г.М.Гарибян, Л.А.Геворгян, Ян Ши. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 9, 284,I974 Nucl.Instr.& Meth. ,I25, I33,I975

I4. М.И.Рязанов, УФН, II4, 393.I974

I5. Г.М.Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ, 70, I627, I976

I6. И.П.Иваненко. Электромагнитные каскадные процессы. Изд. Моск.университета, I972.

INFLUENCE OF THE MEDIUM ABSORBING ABILITY ON THE HARD TRANSITION RADIATION PRODUCTION

L.A.AVAKIAN, C.YANG

Yerevan Physics Institute

Abstract

At sufficiently high energy of charged particles in the transition radiation spectrum very hard quanta appear for which the imaginary part of the medium polarisability is greater than the real part. It is shown that in this case the asymptotic dependence of the transition radiation total intensity on the particle Lorentz factor becomes stronger, namely, instead of linear (in the case of single interface between the medium and vacuum) or logarithmic (in the case of a plate or a stack of plates) dependences a quadratic one is obtained.

РПИ-ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ И РЕЖЕКЦИИ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ $\gamma = 10^3 \div 10^4$

А.И.АЛИХАНЯН, В.П.ПУСТОВЕТОВ, Ю.А.ТРУБКИН,
В.М.ФЕДОРОВ, Н.П.ЯШТОВ

ФИАН СССР

Предлагается метод определения лоренц-фактора и сепарации релятивистских заряженных частиц в области $\gamma = 10^3 \div 10^4$, основанный на регистрации квантов рентгеновского переходного излучения в дрейфовой электролюминесцентной камере с ксеноновым наполнением. Обсуждается выбор оптимальной конфигурации модуля (радиатор, рабочий зазор камеры, отношение сигнал/шум и др.), приведены расчеты ожидаемого энергетического разрешения и коэффициентов режекции.

Нами отмечалось ранее [1], что в области $\gamma = 10^3 \div 10^4$ использование рентгеновского переходного излучения (РПИ) может оказаться практически единственным методом определения лоренц-фактора частицы ($\gamma = E / mc^2$). При таких энергиях использование традиционных методов, таких как черенковское излучение, измерение удельной ионизации и т.п., становится либо очень громоздким и дорогостоящим, либо вообще неосуществимым.

В настоящее время уже сложились определенные способы детектирования РПИ, основанные главным образом на измерении полного энерговыделения в детекторе, т.е. определении суммы ионизации от самой первичной частицы и ионизации от квантов РПИ, провзаимодействовавших в детекторе. Однако, при подобном способе представляется затруднительным получить отношение сигнал-

шум (т.е. отношение энерговыделения от РПИ к ионизации от первичной частицы) больше, чем 2. Значительно лучшее отношение можно получить, если использовать иной способ детектирования РПИ, а именно, регистрировать число квантов РПИ, отрезая пороговым устройством большую часть ионизационных потерь первичной частицы. Предлагаемый метод счета квантов, кроме того, является более предпочтительным, по сравнению с методом регистрации полного энерговыделения, вследствие несколько меньших флуктуаций.

В настоящей статье описывается проект установки, основанный на регистрации числа квантов РПИ, которая может быть использована как для определения γ отдельной частицы, так и для сепарации известных частиц в потоке при энергиях, достигнутых, например, в Батавии и выше.

Отдельный модуль предлагаемой установки составляется из радиатора - блока регулярной слоистой среды и детектора РПИ - электролюминесцентной дрейфовой камеры, наполненной ксеноном при атмосферном давлении. Общий вид модуля представлен на рис.I.

Полная экспериментальная установка, нацеленная на решение конкретной физической задачи, может состоять из нескольких модулей, число которых, как будет показано ниже, определяется требуемой точностью измерений.

Радиатор. Предлагается использовать радиатор, состоящий из бериллиевых фольг, разделенных воздушным зазором [2]. Основным критерием при выборе толщины пленок и зазора между ними является так называемая зона формирования РПИ, которая, как известно, существенно зависит не только от энергии частицы и выб-

ранного материала, но и от энергии генерируемого кванта. Для выбранного диапазона изменения $\gamma = 10^3 \div 10^4$ и ожидаемой средней энергии квантов РПИ $\lesssim$ 10 кэв толщину пленок Be разумно принять равной $\ell_1 = 12{,}5$ мкм, а величину воздушного зазора $\ell_2 = 750$ мкм.

С увеличением общего числа пленок в радиаторе не только увеличивается выход РПИ, но и смещается его спектр. На рис.2 приведены рассчитанные дифференциальные спектры РПИ для радиатора с выбранными параметрами и различным числом пленок N. Там же приводится и полное число квантов n, выходящих из такого радиатора в зависимости от числа слоев в нем.

Видно, что вследствие нелинейной зависимости выхода числа квантов от числа слоев в радиаторе, обусловленной их поглощением в самом радиаторе, а также учитывая требование уменьшить общие размеры установки, и, тем самым, свести к минимуму количество вещества на пути исследуемой частицы, представляется разумным использовать радиатор с небольшим числом пластин, например, $N = 300$. Длина такого радиатора будет $\approx$ 25 см, а общий выход квантов РПИ при $\gamma = 10^4$ составит величину $\approx 7{,}7$ кванта при средней энергии кванта $\approx$ 8,5 кэв. Для сравнения отметим, что в случае аналогичного радиатора из майлара интегральный выход квантов уменьшается в 1,6–1,7 раза.

Зависимость интегрального выхода числа квантов РПИ от лоренц-фактора частицы γ для выбранного радиатора из 300 пленок Be представлена на рис.3. Насыщение при выбранных зазорах наступает при значении лоренц-фактора (см. [3])
$\gamma_s = \omega_1 \ell_2 / 4\pi c = 8{,}2 \cdot 10^3$. Увеличивая зазор до $\ell_2 \sim 1{,}5$ мм представляется возможным увеличить и верхний предел γ_s до

величины $\approx 10^4$.

Детектор. Для детектирования РПИ предлагается использовать электролюминесцентную дрейфовую камеру, заполненную ксеноном при атмосферном давлении. Рабочий объем камеры заключен между двумя плоскопараллельными электродами, каждый из которых изготавливается из тонких проволочек, электрически закороченных между собой. Расстояние между электродами $H \approx 2$ см. Диаметр анодных проволочек и расстояние между ними выбираются из условия создать дрейфовое поле между электродами и обеспечить условия электролюминесценции вокруг каждой проволочки, т.е. обеспечить напряженность поля на поверхности проволочки $E \approx 2{,}5 \cdot 10^4$ вольт/см. Такие условия можно получить, взяв диаметр проволочек $\sim$ 20–30 мкм и расстояние между ними $\approx$ 1 мм. При зазоре между электродами H = 2 см, требуемое рабочее напряжение $U \approx$ 2 кв. Торцевые стенки камеры (стенки, через которые проходят исследуемые частицы) изготовляются из майларовой пленки, на внешней стороне которой напылен ρ-терфенил. Использование такого напыления, как показано в [4] позволяет существенно увеличить интенсивность сигнала на регистрирующих ФЭУ. Световую вспышку электролюминесценции лучше регистрировать двумя ФЭУ, просматривающими камеру с двух сторон. Это обеспечит независимость сигнала с камеры от места прохождения частицы.

Устанавливается камера под некоторым углом α к направлению пучка исследуемых частиц. При такой установке электроны, образовавшиеся вдоль трека частицы, дрейфуют к аноду, минуя колонку ионов, где, как отмечается в [5], возможна большая рекомбинация.

Поскольку радиатор расположен рядом с камерой, кванты РПИ практически не отходят от трека основной частицы, так что след в камере будет состоять из колонки электронов образуемых в газе самой частицей и сгустков электронов, которые образуются от квантов РПИ, остановившихся в ксеноне камеры. Из-за того, что путь дрейфа разных частей трека до анода разный, электроны ионизации будут подходить к аноду в разное время. Соответственно, вид импульса от ФЭУ, работающих в токовом режиме, будет передавать характер изменения плотности электронов на треке (пример на рис.I).

Увеличивая зазор между электродами или изменяя наклон камеры по отношению к пучку, можно изменять длину следа в ксеноне. На рис.4 показаны рассчитанные дифференциальные спектры детектируемых фотонов в зависимости от их энергии для различных длин следа в камере - X . Там же приводится и число детектируемых фотонов для $\gamma = 10^3$ и $\gamma = 10^4$, и соответствующая эффективность их регистрации в зависимости от той же длины трека - X . Так, например, для длины трека $X = 3$ см , при $\gamma = 10^3$ в камере будет детектироваться в среднем 0,85 фотона, а при $\gamma = 10^4$ - 6,3 фотона. Эффективность регистрации при этом, т.е. доля регистрируемых по отношению ко всем генерируемым и в том и другом случаях будет почти одинаковой и равной $\sim$ 82%. Расчет выполнен в предположении порогового значения энергии, установленного на уровне 4,5 кэв.

Естественно, что на следе кроме ионизационных сгустков от взаимодействий квантов РПИ будут присутствовать аналогичные сгустки от δ -электронов, образованных в ксеноне самой иссле-

дуемой частицей. Отношение первых ко вторым будет определять отношение сигнал-шум данной установки. Поскольку классическая формула Резерфорда для определения числа δ -электронов таких небольших энергий не применима (установленный порог $E_{пор} = 4{,}5$ кэв ниже потенциала ионизации с K - оболочки Xe), для их оценки было взято общее число взаимодействий с передачей энергии больше пороговой, полученное в работе [6]. Такая оценка дает нижний предел для соотношения сигнал-шум. На рис.5 расчет этого соотношения представлен для выбранных пределов диапазона изменения γ и разных длин трека в камере.

При дрейфе электронного сгустка к аноду существует определенная опасность, что из-за диффузии и рекомбинации плотность электронов в сгустке уменьшится настолько, что не позволит выделить его на фоне средней ионизации создаваемой частицей. В работе [7], где исследовался дрейф электронных сгустков от γ-квантов на расстояние $H \neq 2$ см, получено пространственное разрешение:

$$\sigma = (2DH/\omega)^{0,5} \approx 0{,}30 \text{ мм}$$

при значении коэффициента диффузии $D = 160$ см^2/сек и скорости дрейфа электронов $\omega = 0{,}73 \cdot 10^6$ см/сек. Отсюда следует, что сигнал от кванта РПИ со средней энергией ≈ 8 кэв будет превосходить средний сигнал от ионизации в газе на пути $\sigma/\sin\alpha$ в

$$\frac{A_{РПИ}}{A_{ион}} = \frac{E_{г\,РПИ}}{\sigma\, \delta_{ион}} \cdot \sin\alpha \approx 15 \text{ раз},$$

что обеспечивает достаточно надежное выделение сигнала. Здесь

$\varepsilon_{ион}$ - удельная ионизация в Xe .

Временное разрешение детектора, получаемое при этом и определяемое длительностью импульса РПИ будет $\tau = \varepsilon/\omega = 4.10^{-8}$ сек а полное время сбора всех электронов в камере от одной частицы $T = H/\omega = 3.10^{-6}$ сек. Поскольку появление других частиц в интервале T приведет к искажению регистрируемого сигнала, это время накладывает ограничение на загрузку камеры.

Как видно из приводимых оценок, переход на регистрацию числа квантов РПИ повышает требование к быстродействию аппаратуры с одновременным снижением требований к ее спектрометрическим свойствам.

Измерение энергии и реакция. Для измерения энергии может быть использована установка, составленная из нескольких описанных выше модулей, число которых определяется из требуемой точности конкретных измерений. Разрешение при определении лоренц-фактора частицы по среднему числу зарегистрированных квантов РПИ согласно [8] : $\Delta\gamma/\gamma = \sqrt{2/n}$ x).

Поскольку число генерированных квантов РПИ меняется в зависимости от энергии исследуемой частицы (см.рис.3), ошибка в измерении лоренц-фактора будет также и функцией γ . На рис.6 для примера, приведена зависимость $\Delta\gamma/\gamma$ от γ для установки, собранной из 20 модулей. Наилучшее энергетическое разрешение $\approx$ 13% будет достигаться при $\gamma = 10^4$. При $\gamma = 10^3$ разрешение составит величину $\approx$ 34%. Отметим, что общее количество вещества на пути проходящей через такую установку час-

x) Авторы теоретической работы [9] дают для энергетического разрешения: $\Delta\gamma/\gamma = \sqrt{0.7/n}$.

тицы составляет $\sim$ I5 г/см^2, т.е. значительно меньше пробегов до ядерного взаимодействия адронов.

В области энергий, близких к $\gamma = I0^3$, где энергетическое разрешение наихудшее, установка из нескольких модулей может с успехом использоваться для сепарации исследуемых частиц в потоке. На рис.7 представлены коэффициенты режекции двух частиц, отличающихся по γ не менее, чем вдвое, из которых исследуемая имеет $\gamma = I0^3$, а режектируемая имеет энергию в пределах "плато Ферми" ее ионизационных потерь. Коэффициенты режекции, т.е. доля режектируемых частиц (более тяжелых) в пропущенном потоке исследуемых, даны как функция эффективности регистрации исследуемых частиц. При этом предполагается, что число регистрируемых квантов РПИ описывается распределением Пуассона.

На рис.8 приведены коэффициенты режекции для сепарации пионов от каонов в области Батавских энергий. Как можно видеть из рисунка достаточно высокая степень режекции при большой эффективности регистрации пионов может быть осуществлена на установке, состоящей из 2÷5 модулей. Еще более высокая степень режекции может быть получена на установке с тем же количеством модулей при сепарации электронов с энергией I,2 Гэв на ускорителе ФИАН (Красная Пахра).

На рис.9 представлены коэффициенты режекции каонов от протонов в области энергии $I0^3$Гэв.

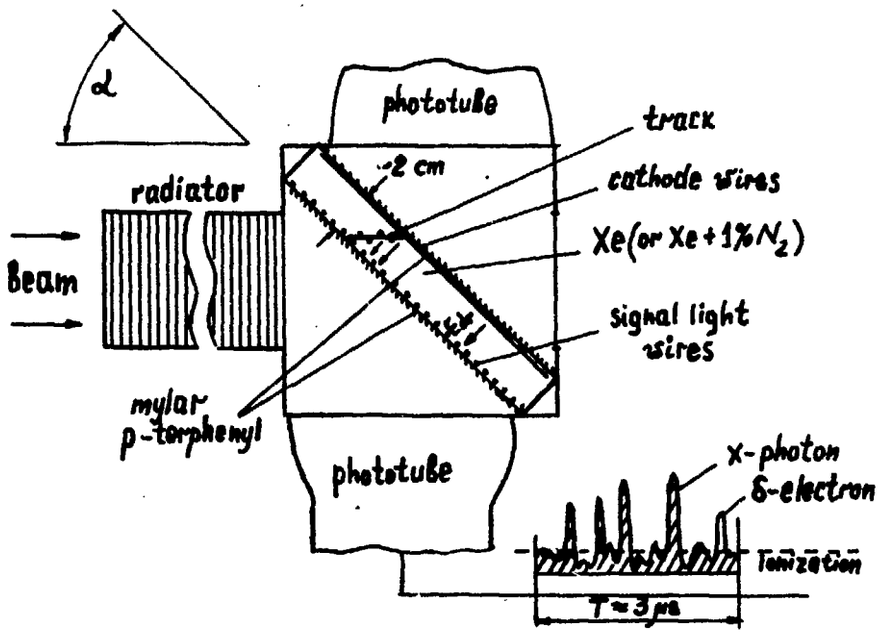

α
phototube
track
2 cm
cathode wires
radiator
Xe (or Xe + 1% N_2)
Beam
signal light wires
mylar
p-terphenyl
phototube
X-photon
δ-electron
Ionization
T ≈ 3 μs

Рис.I

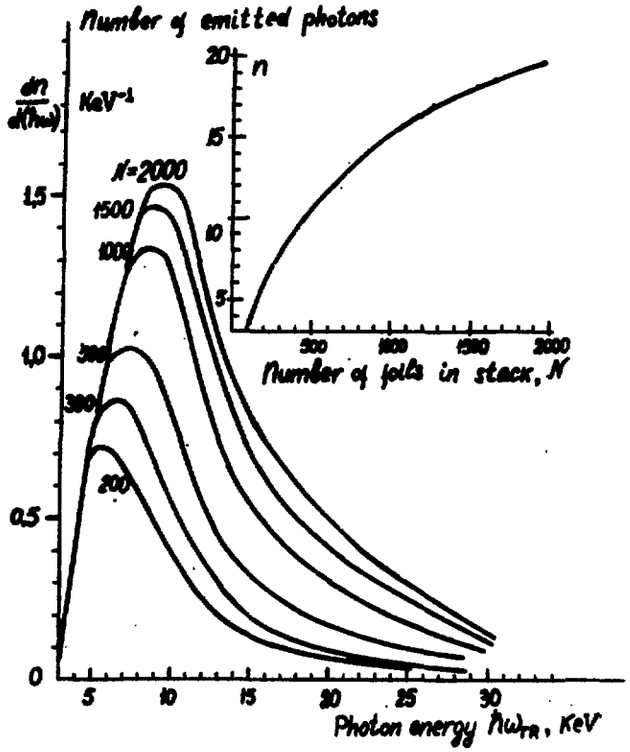

Number of emitted photons
dn/d(ħω) KeV⁻¹
N=2000
1500
1000
300
200
0
0,5
1,0
1,5
5
10
15
20
25
30
Photon energy ħω, KeV
n
20
15
10
5
500
1000
1500
2000
Number of foils in stack, N

Рис.2

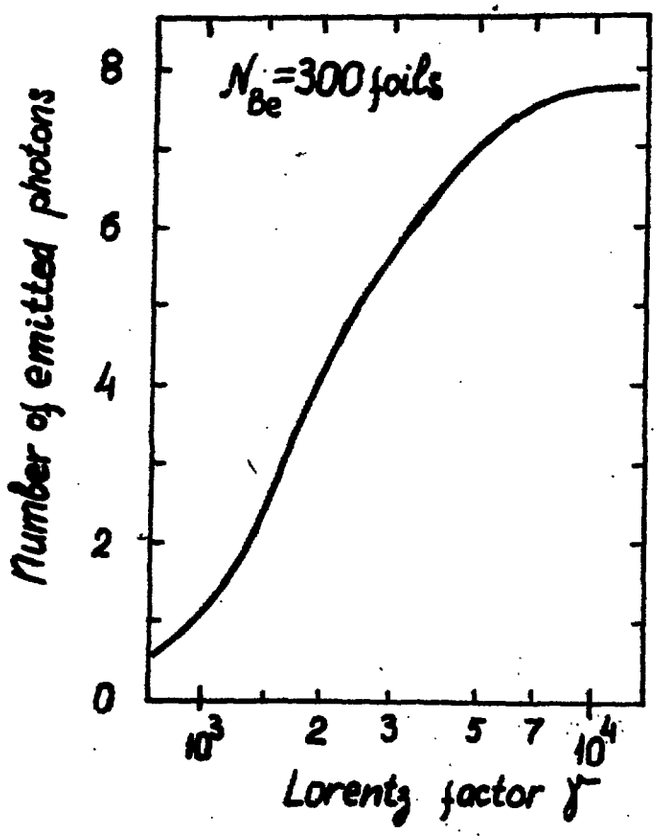

N_{Be}=300 foils
Number of emitted photons
0
2
4
6
8
10^3
2
3
5
7
10^4
Lorentz factor γ

Рис.3

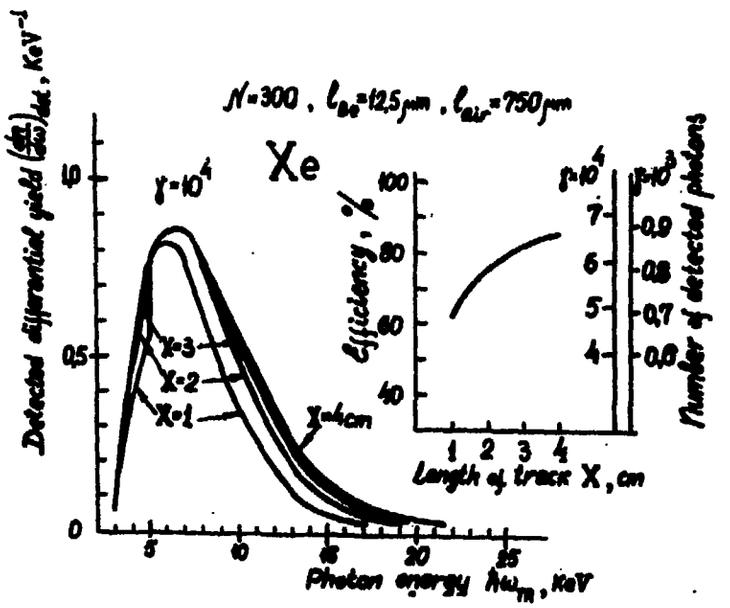

N=300 , l_{Be}=12,5 μm , l_{air}=750 μm
Xe
γ=10⁴
X=3
X=2
X=1
X=4cm
Detected differential yield $(\frac{dN}{d\omega})_{det}$, KeV⁻¹
Photon energy $\hbar\omega_m$, KeV
Efficiency, %
Length of track X, cm
Number of detected photons
γ=10⁴
γ=10³

Рис.4

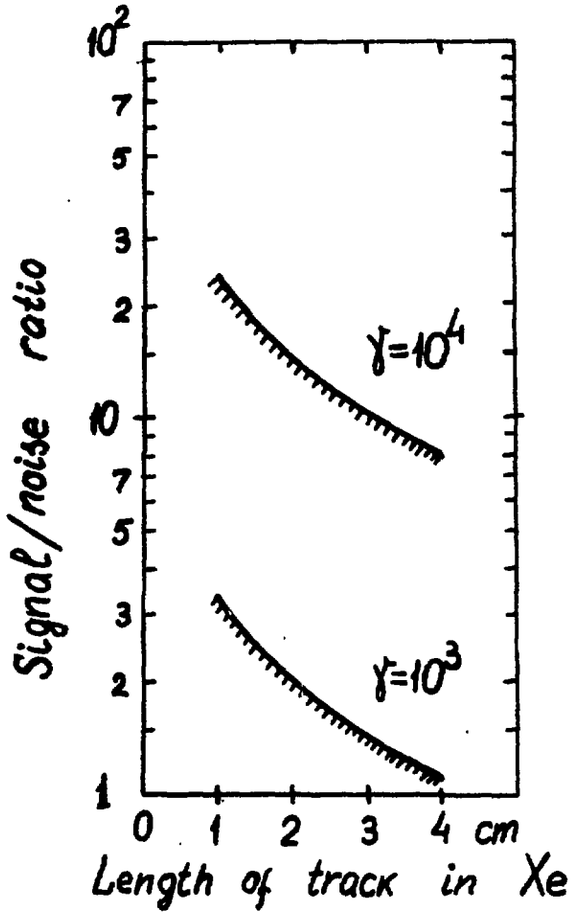

Signal/noise ratio
10^2
7
5
3
2
10
7
5
3
2
1
$\gamma=10^4$
$\gamma=10^3$
0 1 2 3 4 cm
Length of track in Xe

Рис.5

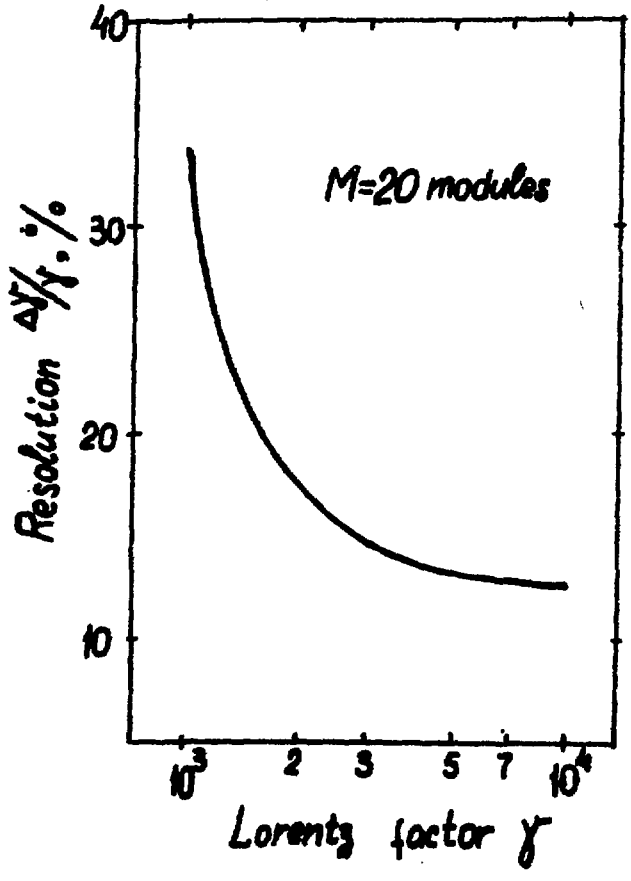

40
30
20
10
M=20 modules
Resolution Δγ/γ, %
10³
2
3
5
7
10⁴
Lorentz factor γ

Рис.6

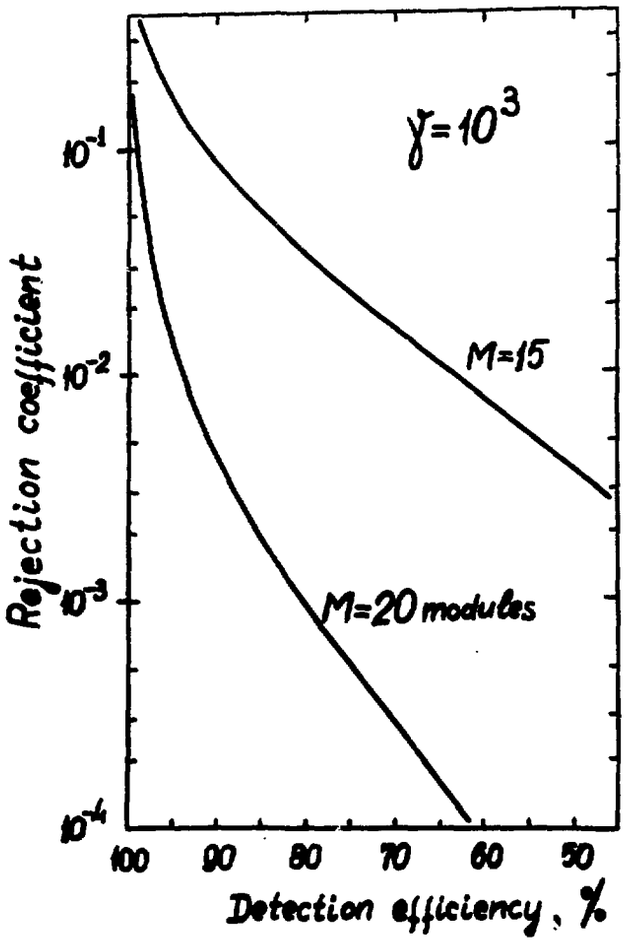

$\gamma = 10^3$
M=15
M=20 modules
Rejection coefficient
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
100
90
80
70
60
50
Detection efficiency, %

Рис.7

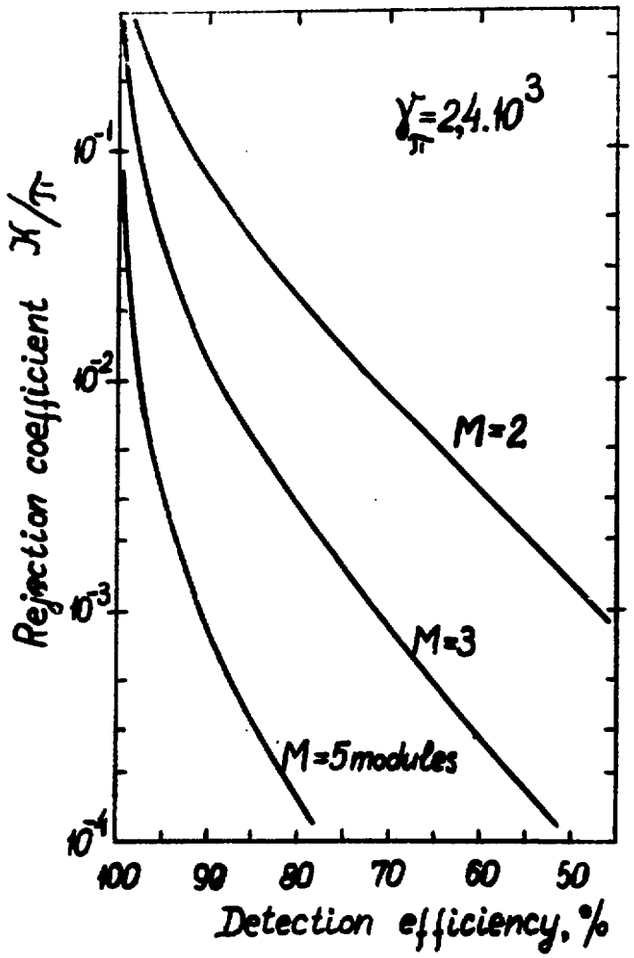

$\gamma_\pi = 2{,}4 \cdot 10^3$
M=2
M=3
M=5modules
Rejection coefficient K/π
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
100
90
80
70
60
50
Detection efficiency, %

Рис.8

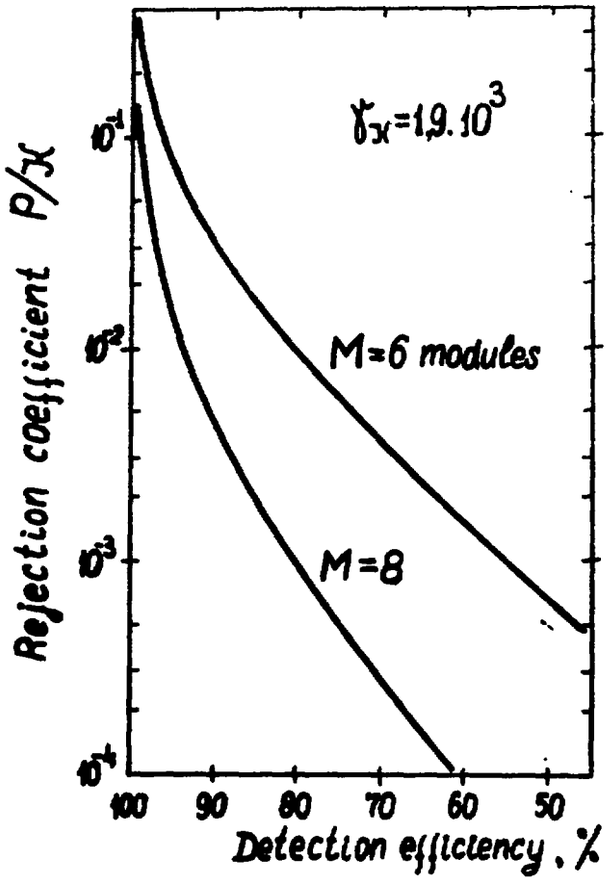

Rejection coefficient P/X
$\gamma_X = 1.9 \cdot 10^3$
M=6 modules
M=8
100
90
80
70
60
50
Detection efficiency, %

Рис.9

ЛИТЕРАТУРА

I. А.И.Алиханян. В сб. Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. Изд."Наука", 3, I975

2. Г.М.Гарибян. В сб. Вопросы физики элементарных частиц (ЕрФИ), часть I, 409, I975

3. M.L.Cherry,G.Hartman et al., Phys.Rev.D10, 3594 (1974)

4. В.И.Баскаков, П.С.Васильев и др. (Доклад на этой конференции)

5. Б.Росси.Г.Штауб. Ионизационные камеры и счетчики. ИИЛ,М. I95I

6. В.К.Ермилова,Л.П.Котенко,Г.И.Мерзон.Препринт ФИАН № 16I I976

7. G. Charpak,S.Majewski,F.Sauli, Nucl.Instr.Meth.126,381(1975)

8. L.A.Yuan.Proc.12-th ICRC (Hobart) 4, 1499 (1971)

9. V.A.Chechin,V.K.Ermilova, Preprint 116 P.N.Lebedev Physical Institute (1976).

XTR-DETECTOR FOR ENERGY AND PARTICLE REJECTION MEASUREMENTS IN THE RANGE OF $\gamma = 10^3 - 10^4$

A.I.ALIKHANIAN, V.P.PUSTOVETOV,
Yu.A.TRUBKIN, V.M.FEDOROV, N.P.SHITOV

Lebedev Physical Institute

Abstract

A method for the determination of Lorentz-factor and relativistic charged particles separation in the range of $\gamma = 10^3 - 10^4$ is suggested. The method is based on the registration of X-ray transition radiation quanta in the drift electroluminascence chamber with the xenon filling. It's discussed the choice of the optimum module configuration (a radiator, a working gap of the chamber, a relation of siqual/noise ets): the calculations of the expected energy resolution and rejection factors are given.

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ, ВОЗНИКАЮЩЕМ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ВБЛИЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТЕЛА

Ю.М.АЙВАЗЯН[x], Б.М.БОЛОТОВСКИЙ[xx], О.С.МЕРГЕЛЯН[xxx]

x) ВНИИФТРИ

xx) ФИАН СССР

xxx) Андижанский педагогический институт

Рассматривается излучение, образуемое при пролете заряженных частиц, пролетающих мимо диэлектрических тел произвольной формы с любой зависимостью диэлектрической проницаемости от координат в приближении теории возмущений. Получен частотный спектр излучения, проведен анализ полученных формул и указаны пределы применимости рассмотренного приближения.

При пролете заряженной частицы мимо макроскопического тела возникает излучение, которое можно отнести к разряду переходного [1] или дифракционного [2] в зависимости от того, проходит траектория движения заряда через тело или мимо него. Интерес к этому излучению связан, в первую очередь, с возможностью его использования для детектирования быстрых заряженных частиц. Однако, его расчет в общем случае представляет большие трудности, т.к. требует учета граничных условий на поверхности тела, тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, \vec{\tau})$, которого может иметь достаточно сложный вид (в частности, зависеть периодически от координат). В ряде практически интересных случаев решение было найдено в приближении теории возмущений для бесконечных сред или сред с границами достаточно простой формы (см., например, [3-5]).

В настоящей работе рассматривается излучение заряженных частиц, пролетающих мимо диэлектрических тел произвольной формы с любой зависимостью $\varepsilon(\omega,\vec{r})$ от координат в предположении, что выполняются условия применимости теории возмущений, которые определены ниже.

Рассмотрим неоднородную среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\vec{r})=\varepsilon_0+\varepsilon_1(\vec{r})$, причем $\varepsilon_0=const$, а величина ε_1 отлична от нуля в некотором объеме V. Фурье-компоненту электрического поля представим в виде $\vec{E}_\omega(\vec{r})=\vec{E}\omega^0(\vec{r})+\vec{E}\omega^1(\vec{r})$, где $\vec{E}\omega^0(\vec{r})$ – поле заряженной частицы в среде с диэлектрической проницаемостью ε_0, а $\vec{E}\omega^1(\vec{r})$ – малая добавка. В приближении теории возмущений уравнение для $\vec{E}\omega^1$ имеет следующий вид:

$$\Delta\vec{E}\omega^1+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\vec{E}\omega^1(\vec{r})-\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{E}\omega^1=-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1(\vec{r})\vec{E}\omega^0(\vec{r}). \quad (I)$$

Решением этого уравнения, выражающее рассеянное поле $\vec{E}\omega^1$ через "падающее" $\vec{E}\omega^0(\vec{r})$, является

$$\vec{E}\omega^1=-\frac{1}{4\pi}\frac{\omega^2}{c^2}\int_V\frac{e^{iK|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\left[\vec{f}(\vec{r}')+\frac{1}{K^2}\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{f}(\vec{r}')\right]d\vec{r}', \quad (2)$$

где $K=\sqrt{\varepsilon_0}\,\omega/c$, $\vec{f}=\varepsilon_1(\vec{r})\,\vec{E}\omega^0(\vec{r})$.

На больших расстояниях R от рассеивающего объема V для $\vec{E}\omega^1$ из (2) найдем [6]

$$\vec{E}\omega^1(\vec{r})=-\frac{1}{4\pi K^2}[\vec{n}[\vec{n}\cdot\vec{A}\omega]]\cdot\frac{e^{iKR}}{R},\quad \vec{A}\omega=\int_V\varepsilon_1(\vec{r})\vec{E}\omega^0(\vec{r})e^{-iK\vec{r}}d\vec{r}, \quad (3)$$

где единичный вектор $\vec{n}=\frac{\vec{K}}{|K|}$ направлен в точку наблюде-

ния. Таким образом, в рассматриваемом приближении рассеянное поле $\vec{E}_\omega'(\vec{\tau})$ выражается через поле частицы $\vec{E}_\omega^\circ(\vec{\tau})$. Отметим, что интегрирование в (3) проводится по объему тела, а траектория частицы может как проходить вне диэлектрической неоднородности, так и пересекать ее. Отличные от нуля компоненты электрического поля $\vec{E}_\omega^\circ$ точечного заряда, движущегося со скоростью V вдоль оси z цилиндрической системы координат z, ρ, ϕ, имеют вид

$$E^\circ_{\omega z} = -\frac{ie}{\pi c}\,\kappa\gamma^2 K_0(\kappa\gamma\rho)\,e^{i\frac{\omega}{V}z}, \quad E\omega\rho^\circ = -\frac{e}{\pi V}\kappa\gamma K_1(\kappa\gamma\rho)\,e^{i\frac{\omega}{V}z}, \tag{4}$$

где $\gamma^2 = (1-\beta^2)/\beta^2$, $\beta = V/c$, K_0 и K_1 – модифицированные функции Бесселя. Для энергии, излученной в телесный угол $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$, найдем (θ – угол между $\vec{n}$ и осью z)

$$dW = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{16\pi^2}\kappa^4\left[\vec{A}_\omega\vec{A}^*_\omega - (\vec{A}_\omega\vec{n})(\vec{A}^*_\omega\vec{n})\right]d\Omega\,d\omega =$$

$$= \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{16\pi^2}\kappa^4\left\{|A_{\omega\rho}|^2\cos^2\theta + |A_{\omega z}|^2\sin^2\theta + \mathrm{Re}\,A_{\omega\rho}A^*_{\omega z}\sin 2\theta\right\}d\Omega\,d\omega, \tag{5}$$

где $\vec{A}_\omega$ определяется формулой (3).

Общие выражения (3) и (5) для полей и спектральной интенсивности излучения имеют достаточно простой вид и позволяют рассматривать многочисленные частные случаи. Ниже мы рассмотрим следующий пример. Будем полагать, что заряд движется вдоль оси z, а рассеивающее тело длины L ($-L/2 \le z \le L/2$) имеет постоянное сечение в плоскости, перпендикулярной z, а $\varepsilon_1(\vec{\tau}) = \sum_{\vec{\tau}} a_{\vec{\tau}} e^{i\vec{\tau}\vec{\tau}}$, где $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки периодической структуры. Предположим, что рассеивающее

тело расположено в стороне от траектории заряда, на расстоянии b от его траектории. Для быстрых частиц ($\beta \to 1$, $\gamma \to \infty$) в выражении для dW (5) существенен лишь член, содержащий $|A_{\omega p}|^2$, поскольку в этом случае $A_{\omega z} \to 0$. Величина $A_{\omega p}$ в рассматриваемом случае равна

$$A_{\omega p} = -\frac{e}{\pi v}\sum_{\vec{\tau}} \varepsilon_{\vec{\tau}}\, \mathcal{L}_{\vec{\tau}}\, B_{\vec{\tau}}, \quad \mathcal{L}_{\vec{\tau}} = \frac{2\sin\frac{L}{2}\left(K_z - \frac{\omega}{v} - \tau_z\right)}{K_z - \frac{\omega}{v} - \tau_z}$$
$$B_{\vec{\tau}} = K\gamma \int e^{i(\vec{\tau}_p - \vec{\varkappa})\vec{\rho}}\, K_1(K\gamma\rho)\, d\vec{\rho}, \qquad (6)$$

где $\vec{\tau}_p$ и $\vec{\varkappa}$ - составляющие векторов $\vec{\tau}$ и $\vec{K}$ в плоскости, перпендикулярной оси z. Из (6) следует, что излучение имеет максимумы при выполнении условия $\vec{K} - \vec{\tau} - \frac{\omega}{v}\hat{z} = 0$ ($\hat{z}$ -единичный орт вдоль оси z).

В частности, при $\vec{\tau} = 0$ (однородное тело с диэлектрической постоянной $\varepsilon_0 + \varepsilon_1$, находящееся в среде с постоянной ε_0) имеем $K_z - \omega/v = 0$. Для релятивистской частицы в пустоте это соотношение дает острую направленность излучения вперед.

Выражение $B_{\vec{\tau}}$ определяет частотный спектр излучения. Поскольку $K_1(x) \sim \sqrt{\pi/2x}\, \exp(-x)$ при $x \gg 1$, то спектр излучения ограничен сверху величиной $\omega_{max} \simeq c/\gamma b$ (b - расстояние от траектории частицы до тела). При выполнении условия $K\gamma\rho \ll 1$ для всех ρ из S для $B_{max} = B_1$ имеем $B_1 = \int_S d\rho\, d\phi$, т.е. B_1 оказывается пропорциональным не площади S, а радиальным размерам тела. Это связано с тем, что при $\beta \to 1$, $E^{\circ}_{\omega\rho} \sim \rho^{-1}$.

Верхняя граница спектра растет пропорционально энергии частицы, как и в задаче о переходном излучении, хотя в рассматриваемом случае заряд не пересекает границу раздела.

Пределы применимости рассмотренного приближения можно определить из требования малости следующего приближения по сравнению с уже учтенным, что приводит к неравенству

$$\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}L \ll 1. \qquad (7)$$

Это неравенство получено для случая, когда величина ε_1 считается независящей от координат внутри рассеивающего тела (напомним, что вне рассеивающего тела $\varepsilon_1 = 0$). Величина L по порядку величины равна размеру рассеивающего тела. Отметим, что неравенство (7) требует, чтобы набег фазы на неоднородности был мал по сравнению с изменением фазы при $\varepsilon_1 = 0$. Оно выполняется либо при малых размерах тела L, либо при малых значениях ε_1 (в частности, в рентгеновском диапазоне).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Гинзбург,И.М.Франк. ЖЭТФ, 16, 15, 1946
2. Б.М.Болотовский,Г.В.Воскресенский. УФН, 88,209,1966
3. М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Издательство АН Арм.ССР, Ереван,1969
4. Г.М.Гарибян,Ян Ши. ЖЭТФ, 61,930,1971.
5. Ю.М.Айвазян,О.С.Мергелян. Изв. ВУЗов, Радиофизика,17, 1274,1974
6. Л.Д.Ландау,Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГИТТЛ, М.,1957

RADIATION, APPEARING DUE TO FLY OF CHARGED PARTICLE NEAR DIELECTRIC BODY

Yu.M.AIVAZIAN,* B.M.BOLOTOVSKIJ**, O.S.MERGELIAN***

*) All-Union Institute of Physico-technical and Radiophysics Measurements.
**) Lebedev Physics Institute
***) Andizhan Pedagogics Institute

Abstract

Radiation appearing due to the fly charged particles near dielectric bodies of an arbitrary form with any dielectric penetration dependence on coordinates in perturbation theory approximation is considered. The frequency spectrum of radiation is obtained, the analysis of the obtained formulae is carried out and the limits in application of the considered approximation are shown.

SYMPOSIUM SUMMARY IN THE FIELD OF EXPERIMENT*

D.MULLER

It is great pleasure and honour to be asked to give some kind of a summary on this conference. I have only 15 minutes for this speach, and I can't even mention all the papers in the program.So if I give my view on what I think the present status of TR and applications of TR is, I have to be necessarily selective. I am also selective, because my knowledge of Russian is not very good, and I have missed a number of fine points in Russian papers presented, but at least I'll try my best.

Actually our colleges theoreticians told us 30 years ago that there is TR. The most sceptical experimentators believed for about 15 years ago that there is TR. And I think that all agree that now we have to take this phenomenon seriously or as dr. Willis has put it we can even regard TR as a strong effect, that was one of the nicest remarks on this conference. I will not say very much about theoretical developments because I think there will be another reporter, more competent in theory than I am. But let me just say, my understanding is that the classical theory of X-ray TR which has been developed in the early 60-ies by Prof. Garibian and Prof. Ter-Mikaelian seems to be now proved by various experiments, proved to be correct in many details, like the energy dependence of

*The speach was written from the record.

the radiation yield, frequency spectrum of the radiation, the intensity, etc. Many of these points have been discussed in various papers here, including our own work in Chicago. I think that the classical theory which is more than 15 years old describes the phenomenon at least to the detail that is now observationally accessible. I have in mind more recent calculations on the yield, radiation characteristics, that one may obtain in irregular media like foams, calculations carried out by Prof. Garibian and his colleges. For instance, on the radiation yield obtained from irregular media. There are few theoretical refinements, discussed for instance by Dr. Chechin at this conference and there are few theoretical developments discussed which still await experimental confirmation: the effect of multiple scattering, the effect of Bremsstrahlung which presumably leads to additional emission of photons in the hard X-ray region. There was some discussion and there was an experiment of Dr Lorikyan. To look for this effect I think that it is fair to say that we do not know at this point that Dr Lorikyan's experiment is consistent with the calculations taking the multiple scattering into account. And of course I must say about the experiment of Dr Drukier and Yuan where quadratic dependence on energy was observed, which might be due to multiple scattering, but I think that this question at present time is open. It was very interesting paper by Aginian and C.Yang on the effect of so called dynamic radiation, emitted when the particle traverses the monocrystal, and photons are predominantly emitted at the certain sharply defined angles, fulfilling the Bragg condition. This is a very interesting effect. I am not sure it will ever have

any practical application, but it will be certainly nice if someone takes the effort and looks if there is one. The other interesting developments, in which I 'll not so competent to talk about is the radio frequency range (Prof.Bolotovsky) and work on the emission of radiation connected with channeling of the electrons in monocrystals.

Let me go on to discuss those things that,I believe,are new experimental results discussed at this conference which I think are quite exciting.

The experimental works presented here are classified in three ways.

The first are the works on the classical sandwich detectors. These are the experiments performed with the use of sandwich detectors, sandwiches of radiator, proportional chambers. This work, reported here was by CERN group (Prof.Willis) and our own group at Chicago. Both of these experiments demonstrated that not only one can observe TR, but also one can do something with it and can use the effect for the practical applications. Then, various papers, which I find highly interesting on new experimental approaches and I think these approaches are very useful in this field.

The first paper that I want to mention here is the work of Dr Dolgoshein, Prof. Alikhanian and others who have used luminescence drift proportional chamber. And I must say that they had the guts to try to look for the angular dependence of TR, to resolve $1/\gamma$ emission of TR photons from the signal due to the particle. I got the impression that these gentlemen have got a beautiful device and I am sure that this beautiful

chamber will have good applications in the future.

Another new approach has been presented by Dr. Oganesian and Dr. Atac ,, who approached the problem of detecting of TR in slightly different way as compared to the sandwich technique trying to built a radiator which is also at the same time a detector, Dr. Oganesian has presented some first results of this work, performed at the last few months at Fermilab. I think this technique looks sufficiently promising.

The third approach which also tries to use a radiator which at the same time is a detector. This is the work by Prof. Yuan and Dr. Druckier using heavy superconducting metastable spheres in a max or some other plastic material. The particle which passes these spheres changes the state of these spheres from superconducting into normal state and the signal is picked up by the radiofrequency technique. It's highly interesting approach and the results observed seem to indicate that there is an effect the energy dependence is not linear, it may have a quadratic part too. To interprete this result one has to be a little cautious. The origin of this effect is not totally clear at this moment. Again we have a beautiful new technique and we will see in future how well this technique will be applicable.

There was one work, which is not a new approach with XTR. The earliest known part of TR the optical TR was used in it. It was paper given by Dr. Wartski. The measurements of the optical TR emission of intense electron beams in Orsay have been carried out. And I must say, I was, and I am sure al. of you also were highly impressed by the incredible degree of

accuracy and by the beauty of this experiment. I have been sure for many years that optical TR is something nice but not of any practical significance. For me this talk today was a real surprise and I think we should congratulate Dr. Wartski for this beautiful work.

The next question one should ask is what are the future developments of TR. The first thing is we should all look for new approaches and new ideas. Few approaches have been mentioned here, but the field of TR detectors is sufficiently new and somebody else may come to a new unconventional idea how to built a TR detector, how to detect X-rays in the presence of ionization of the particle. And I think we should ask our friends who do not work in this field if they have any crazy ideas, some of them may work. But I am sure I am convinced new approaches will be suggested.

The second thing which is not future-it is already present-is the application of TR detectors. For many years TR has been studied because it was an interesting effect, and the claim was always made, that one can detect high energy particles by this methods. As time went on I have heard quite often from my colleges some ironic remarks: your guys are always telling us that you can do wonderfull things with TR detectors, but nobody really has done anything else but looking at the effect and all. I think at this conference at least two papers were TR detectors used in physical experiment. It was the experiment of Dr. Willis at the intersecting storage ring where he identified with TR detectors electron pairs generated in head-on proton-proton collisions. And I must mention the work of my

own group, which applied TR-detector to cosmic ray physics. We know that the other applications from other works not reported at this conference is the work of Dr. Yodh in Maryland who uses the TR detectors for pion-proton separation in cosmic rays. The on going works of Yerevan group on mount Aragats by Dr. Oganesian and his colleges again cosmic rays research, which as I understand is in very good progress and soon some results will be seen. I find very incouraging, that on this conference there is an interesting number of applications of TR- detectors and more applications probably will come along as the time goes on. I think TR-detectors are already taken seriously by high energy physicists. What should be the experimental program of the future on my point of view what should be done.

The applications of TR detectors that have been reported here concerned just electron-hadron discrimination: the work of Willis and our own cosmic ray group. This is the easiest application of TR, because we deal with a very difference in Lorentz-factor of the mass of the particles. The next and more challenging approach, which in some extent was done by Oganesian at al on mount Aragats is the discrimination not between electrons and hadrons, but between hadrons and hadrons. This is a region of great interest, and large number of applications in accelerator physics also for example, the discrimination between pions kaons and protons with TR detectors is possible . This is a challenge for the future . I thing we are to meet this challenge.

Dr. Ispirian presented a proposal to do exactly this separation at accelerator energies and I think this proposal looks like it is going to work and that it will indeed be useful at accelerators.

Maybe the most difficult application of TR would be the measurement of energy of charged particle. I am telling about X-ray TR. Using the energy dependent part the dependent part of TR yield to measure the energy of the particle, not distinguish the particles one from another- that seems to be for me the most challenging application. I do not know whether it will at all in the forseeable future be possible to do this for single charged particles (protons,pions). I think will we ever be able to do good measurement of energy, measurement of singly charged particles that they call a higher aim of TR detectors; will ever look a successful , certainly, will one surprise that Dr.Alikhanian has suggest. I see some hope however, very realistical hope,to perform energy measurements in cosmic ray enviroment, to determine the energies of heavy cosmic ray nuclei where we have a dependence of TR which helps to overcome the Landau fluctuation and makes the resolution sharp enough and that these measurements will be successful.Such measurements have been proposed by our group and I think that in a few years we will probably know whether this measurements have been successful or not. I am very confident they will be successful.

I think with this brief summary I should finish. I apologise again that I could not go in any detail,I have said here only some personal impressions. I think TR has a future, and

I think there will be a number of new results coming out in the years to come, and all of us will be interested to hear what they are.

I like at the end just to make an unrelated remark. I think this meeting was quite necessary. I enjoyed it very much, and I like to thank the Organizing Committee for getting us together here and I hope that in a few years we will have another chance to come together again and have more exciting news. I also like to conclude this personal remark. I like on my behalf and I am sure on behalf of all of us to extend my best wishes for the health of the pioneer in this field of Prof. Garibian. Thank you.

ИТОГИ СИМПОЗИУМА В ОБЛАСТИ ТЕОРИИ

Б.М.БОЛОТОВСКИЙ

Оргкомитет симпозиума оказал мне высокую честь, поручив подвести итоги симпозиума в области теории. Эта задача одновременно является и почетной и трудной, и я сознаю, что среди участников симпозиума немало таких, которые могли бы ее выполнить лучше меня. Постараюсь наилучшим образом выполнить данное мне поручение.

Трудно разделять вопросы теории и эксперимента, особенно в такой быстро развивающейся области, как переходное излучение. Здесь нередко теоретические результаты быстро вызывают к жизни экспериментальную реализацию и, наоборот, опытные данные дают существенные указания на то, в каких уточнениях нуждается развитие теории.

Наш симпозиум - первый, посвященный переходному излучению частиц высоких энергий. И до этого, конечно, на конференциях и симпозиумах по ядерной физике, по физике высоких энергий, по физике космических лучей докладывались работы по переходному излучению. Но соответствующие доклады были, как правило, затеряны в море научной информации. Впервые здесь, в Ереване, смогли собраться ученые, занимающиеся специально переходным излучением и обсудить состояние проблемы и перспективы развития.

В своем сообщении я ограничусь только теорией переходного

излучения и не буду говорить о теоретическом анализе тех ценных результатов, которые получены в физике высоких энергий с помощью детекторов на переходном излучении.

Оргкомитет симпозиума подготовил для участников очень полезный подарок – я имею в виду розданный участникам библиографический указатель работ по переходному излучению, составленный И.Г.Мелкумовой по инициативе Р.А.Сардаряна и при участии Н.И.Косаковой,А.И.Сусловой,З.А.Аревшатян,Ж.Ш.Манукян . Этот указатель, хотя в него и не попали некоторые работы,дает представление о развитии теории и эксперимента в области переходного излучения.

Переходное излучение было предсказано В.Л.Гинзбургом и И.М.Франком в работе, опубликованной в 1946 году. В течение примерно десяти последующих лет работа не привлекла к себе большого внимания, за это время появилось всего три или четыре публикации, причем все теоретические.

В последующее десятилетие (1956-1965) число работ по переходному излучению заметно возросло. В теории прежде всего следует отметить результат, полученный Г.М.Гарибяном – линейная зависимость потерь на переходное излучение от энергии частицы (в области высоких энергий). Это свойство выделяет переходное излучение из многих известных видов взаимодействия быстрой заряженной частицы с веществом. Например, потери энергии быстрой заряженной частицы на излучение Вавилова-Черенкова, начиная с некоторой энергии частицы, приходят к насыщению и практически перестают зависеть от энергии частицы. Ионизационные потери энергии пропорциональны логарифму энергии частицы, т.е. слабо зависят от энергии. Потери же на переходное излуче-

ние пропорциональны энергии частицы, а при определенных условиях могут стать пропорциональными квадрату и более высоким степеням энергии. Это вызвало внимание к переходному излучению, как к одному из перспективных методов детектирования частиц при высоких энергиях. Появились также первые эксперименты по обнаружению и исследованию переходного излучения сначала в оптической области, а затем и в области мягкого рентгена. Число работ за это десятилетие значительно возросло (за 1946-1955 год было опубликовано всего 4 работы, посвященные переходному излучению, причем все 4 - теоретические. За следующее десятилетие было опубликовано более 100 работ, из них доля экспериментальных составляет около 20%).

Третье десятилетие после открытия характеризуется дальнейшим повышением интереса к переходному излучению. За 1966-1975 годы было опубликовано более 220 работ, из них более трети - экспериментальные. Видно, что одновременно с ростом, и весьма значительным, общего числа работ, неуклонно растет и доля экспериментальных работ. При этом львиная доля всех экспериментальных работ посвящена именно вопросам детектирования заряженных частиц сверхвысокой энергии с помощью переходного излучения.

В настоящее время переходное излучение достаточно хорошо изучено с теоретической точки зрения, причем выводы теории в основном подтверждаются экспериментом.

Настоящий симпозиум, в основном, посвящен применению переходного излучения в физике высоких энергий. Частицы высоких энергий ($\gamma \approx 10^4$) дают переходное излучение, лежащее в области мягкого рентгена (десятки килоэлектронвольт), если говорить о переходном излучении вперед по направлению движения

частицы. Однако спектр переходного излучения содержит и длинноволновую часть (радиоволны) и световые волны. Все эти области спектра переходного излучения используются в современной физике. Можно указать сейчас три области применения переходного излучения:

а. Исследование свойств поверхностей раздела, а также сред по обе стороны от границы раздела. Теория переходного излучения развита настолько детально, что измеряя переходное излучение от моноэнергетического коллимированного пучка заряженных частиц, можно с хорошей точностью судить о структуре тела и о свойствах границы.

б. Генерация электромагнитного излучения с помощью переходных эффектов. Это явление может, в принципе, быть использовано для генерации радиоволн. Вопрос об эффективности такой генерации еще не получил окончательного решения. Однако расчеты показывают, что интенсивность переходного излучения в области СВЧ может быть достаточно велика. Этот эффект во всяком случае необходимо учитывать при проектировании сильноточных ускорителей.

в. Детектирование частиц по создаваемому или переходному излучению. Как раз этой последней области применения и был в основном посвящен симпозиум, причем основное внимание было обращено на переходное излучение в рентгеновской области спектра. Однако следует иметь в виду, что и оптическая часть спектра переходного излучения может дать ценные сведения о параметрах частиц. Это было убедительно показано в прекрасной работе Л.Вартского, доложенной на конференции.

Вопросы теории переходного излучения широко обсуждались на

симпозиуме. По разным причинам не смогли принять участие в симпозиуме И.М.Франк и В.Л.Гинзбург – основатели теории переходного излучения. Не было также В.Е.Пафомова, который внес существенный вклад в теорию переходного излучения. М.Л.Тер-Микаелян не представил доклада, но принимал участие в работе симпозиума, активно выступая в обсуждениях по интересующим его вопросам.

Теоретические работы, представленные на симпозиуме, можно условно разделить по их тематике.

I. Общее состояние теории. Этот вопрос был отражен в докладах Г.М.Гарибяна (обзор теоретических работ) и Ян Ши, тщательно исследовавших влияние многократного рассеяния на переходное излучение и внесших ,по всей видимости, ясность в этот сложный и запутанный вопрос. Вопрос о роли многократного рассеяния приобрел интерес в связи с тем, что как было показано в экспериментах Л.Юаня и А.Друкье с использованием детектора переходного излучения на сверхпроводящих гранулах, в этих детекторах имеется область нелинейной (квадратичной) зависимости от энергии частиц. Учет же многократного рассеяния, как известно также дает квадратичную зависимость энергии переходного излучения от энергии частицы. Специально этому вопросу был посвящен доклад Л.А.Варданяна, Г.М.Гарибяна и Ян Ши, в котором было показано, однако, что в условиях вышеотмеченного эксперимента нельзя объяснить многократным рассеянием эту нелинейную зависимость. В этот раздел можно отнести и доклад В.Аллисона, который содержит простой и наглядный подход к определению полей переходного излучения.

2. Ряд докладов был посвящен теории переходного излучения быстрых частиц в средах, имеющих кристаллическую структуру (Н.П.Калашников и М.Н.Стриханов; М.А.Агинян и Л.Н.Афанасьев; М.А.Агинян и Ян Ши; Н.И.Зимин, С.А.Воробьев). Особенностью переходного излучения в таких средах является наличие не только центрального максимума в излучении, но и системы побочных максимумов. Энергия, излучаемая в побочные максимумы, относительно невелика - она составляет примерно 10^{-4} от энергии, излучаемой в центральное пятно. Но относительное расположение побочных максимумов может содержать ценную информацию о структуре кристаллической решетки.

3. Флуктуации энергии переходного излучения. Этот вопрос, имеющий важное значение для эксперимента, рассмотрен В.А.Чечиным.

Поскольку конструкция многих детекторов рентгеновского переходного излучения включает тонкие слои газа, существенным является также вопрос о флуктуациях и вероятных значениях ионизационных потерь быстрых частиц в тонких слоях газа. Знание этих величин позволяет более точно отделить потери на переходное излучение. Этот вопрос был рассмотрен в работе В.К.Ермиловой, Л.П.Котенко и Г.И.Мерзона.

4. Несколько теоретических работ, доложенных на симпозиуме были посвящены исследованию переходных и ионизационных эффектов при наличии внешнего поля. Наложение внешнего поля может, вообще говоря, привести к изменению характеристик переходного излучения - спектра, углового распределения, полных потерь. В работе А.Ц.Аматуни, М.Магомедова, Э.В.Сехпосяна, С.С.Элбакяна рассматривалось влияние сильного внешнего электромагнитного

поля на ионизационные потери быстрых частиц в плазме. Авторы отметили появление логарифмически зависящих от энергии членов в области, где обычно уже проявляется эффект плотности, а также дополнительных потерь в виде излучения, уходящего на бесконечность. Однако полное увеличение потерь за счет сильного поля оказывается сравнительно небольшим, возможно в силу принятого метода расчета (теория возмущений).

В.М.Арутюнян и С.Г.Оганесян исследовали переходное излучение в поле сильной монохроматической волны. Здесь также наличие сильной волны приводит к изменению спектра излучения в некоторой спектральной области.

В докладе Г.К.Аветисяна, Д.М.Седракяна и Б.В.Хачатряна рассматривалось излучение заряженной частицы, вылетающей из волновода в открытое пространство, при наличии сильной электромагнитной волны.

Во всех случаях внешнее поле приводит к эффектам, аналогичным индуцированному излучению. Возможно, что на этом пути удастся улучшить характеристики существующих детекторов. Представляет, по нашему мнению, интерес также рассмотрение переходного излучения в активной (усиливающей) среде.

5. Несколько работ было посвящено уточнению спектра переходного излучения в средах, дисперсия которых обладает особенностями в той или иной спектральной области. Эти особенности сказываются на спектре переходного излучения в соответствующей спектральной области. Отметим здесь работы В.А.Аракеляна (учет края полос рентгеновского поглощения) и В.А.Джрбашяна (учет ядерной дисперсии).

6. Хотя, как уже говорилось, основное внимание на симпози-

уме уделялось рентгеновскому переходному излучению, некоторые из доложенных работ относились к переходному излучению в области СВЧ и в оптической части спектра. В этом разделе мы рассмотрим переходное излучение на радиочастотах. Доложенные работы представляют интерес с двух точек зрения: с точки зрения генерации радиоволн и как один из возможных методов диагностики пучка в ускорителе. Рассматривалось переходное излучение в волноводах с различным заполнением (нестационарное и неоднородное заполнение - К.А.Барсуков и Э.А.Геворкян; волновод с движущимися средами - Э.Д.Газазян, Э.И.Лазиев,А.Д.Тер-Погосян; слоистое заполнение - Ф.А.Костанян, Дж.Франческетти). Сюда же можно отнести уже упомянутую в п.4 работу Г.К.Аветисяна, Д.М.Седракяна и Б.В.Хачатряна.

7. Несколько работ было посвящено переходному излучению в оптической области спектра. М.И.Рязанов и Л.С.Тилинин рассмотрели переходное излучение на параболическом зеркале. Они показали, что если заряженная частица падает на параболическое зеркало, двигаясь по его оси, то возникающее переходное излучение фокусируется в малой области вблизи от фокуса зеркала. Ф.А.Костанян и О.С.Мергелян исследовали изучение осциллятора, пролетающего вблизи от ограниченного диэлектрика переменной плотности. Они же совместно с Р.М.Рахматуллаевым рассмотрели переходное излучение осциллятора в оптически активной среде. Л.А.Корхмазян и Л.А.Геворкян исследовали особенности переходного излучения при скользящем влете частицы и влияние неидеальной поверхности на это излучение. Они показали, что неидеальность поверхности приводит при скользящем влете к значительному увеличению интенсивности излучения.

Таким образом, теоретические работы, доложенные и обсужденные на симпозиуме, отражают широкий круг теоретических проолем и практических применений, связанных с переходным излучением.

Не случайно местом проведения симпозиума стал Ереван. Ереванские физики в течение более двадцати лет интенсивно работают практически во всех областях, связанных с переходным излучением, как в теории, так и в эксперименте. Их работа в значительной мере определила те достижения - теоретические и экспериментальные - которые обсуждались на симпозиуме.

Позвольте мне от имени участников симпозиума поблагодарить Оргкомитет за гостеприимство и творческую атмосферу, в которой проходил симпозиум. Первый опыт оказался удачным.Такие встречи целесообразно сделать регулярными.

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 1124 ВФ-03379 Тираж 500

Подписано к печати 21.X.77г. Формат издания 60/84/16

25 уч. изд.л. Ц. 2 р.50 к.

Отдел научно-технической информации

Ереванского физического института 375036 Ереван-36,
пер.Маркаряна 2