

О ВЕСЕ ФОТОНОВ*)

Р. В. Паунд

В 1911 г. Эйнштейн¹ показал, что «принцип эквивалентности» предсказывает увеличение энергии электромагнитного излучения при падении излучения через разность гравитационных потенциалов. Наблюдения пропорциональности между массой и весом материальных тел, ведущие начало от Галилея, могли рассматриваться как доказательство справедливости принципа эквивалентности. Этот принцип был выдвинут как этап в процессе установления связи между чрезвычайно плодотворной специальной теорией относительности и тяготением, который привел, в конечном счете, к так называемой общей теории относительности.

За прошедшие пятьдесят лет прямое воздействие тяготения на электромагнитную энергию ускользало от непосредственного наблюдения. Проводились астрономические измерения так называемого «гравитационного красного смещения», которые, однако, представляются довольно неубедительными из-за присутствия других не вполне понятных эффектов. Например², смещения, определенные при наблюдении спектральных линий Солнца, сильно зависят от расстояния между центром солнечного диска и наблюдаемой точкой; смещение растет, асимптотически приближаясь примерно к предсказываемому значению на краю диска. Физические условия, ответственные за такую зависимость, должны быть однозначно установлены, прежде чем можно будет сказать, подтверждают ли наблюдения существование предсказываемого гравитационного смещения или нет. Можно считать, что включение радиоактивных веществ в число тех объектов, для которых выполнение принципа эквивалентности было показано с высокой степенью точности, оставляет мало места для сомнений в существовании воздействия на само излучение; однако такие косвенные доказательства, естественно, не учитывают неизвестных факторов. Тесная связь между теорией относительности и электромагнетизмом делает поиски прямой проверки особенно актуальными.

Простой расчет Эйнштейна основывался, как это предписывается принципом эквивалентности, на замене гравитационного поля в некоторой области координатной системой, свободной от тяготения, но подверженной постоянному ускорению g вверх, где g — ускорение вниз, обусловленное тяготением в реальном пространстве. Время пролета излучения от источника, находящегося на расстоянии h по вертикали над наблюдателем, равно h/c , и в эквивалентной координатной системе, если gh/c мало по сравнению с c , из-за эффекта Доплера первого порядка возникает

*) Перевод О. Д. Брилля. Под редакцией Ф. И. Шапиро

относительное увеличение частоты $\Delta\nu/\nu_0$, равное gh/c^2 . Наблюдатель фиксирует частоту $\nu = \nu_0(1 + gh/c^2)$ как следствие изменения относительной скорости за время полета. Для неоднородных гравитационных полей можно подобным образом получить $\nu = \nu_0(1 + \Delta\phi/c^2)$, где $\Delta\phi$ есть разность гравитационных потенциалов. В совершенно эквивалентном подходе, развитом Эйнштейном тогда же, время в обеих точках рассматривается как протекающее со скоростями, отличающимися на gh/c^2 . Переход от одного способа рассмотрения к другому требует только хорошо проверенного преобразования специальной теории относительности.

Количественно эффект настолько мал, что до недавнего времени не было никакой надежды на его обнаружение в чисто земных экспериментах, так как у поверхности Земли он составляет в относительных единицах 10^{-16} на один метр высоты. Ввиду этого планировались эксперименты по сравнению хода времени по атомным часам на спутнике с ходом времени по точно таким же часам на Земле, причем ожидаемый эффект находится на границе достижимой в настоящее время стабильности. Эксперимент, проводимый полностью в земных условиях, дает гораздо большие возможности для изменения условий, например для перестановки, при которой эффект меняет знак. Такие контрольные опыты позволяют обойти трудности, подобные встретившимся в астрономических измерениях.

Около двух лет назад Мёсбауэр³ опубликовал результаты новых опытов по ядерной резонансной флуоресценции в охлажденном твердом теле. Он привлек внимание к тому факту, что связь ядра в решетке очень существенно влияет на динамику и, следовательно, на спектр испускания и поглощения мягких γ -лучей. Связь приводит к двум довольно различным эффектам. Во-первых, в процессе испускания или поглощения ядро не может испытывать отдачи как свободное; вместо этого оно частично увлекает за собой соседние ядра. Анализ приводит к заключению, что существует определенная вероятность того, что импульс будет поглощен всей относительно массивной решеткой и передача энергии при отдаче будет пренебрежимо малой. Таким образом, в отличие от условий для свободных ядер, испускающие и поглощающие ядра в соответствующих состояниях могут резонировать друг с другом даже при очень малых ширинах линий. Вторая функция, выполняемая решеткой, состоит в сильном уменьшении уширения, которое может ожидаться вследствие теплового движения. Это происходит потому, что частоты решетки, например в дебаевском спектре, в основном столь велики, что за время перехода скорости ядер и связанное с ними доплеровское уширение усредняются примерно до нуля. Классически можно рассматривать частотную модуляцию, при которой часть энергии сохраняется в фурье-компоненте, соответствующей монохроматической несущей частоте. Названные два эффекта приводят к образованию в γ -спектре компоненты, которая не смещена из-за отдачи и ширина которой определяется только временем жизни. Относительная интенсивность этой компоненты количественно дается фактором, который обычно обозначают через f и который весьма походит на фактор Дебая—Уоллера для когерентного рассеяния рентгеновских лучей. Для простой решетки, описываемой дебаевским спектром с температурой θ_D , f приближенно равно

$$f \approx \exp \left\{ -\frac{3}{2} (E^2_\gamma / 2Mc^2k\theta_D) \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi T}{\theta_D} \right)^2 \right] \right\}$$

для температур T , много меньших θ_D . Аналогичным образом, для связанных ядер в основном состоянии максимальное полное сечение резонанс-

ного рассеяния σ равно $f\sigma_0$, где σ_0 — электромагнитное сечение в резонансе

$$\sigma_0 = 2\pi e^2 (2I_e + 1)/(2I_g + 1) (1 + \alpha),$$

где I_e и I_g — спины возбужденного и основного состояний соответственно и α — коэффициент внутренней конверсии. При рассеянии γ -квантов, ширина линии которых соответствует ширине резонанса, и при отсутствии сверхтонкой структуры действующее сечение равняется половине пикового значения $f\sigma_0$. Если в источнике и рассеивателе имеет место одинаковое сверхтонкое расщепление, то статистические веса меняются и σ уменьшается.

После первого наблюдения такого рассеяния для Ir^{191} по уменьшению пропускания при охлаждении источника и поглотителя Мёссбауэр ввел движение источника вперед и назад по отношению к поглотителю, чтобы вызвать доплеровское смещение и тем самым расстроить резонанс. Чрезвычайную остроту резонанса характеризует тот факт, что относительная скорость порядка одного сантиметра в секунду уже заметно уменьшала поглощение. Хотя время жизни приводит к абсолютной ширине, сравнимой с самыми малыми ширинами, наблюдаемыми в оптических спектрах, несущая частота примерно в 10^5 раз больше. Наконец-то был найден способ использования твердого тела для ограничения теплового уширения без появления сильного уширения из-за твердотельных взаимодействий. Здесь играет роль слабая связь ядер с внешними полями.

Когда мой сотрудник Ребка и я узнали, менее чем год назад, о новом методе Мёссбауэра, мы решили рассмотреть возможность развития этого метода, подыскивая другие примеры, до такой степени, чтобы сделать возможным измерение гравитационного красного смещения в земных условиях⁴. Другие группы исследователей^{5,6} независимо предложили такой же опыт и все, по-видимому, обратились к одним и тем же двум случаям из всего множества схем ядерных распадов, опубликованных до настоящего времени. Они являются γ -переход $14,4$ кэв Fe^{57} с временем жизни $0,1$ мксек и γ -переход Zn^{67} с энергией 93 кэв и временем жизни $9,4$ мксек. Оба перехода являются последней ступенью при распаде путем электронного захвата соответственно Co^{57} с периодом 270 дней и Ga^{67} с периодом 78 часов, которые переходят в стабильные изотопы.

В эксперименте предполагалось наблюдать смещение от резонанса, когда источник и поглотитель находятся на различных высотах, и поэтому заманчиво характеризовать пригодность линии, указывая высоту, которая должна приводить к смещению до половины пикового сечения рассеяния. Для Fe^{57} эта высота составляет 3 км, а для Zn^{67} — около 5 м. Существуют, однако, и другие факторы. Например, малая энергия γ -лучей и высокая дебаевская температура металлического железа позволяют получить для Fe^{57} значение $f=0,8$ даже при комнатной температуре, тогда как для получения величины f , близкой к $0,01$, для Zn^{67} в цинке была бы необходима температура ниже 50° К. Недостатком Fe^{57} является большой коэффициент внутренней конверсии α , равный примерно 15 , что усложняет проблемы фона от жестких γ -лучей в спектре в большей степени, чем хотелось бы.

Наши первоначальные эксперименты с Fe^{57} дали весьма ободряющий результат⁷. Источник изготовлялся гальваническим нанесением Co^{57} на железный диск с последующим отжигом в течение часа при 950° С. При таком методе Co^{57} диффундировал на небольшое расстояние в железо, что обеспечивало однородное окружение Fe^{57} атомами железа. Гамма-лучи с энергией $14,4$ кэв наблюдались с помощью сцинтилляционного спектрометра после прохождения железной фольги толщиной $0,0015$ см, и было найдено, что при комнатной температуре вибрация источника приводит к увеличению пропускания примерно на 20% . Форма линии

вырисовывалась путем движения источника с помощью электромеханического преобразователя, питаемого током треугольной формы. Полученный результат изображен на рис. 1. Нарисованная кривая Лоренца имеет полуширину, равную $0,017 \text{ см/сек}$, тогда как теоретически ожидаемая ширина равна $0,01 \text{ см/сек}$.

В дальнейшем в других лабораториях⁸ с помощью аналогичной, но видоизмененной техники были получены ширины, столь же малые, по видимому, как и теоретические.

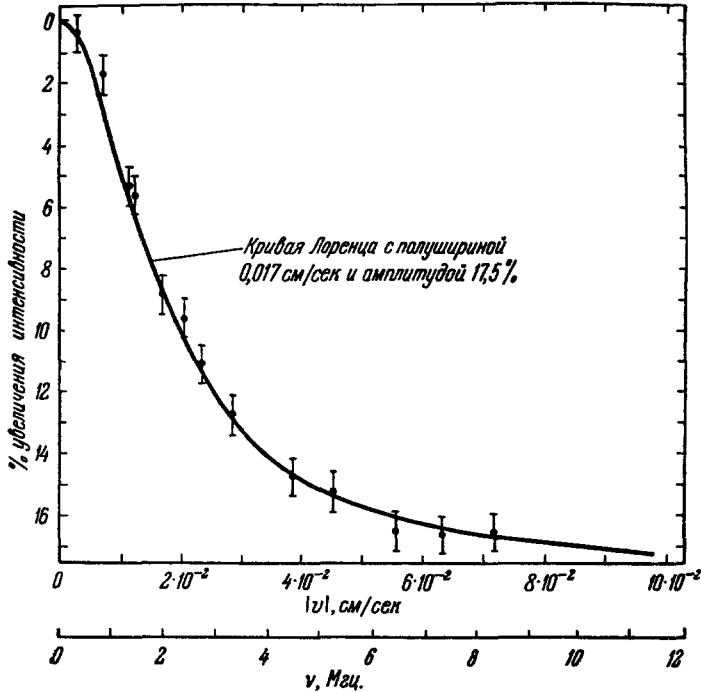


Рис. 1. Резонансное поглощение в зависимости от скорости движения источника для Fe^{57} . Поглотитель изготовлен из железа толщиной около $0,0015 \text{ см}$ (естественная смесь изотопов).

В неполной мере мы наблюдали сверхтонкую структуру. Как известно, спин I_p возбужденного уровня равен $3/2$, а спин I_g основного состояния равен $1/2$. В ферромагнитном железе можно ожидать очень больших эффективных магнитных полей, и поэтому оба уровня должны быть расщеплены. Магнитное дипольное γ -излучение должно тогда содержать шесть компонент, различающихся по энергии, и если поля в источнике и рассеивателе или поглотителе будут одинаковыми, то линии должны попарно совпадать. Относительное движение будет оказывать одинаковое влияние на все компоненты и ширина линии должна остаться неизменной, хотя поглощение будет ослаблено из-за сверхтонкого расщепления. При больших скоростях равномерное относительное движение может привести к другому частичному совмещению линий испускания и поглощения. Мы провели исследования до скоростей в $0,8 \text{ см/сек}$ и нашли три дополнительных резонанса, показанных на рис. 2. В целом, если структура полностью разрешается, должно быть семь линий — сателлитов с каждой стороны. Другие авторы⁹ полностью расшифровали спектры сверхтонкой структуры и обнаружили еще две линии, подобные нашим, но расположенные дальше, чем мы могли продвинуться в наших первоначальных

измерениях. Остающиеся две слабые линии, как было показано, почти не разрешаются и включаются в эти пять линий. Детальное согласование с теорией было облегчено использованием поперечных поляризующих полей в железе, которые вызывают большие изменения интенсивностей линий, зависящие от того, параллельно или перпендикулярно друг к другу поляризованы источник и поглотитель. Было найдено, что внутреннее поле равно 330 кгаусс , и были определены величина и знак магнитного момента возбужденного уровня.

Многие лаборатории включились в исследования ^{10,11,12}, и были сообщены аналогичные данные для других ферромагнитных и парамагнитных окружений. В этих экспериментах в дополнение к внутренним полям

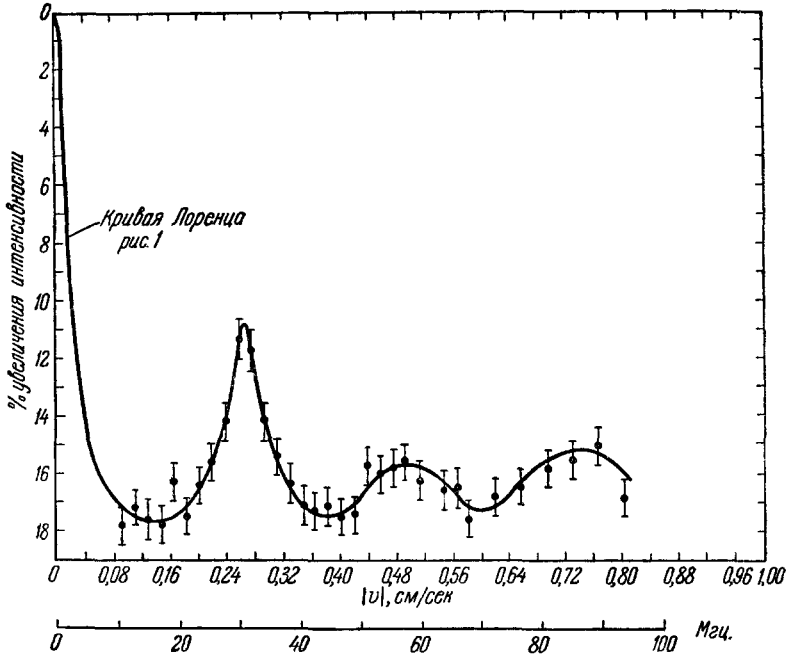


Рис. 2. Внутренний участок спектра сверхтонкой структуры в зависимости от доплеровской скорости.

проявились электрическое квадрупольное расщепление и зависимость энергии от химической структуры. Существование сверхтонкой структуры и ее зависимость от окружения требуют тщательного приготовления источников и поглотителей, чтобы получить предельно узкую линию для применения в наших экспериментах.

Наши предварительные опыты ¹³ с Zn^{67} , проведенные большей частью при 4°K , не обнаружили резонансного поглощения, большего чем примерно $0,1\%$. Мы использовали ряд решеток, но имелось основание думать, что малые сдвиги частот из-за различий между источником и поглотителями в отношении таких свойств, как электронная структура, дебаевская температура и симметрия решетки, предотвращают появление поглощения при нулевой относительной скорости. Группа в Лос-Аламосе недавно сообщила ¹⁴ об очень малом эффекте в ZnO , но пока еще действительная ширина линии неизвестна, так как для разрушения резонанса использовался эффект Зеемана.

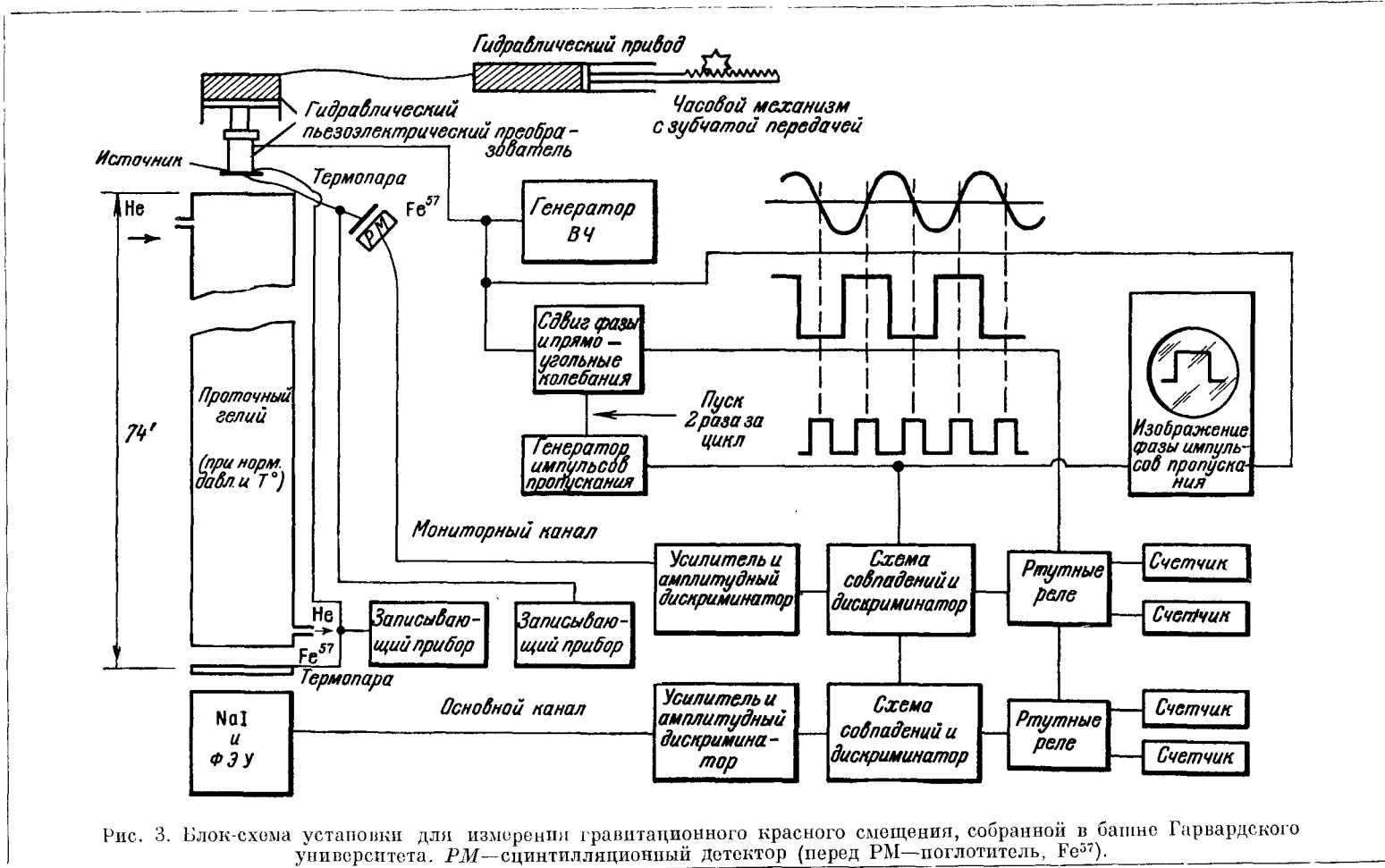
Несмотря на большую ширину линии Fe^{57} , ее большая интенсивность, длительное время жизни источника и удобство работы при комнатной

температуре побудили нас использовать ее в попытке измерить гравитационный эффект. Замечание о том, что ширина этой линии такова, что для уменьшения поглощения наполовину необходима разность высот от 3 до 4 км, вводит в заблуждение. В действительности, важным фактором является изменение абсолютной величины поглощения для данного отношения сдвига частот источника и поглотителя. Для получения наивысшей чувствительности к частотному смещению, составляющему малую долю от ширины линии, можно ввести движение, чтобы в результате эффекта Доплера сместить линию источника по отношению к линии поглотителя в точку на спаде кривой, где производная от пропускания по частоте максимальна. В случае совершенно симметричной экспериментальной линии удобно применять поочередное перемещение в противоположных направлениях, которое производится колебаниями источника вверх и вниз. Пропускания при движении источника вверх и вниз можно затем сравнить между собой, и разность двух пропусканий выявит небольшой постоянный сдвиг линий. В случае, когда сила источника ограничена, и, следовательно, статистические флуктуации вносят основной вклад в неопределенность измерений, обнаружимость смещения, пропорционального расстоянию h , не зависит, как можно показать, от h , если скорость счета пропорциональна h^{-2} . С другой стороны, возможное присутствие систематических ошибок, как, например, зависимости частоты от различных неконтролируемых изменений, диктует выбор достаточно большой высоты.

Наш опыт проводился в закрытой башне, которая является архитектурной составной частью Джефферсоновской физической лаборатории в Гарварде, построенной около 80 лет назад. Башня имеет отдельный фундамент и несущие стены, отделенные от окружающих конструкций от основания до крыши здания. Использовалась высота h около 21 м. По своему характеру это место обеспечивало превосходную изоляцию от вибраций и теплового расширения. Важное преимущество использования широкой линии для определения смещения по сравнению с использованием более узкой линии состоит в том, что если вибрации не содержат скоростей, превосходящих линейный участок спада линии, или, другими словами, если вибрации малы по сравнению с шириной линии, то за счет усреднения они исключаются из результатов измерений за длительное время. Небольшие постоянные сдвиги могут быть измерены даже в присутствии больших вибраций. Чтобы избежать ослабления пучка при прохождении через воздух, мы использовали цилиндрический баллон из пластического материала диаметром 40 см, наполненный гелием до атмосферного давления. Поддерживался медленный поток гелия для удаления воздуха, который мог продифундировать в баллон.

На рис. 3 вся система изображена в виде блок-схемы. Для колебания источника вверх и вниз синусоидальное напряжение частотой около 50 гц прикладывалось к ферроэлектрическому керамическому цилиндру, на котором закреплялся источник в виде железной фольги диаметром 5 см. Источник содержал около 0,4 кюри Co^{57} , свободного от носителя и введенного в железо тем же способом, что и в предыдущих опытах. Детектор с большой поверхностью был собран из семи отдельных сцинтилляционных кристаллов NaJ толщиной 7 мм, которые крепились на фотоэлектронных умножителях такого же диаметра. Поглотитель приготавливался путем гальванического нанесения железа, обогащенного Fe^{57} примерно до 32%, на семь бериллиевых дисков толщиной 1 мм и того же диаметра, что и сцинтилляторы.

На более поздней стадии эксперимента эти диски крепились поверх отверстий в толстом латунном листе, и набор керамических постоянных



магнитов поддерживал магнитное поле порядка 200 эрстед, приблизительно параллельное и лежащее в плоскости дисков. Подобные магниты имелись и у источника. Назначение магнитов заключалось в поляризации источника и поглотителя параллельно друг другу для подавления некоторых линий сверхтонкой структуры и увеличения поглощения, поскольку поглотители были тонкими. Другая цель состояла в устранении какого-либо влияния изменения ориентации системы относительно магнитного поля Земли.

Источник 50-периодного напряжения запускал схему, вырабатывавшую импульсы пропускания длительностью 5 мсек, расположенные симметрично во времени относительно точки максимальной скорости источника. В мертвое время в промежутках между импульсами пропускания прямоугольные импульсы, генерируемые 50-периодным источником, воздействовали на переключатели, чтобы подавать усиленные и дискриминированные импульсы на ту или другую пересчетную схему. Таким образом, один пересчет накапливал число отсчетов во время движения источника вверх, а другой — во время его движения вниз.

Разница в числе этих отсчетов должна зависеть от асимметрии линии и модуляции и от стабильности системы. Для контроля за стабильностью и для обеспечения возможности исключить из получаемых данных эффекты, связанные с нестабильностью, был предусмотрен дублирующий канал из усилителя, дискриминатора, схемы пропускания и пересчетных схем. На этот канал подавались сигналы сцинтилляционного счетчика, который имел собственный небольшой поглотитель, подобный упомянутому выше, и помещался всего лишь в одном метре от источника. Обычно скорость счета в этом канале была примерно в шесть раз большей, чем в основном канале, так что разность между относительными разностями, наблюдаемыми в этом и основном канале, могла быть использована без большого увеличения статистической ошибки по сравнению с ошибкой в основном канале.

Связь между наблюдаемой разницей в числе отсчетов и сдвигом частот зависит от модуляционных колебаний, формы, ширины и интенсивности линии, поправок на фон, которые, в свою очередь, зависят от коэффициента усиления усилителя и амплитудного анализатора, а также от чистоты гелия и, возможно, от других параметров. Хотя эти величины могли быть измерены, был выбран более надежный и прямой метод, использующий калибровку с помощью эффекта Доплера. Для этого двигатель источника, обеспечивающий синусоидальную модуляцию, сам был закреплен на гидравлическом поршне, который с помощью поршня меньшего диаметра и понижающей зубчатой передачи обеспечивал непрерывное движение со скоростью около $6 \cdot 10^{-4}$ см/сек вверх или вниз. Полагая, что аппаратура остается стабильной во время равномерного передвижения вверх и вниз, можно скомбинировать два ряда данных для получения чувствительности и асимметрии, которая присутствовала бы без калибровочных передвижений. В первых измерениях калибровочное устройство действовало примерно треть всего времени. Позже был добавлен автоматический таймер, который менял направление движения калибровочного поршня через 300 сек и включал оба канала на дублирующий комплект пересчетных схем. Таким образом, данные собирались при непрерывной калибровке. Частотное смещение, усредненное по серии измерений любой длительности, но обычно около 24 часов, могло быть вычислено непосредственно из полученных в этой серии данных, без привлечения каких-либо сведений из других измерений. Согласованность данных о чувствительности давала полезную проверку работы системы. За 24-часовую серию относительный сдвиг частот измерялся со среднеквадратичной статисти-

ческой ошибкой, меньшей 10^{-15} . Ожидавшийся относительный сдвиг под действием гравитации в башне составлял около $2,5 \cdot 10^{-15}$.

С самого начала планировалось, что эксперимент будет проведен путем сравнения видимых смещений частот источника и поглотителя, наблюдаемых, когда источник находится наверху и когда он находится внизу. Искомый эффект при высоте в 21 м составлял только $2,5 \cdot 10^{-15}$, и мы не предполагали, что можно быть уверенным в симметрии линии и приборной симметрии с точностью до $2 \cdot 10^{-3}$ от ширины линии, что было бы необходимо при эксперименте, в котором γ -кванты летели бы только в одном направлении. Возможность такой перестановки (источника и поглотителя) является принципиальным преимуществом эксперимента в земных условиях, как это упоминалось ранее. Хотя аналогичный результат может быть достигнут при сравнении данных для различных высот, что, например, обеспечивается наличием мониторингового и основного каналов, все же невозможно было бы сделать каналы геометрически идентичными, и поэтому такая техника эксперимента была бы ненадежной.

Наши первоначальные попытки получить убедительные результаты при использовании описанной аппаратуры оказались обескураживающими. Они показали очень сильные флуктуации видимого смещения частоты источника по отношению к частоте поглотителя, которые временами, по-видимому, даже имели суточный ход. Мы пытались искать неполадки в аппаратуре в течение некоторого времени, пока не поняли с помощью результатов некоторых испытаний, проделанных с другими целями, что мы в действительности наблюдаем частотные смещения, вызванные изменением разности температур источника и поглотителя. При усреднении за длительное время среднее значение скорости связанного ядра равно нулю, и то же самое должно иметь место для линейного доплеровского смещения. Средний квадрат скорости определяется нулевой энергией и свободной тепловой энергией, и его изменение с температурой непосредственно связано с удельной теплоемкостью решетки C_L . За время испускания или поглощения, равное в случае Fe⁵⁷ 10^{-7} сек, среднее значение хорошо определяется, и будет происходить лишь небольшое уширение линии, так как спектр колебаний решетки широк и лежит главным образом в области с частотами, превышающими 10^7 гц. С другой стороны, ненулевое значение v^2 приводит к относительному уменьшению частоты наблюдаемой в лаборатории, на величину $v^2/2c^2$, что связано с замедлением времени или релятивистским эффектом Допплера. Таким образом, частота испускания или поглощения должна меняться с температурой как

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} = - \frac{\nu_0 C_L}{2Mc^2},$$

где M — масса ядра. В классическом пределе, когда $C_L = 3R$, будет иметь место уменьшение видимой частоты, равное $2,44 \cdot 10^{-15} \nu_0$ на 1°C . Используя дебаевскую функцию для C_L , можно получить при 300°K около $2,20 \cdot 10^{-15} \nu_0$ на 1°C , т. е. 1°C должен производить смещение, почти в точности равное гравитационному эффекту, который искали в наших опытах.

• Этот вывод был проверен непосредственно¹⁵ путем изменения разности температур источника и поглотителя и определения сдвига частоты с помощью аппаратуры для измерения «красного смещения». Согласно с предсказанием оказалось вполне удовлетворительным*).

После этого открытия в (гравитационный) эксперимент было внесено изменение, а именно, была введена термopара, один спай которой

*) См. предыдущую статью Р. Мессбауэра, рис. 12 на стр. 666. (Прим. перев.)

был присоединен к источнику, а другой — вделан в латунную плиту, несущую поглотители. В цепь термопары включался пишущий микровольтметр. Подобное устройство было введено и в мониторный канал. Результаты стали стабильными и согласующимися, как только были введены поправки, учитывающие частотный сдвиг, вызванный разностью температур, усредненной за серию измерений¹⁶. С этого момента началось накопление полезных данных, и за исключением коротких интервалов, в течение которых вводились изменения или же проводился контроль, аппаратура работала по существу непрерывно.

Полученные результаты очень определенно показывают, что при поисках гравитационного эффекта важно опираться только на разницу между случаями полета γ -квантов вверх и вниз. Было найдено, что между источником и поглотителем существует смещение около $-15 \cdot 10^{-15} \nu_0$, примерно в шесть раз превышающее гравитационное смещение, предсказываемое при измерении в одном направлении. Семь бериллиевых дисков, покрытых железом, были проверены по отдельности и дали различающиеся относительные сдвиги, лежащие в пределах от -8 до $-30 \cdot 10^{-15}$, тогда как диск, использованный в канале монитора, показал сдвиг около $+0,5 \cdot 10^{-15}$. При указании смещений отрицательный знак используется, чтобы отметить, что частота источника ниже частоты в максимуме поглощения. Происхождение этих сдвигов до сих пор остается неясным, но нужно помнить, что даже самый большой из них составляет только $3 \cdot 10^{-2}$ от ширины линии. Сама ширина линии составляет, по-видимому, около $3/2$ естественной ширины, что связано с несовершенством источника или поглотителя или того и другого; едва ли следует удивляться тому, что такое несовершенство приводит к эффективному сдвигу или асимметрии линии. Различия в дебаевских температурах, приводящие к различиям амплитуд нулевых колебаний и тепловых движений, также могут вызвать такие эффекты. Существенным сейчас является тот факт, что в течение четырех месяцев измерений сдвиги оставались постоянными, и поэтому оказалось возможным извлечение гравитационного эффекта из полученных результатов.

В целом до сих пор было проведено около шести отдельных экспериментов, каждый длительностью 2—3 недели. Такое разделение всей проделанной работы связано с тем, что в промежутках между периодами измерений вводились некоторые изменения. Каждый такой период давал результат с неопределенностью около 0,1 от величины предсказываемого эффекта, и каждый результат хорошо согласовывался в пределах статистической ошибки со значением $4,67 \cdot 10^{-15}$ для разности относительных сдвигов в двух направлениях.

Среднее всех измерений к настоящему времени дает $0,98 \pm 0,04$ в единицах предсказанной величины gh/c^2 , когда используются данные только основного канала. Величина $0,97 \pm 0,05$ получается, когда сдвиг берется по отношению к сдвигу в мониторном канале.

Различие между двумя числами статистически несущественно, что указывает на хорошую стабильность установки. Мы полагаем, что наш контроль источников систематических ошибок сделал их меньше приведенных среднеквадратичных статистических ошибок. Результат измерений демонстрирует тот факт, что предсказанное «красное смещение» существует и находится в количественном согласии с ожидаемым, по крайней мере, в пределах 4%. Таким образом, эффективная масса и вес излучения связаны тем же коэффициентом пропорциональности, как и соответствующие характеристики материальных тел.

Мы собираемся в последующих экспериментах уменьшить ошибки измерения путем набора большего числа данных, улучшения разрешения

и, возможно, путем проведения опыта в большем масштабе, с более длинным пролетным расстоянием, при котором влияние систематических ошибок будет меньшим. Благодаря этому, может быть, мы сумеем снизить ошибку до величины, заметно меньшей 1%.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein, Ann. Phys. 35, 898 (1911).
 2. E. Finlay-Freundlich, Philos. Mag. 45, 303 (1954).
 3. R. L. Mössbauer, Z. Phys. 151, 124 (1958); Naturwiss. 45, 538 (1958).
Z. Naturforsch. 14a, 211 (1959).
 4. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 3, 439 (1959).
 5. И. Я. Барят, М. И. Подгорецкий, Ф. Л. Шапиро, ЖЭТФ 38, 301 (1960).
 6. J. P. Schiffer and W. Marshall, Phys. Rev. Lett. 3, 556 (1959).
 7. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 3, 554 (1959).
 8. M. A. Clark and J. M. Robson, Bull. Amer. Phys. Soc. 5, 369 (1960).
 9. S. S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston and D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett., 4, 177 (1960).
 10. G. K. Wertheim, Phys. Rev. Lett. 4, 403 (1960).
 11. O. C. Kistner and A. W. Sunyar, Phys. Rev. Lett. 4, 412 (1960).
 12. I. Solomon, C. R. 250, 3828 (1960).
 13. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 4, 397 (1960).
 14. D. E. Nagle, P. P. Craig and W. E. Keller, Nature 186, 707 (1960).
 15. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 4, 274 (1960).
 16. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).
-