1941 УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК Т. XXV, вып. 3

ГАЗЫ В СОСТОЯНИИ ПЛАЗМЫ. I¹)

Р. Ромпе, Берлин и М. Штеенбек, Берлин-Симменсштадт

V. КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ

а. Электростатические колебания электронов

Рассмотрим квазинейтральную однородную плазму, в единице объема которой находятся N электронов и N ионов. Примем сначала, что заряды плазмы находятся в покое и давление нейтрального газа столь низко, что присутствием незаряженных частиц можно пренебречь. Пусть электроны сдвинулись из своих начальных положений на отрезки s; отрезок s есть по величине и направлению функция координат пространства: $\mathrm{s}=\mathrm{s}\,(xyz)$. Мы предполагаем далее, что ионы остались на своих местах и что заряд ионов равномерно распределен в пространстве. Подобное смещение, затрагивающее лишь электроны и оставляющее ионы неподвижными, может произойти, скажем, вследствие того, что между двумя электродами в плазме создано кратковременно действующее поле; в этом случае могут сдвинуться со своих мест лишь легкие электроны, но не тяжелые ионы.

В плазме, квазинейтральной во всех своих точках перед смещением электронов, могут появиться после сдвига электронов пространственные заряды; а именно, в элементе объема $dx \cdot dy \cdot dz$ создается положительный объемный заряд, если при смещении из этого элемента удалится число электронов, большее числа пришедших в него электронов (или наоборот). Плотность возникшего таким образом пространственного заряда для однородной плазмы ($N=\mathrm{const}$) будет равна

$$\rho = e \cdot \mathrm{div}\,(N\mathrm{s}) = eN \mathrm{div}\,\mathrm{s}, \qquad (5,1)$$

где e — заряд электрона.

Если дивергенция поля вектора смещения равна нулю, т. е. поле s чисто вихревое, то пространственные заряды не образуются. Это с полной наглядностью становится ясным, если представить себе, что электроны однородной плазмы равномерно перемещаются вдоль замкнутых (вихревых) нитей, например, вдоль замкнутых окружностей; при этом из каждого объема уходит и приходит одинаковое количество электронов и нигде не образуется избытка последних. Произвольное век-

---

¹) Erg. d. exact. Naturwiss., 8, 257, 1939. Первые четыре раздела см. Успехи физич. наук, 25, 190, 1941.

торное поле $\mathbf{s}(xyz)$ может быть представлено в виде суммы вихревого, свободного от источников поля $\mathbf{s}_r(xyz)$ и потенциального, свободного от вихрей поля $\mathbf{s}_d(xyz)$. Мы примем теперь, что в сумме $\mathbf{s}(xyz) = \mathbf{s}_r(xyz) + \mathbf{s}_d(xyz)$ вихревое поле $\mathbf{s}_r(xyz)$ с самого начала равно нулю; или иначе, под значком $\mathbf{s}$ мы будет понимать далее потенциальное поле $\mathbf{s}_d(xyz)$.

Пространственные заряды, плотность которых дается (5,1), создают электрическое поле $\mathbf{E}$, которое связано с ρ соотношением

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho. \tag{5,2}$$

Заменяя ρ, согласно (5,1), получим

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e N \operatorname{div} \mathbf{s}. \tag{5,3}$$

Уравнение (5,3) может быть проинтегрировано, так как поле вектора $\mathbf{s}$, а также поле $\mathbf{E}$ пространственных зарядов не обладают вихрями. Постоянную интегрирования можно положить равной нулю, если только принять, что внешнее электрическое поле отсутствует, т. е. что при $\mathbf{s} = 0$ и $\mathbf{E} = 0$

$$\mathbf{E} = 4\pi e N \mathbf{s}. \tag{5,4}$$

Напряженность электрического поля параллельна и пропорциональна смещению $\mathbf{s}$; на каждый электрон (заряд $-e$!) это поле действует с силой $-e\mathbf{E}$, пропорциональной сдвигу этого электрона из начального положения и направленной антипараллельно вектору $\mathbf{s}$; таким образом, сила созданного поля стремится вернуть электрон в его начальное положение[1]). Следовательно, в однородной плазме электроны связаны со своим «положением покоя» квазиупругой силой. Собственную частоту можно вычислить из уравнения движения

$$\mathbf{K} = m\frac{d^2\mathbf{s}}{dt^2} = -e\mathbf{E} = -4\pi e^2 N \mathbf{s}; \tag{5,5}$$

она равна

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}, \tag{5,6}$$

т. е. не зависит от рода смещения (если последнее свободно от вихрей) и не зависит от объема колеблющейся области. В том случае, если, напротив, поле смещения вихревое, никаких квазиупругих сил связи и, следовательно, колебаний плазмы не возникает. Этим различием мы будем неоднократно пользоваться в разделе о диэлектрических свойствах плазмы. Для обычных плазм собственная частота, даваемая уравнением (5,6), примерно соответствует дециметровым и сантиметровым волнам ($\nu_0 \approx 10^9 - 10^{11}$). С этой собственной частотой электронов плазмы (И. Лэнгмюр [296], А. Тонкс и И. Лэнгмюр [522]; также Томсон [511], Л. Тонкс [515], И. Кунц [275], Дж. Дж. Томсон [509]) электроны совершают гармонические колебания около положения

---

[1]) Если, например, начальное смещение удаляет электроны из какой-либо области, то далее эти электроны начнут притягиваться обратно избыточным положительным объемным зарядом, оставшимся в этой области, и наоборот.

покоя. Можно было бы ожидать, по аналогии со сжимаемым газом, возникновения проходящих волн, подобных звуковым; это, однако, не имеет места. Напротив, в различных точках плазмы происходят колебания, не связанные между собой по фазе. Подобные колебания рассматривались много раньше Рейнольдсом в его модели независимых маятников[1]), к этой же проблеме относятся известные дискуссии о групповой скорости, переносе энергии и пр. (Р. Зелигер и М. Штеенбек [469], сравни Л. Тонкс [514]). Об этом ниже будет сказано подробнее.

При выводе (5,6) предполагалось, что до смещения все электроны находились в покое. В действительности так не бывает. Электростатическое действие образовавшегося в плазме благодаря смещению электронов пространственного заряда в виде больших областей с более или менее равномерным распределением плотности не зависит от движения отдельных электронов внутри области — электроны не должны лишь выходить за пределы этих областей. Однако, благодаря тепловому движению электронов малые области, в которых смещение электронов должно было создать, скажем, избыток электронов, будут обеднены в короткое время электронами (род диффузии) и плотность электронов в этих малых областях сравняется со средней плотностью электронов. Таким образом, будут устранены причины, вызывающие квазиупругие колебания. Если рассматриваемая область столь мала (линейный размер в направлении x Λ_-), что электрон, движущийся с эффективной тепловой скоростью $w_x = \sqrt{\frac{kT}{m}}$ в направлении оси X, проходит эту область во время, сравнимое с обратной частотой колебаний плазмы $\frac{1}{\omega_0}$, то пространственные заряды, вызывающие поле колебания, рассасываются весьма быстро, и уже невозможно более или менее выраженное колебание плазмы. Поэтому протяжение области плазмы Λ_-, колеблющейся как одно целое, должно быть значительно больше отношения $\frac{w_x}{\omega_0}$:

$$\Lambda_- > \frac{w_x}{\omega_0} = \frac{\sqrt{\frac{kT}{m}}}{\sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}} = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 N}} = D. \qquad (5,7)$$

---

[1]) Причины, по которым электроны ведут себя как независимо колеблющиеся маятники, состоят в основном в следующем. Частицы, которые отталкиваются друг от друга по закону r^{-2}, не могут, как молекулы газа, заполнить какой-либо объем; они располагаются на внешней границе этого объема (так располагается заряд на поверхности изолированного проводника). То, что молекулы обыкновенного газа могут быть распределенными в пространстве, в конечном счете определяется тем, что силы отталкивания между молекулами, действующие во время их соударения, падают в высокой степени с расстоянием. Электронный газ может заполнять объем, как это имеет место в плазме, лишь в том случае, если взаимное отталкивание электронов преодолевается ионами, которые втягивают электроны внутрь объема. Это можно трактовать как род связи электрона с некоторым местом («покоя») внутри объема.

Таким образом, все линейные размеры колеблющейся области должны быть в несколько раз больше введенной в разделе II длины Дебая (И. Лэнгмюр [296]). Колебание, возникшее по какой-либо причине, будет затухать благодаря расхождению пространственных зарядов, имеющему место из-за теплового движения электронов. Из проведенных рассуждений следует, что затухание будет примерно пропорционально $\frac{D}{\Lambda_-}$. Энергия колебаний плазмы перейдет в энергию теплового движения электронов. Этим путем энергия колебаний плазмы передается всем электронам системы. С другой стороны, надо полагать, что энергия колебаний плазмы (частично или полностью, см. ниже) создается за счет температуры электронов. Область размера Λ_- представляет собой осциллятор; энергия, приходящаяся на одну степень свободы, равна $\frac{1}{2}\,kT$, если область находится в тепловом равновесии с температурой электронов. Этим определяется напряженность поля, соответствующая колебаниям плазмы для данной области размера Λ_-, а вместе с тем и энергия, уносимая электронами, проходящими зону колебаний в тепловом движении. Электроны, пролетающие со своими тепловыми скоростями через эту область, отбирают энергию. Таким путем И. Лэнгмюр [296] вычислил обмен энергией между электронами; результат (для $\Lambda_- = 2{,}8\,D$) был приведен выше в разделе II. На значение колебаний плазмы для обмена энергией между электронами ранее указывал Пеннинг [403,405].

b. Учет электронного давления

Электроны плазмы не находятся в покое, а движутся со скоростью, соответствующей температуре электронов T_-; поэтому при сдвиге электронов со своих мест в первоначально однородной плазме в тех областях, где благодаря возникновению избыточной электронной плотности образуется отрицательный объемный заряд, одновременно повышается давление электронов, и наоборот. Это увеличение давления Δp может быть представлено, как $kT_-\cdot\Delta N_-$, где ΔN_- есть приращение концентрации электронов по отношению к средней концентрации N. Местное возрастание числа электронов вследствие смещений электронов однородной плазмы ΔN_- равно $-N\operatorname{div}\mathrm{s}$; поэтому избыточное электронное давление может быть представлено в виде

$$\Delta p = -kT_-\cdot N\operatorname{div}\mathrm{s}. \qquad (5{,}8)$$

Естественно при рассмотрении электронных колебаний принять во внимание не только рассматривавшиеся до сих пор электростатические силы, но также и гидродинамическую силу $-\operatorname{grad} p = -\operatorname{grad}\Delta p$. Это выражение равно силе, которая перемещала бы единицу объема электронного газа в направлении от высокого к низкому давлению, если бы мы рассматривали электронный газ как обычный молекулярный газ. Обоснование этого положения обсуждается ниже. Последовательно пренебрегая квадратичными членами $\left(\frac{\Delta N_-}{N} \ll 1\right)$, можем представить силу давления для одного электрона в виде

$$-\frac{1}{N}\operatorname{grad} p = kT_{-}\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{s};$$

эту силу надо прибавить к электростатической силе $-4\pi e^2 N\cdot\mathbf{s}$, о которой речь шла выше [уравнение (5,5)]. Так как всегда

$$\operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{s} = \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{s} + \Delta\mathbf{s},$$

то, считая попрежнему поле вектора смещения безвихревым, т. е. полагая $\operatorname{rot}\mathbf{s} = 0$, получим полную силу, действующую на один электрон, в виде [1]

$$m\frac{\partial^2\mathbf{s}}{\partial t^2} = -4\pi e^2 N\cdot\mathbf{s} + kT_{-}\Delta\mathbf{s} \qquad (5,9)$$

или, для одномерного случая,

$$m\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -4\pi N e^2\cdot\xi + kT_{-}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}, \qquad (5,9a)$$

где ξ — смещение в направлении x.

Так как в (5,9) и в (5,9a) наряду со вторыми производными по координатам стоят вторые производные по времени, то решения этих уравнений дают проходящую волну. Это обстоятельство можно наглядно себе представить, если учесть, что одно лишь давление электронного газа должно приводить к звуковым волнам в электронном газе; электростатическая связь электронов с остающимися неподвижными ионами приводит, конечно, к видоизменению этого «распространения звука».

Если обозначить длину волны через $2\pi\Lambda_{-}$, так что Λ_{-}, так же как и выше, представляет примерно размер области с однородно (до известной степени) распределенным объемным зарядом, то частота ω запишется в виде (Е. Г. Линдер [319,320])

$$\omega = \omega_0\sqrt{1 + \frac{kT_{-}}{4\pi e^2 N}\cdot\frac{1}{\Lambda_{-}^2}} = \omega_0\sqrt{1 + \left(\frac{D}{\Lambda_{-}}\right)^2}, \qquad (5,10)$$

где ω_0 — собственная частота, представленная уравнением (5,6).

Элементарным способом можно притти к формуле (5,10), если в (5,9a) подставить $\xi = a\sin\left(\omega t + 2\pi\frac{x}{\lambda}\right) = a\sin\left(\omega t + \frac{x}{\Lambda}\right)$ и найти ω. Фазовая скорость v_p выражается равенством

$$v_p = \omega_0\sqrt{\Lambda_{-}^2 + D^2}; \qquad (5,11)$$

для групповой скорости имеем

$$v_g = \frac{\omega_0 D}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Lambda_{-}}{D}\right)^2}}. \qquad (5,12)$$

---

[1] Вихревой сдвиг электронов однородной плазмы нигде не создает избытка электронов. Таким же точно образом вихревой сдвиг не может создать, где бы то ни было, избыточного электронного давления.

Из соображений, изложенных в предыдущем разделе, следует, что для действительных колебаний плазмы Λ_- должно быть по крайней мере в несколько раз больше D; таким образом, изменение частоты благодаря изменению электронного давления весьма незначительно (для $\Lambda_- = 10D$ всего лишь $^1/_2{}^0/_0$!). Вполне правдоподобно, что частота возрастает с увеличением электронного давления; падение давления, так же как и электростатическая сила, заставляет электроны переходить от мест с более высокой к местам с более низкой концентрацией. Можно сказать, что давление увеличивает квазиупругую электростатическую связь. Вполне понятно и то, что влияние давления при очень больших длинах волн совершенно исчезает; действительно, падение давления, благодаря которому возникает движущая сила, становится тем более пологим, чем больше Λ_-. Принципиальное значение электронного давления заключается в том, что оно создает в плазме проходящую волну и этим воздействует на независимые колебания отдельных участков плазмы (происходящие под действием электростатической силы) таким образом, что связывает фазы отдельных колебаний. Правда, групповая скорость, с которой переносится энергия, для $\Lambda_- \gg D$ по (5,12) весьма мала.

Продискутируем кратко вопрос: можно ли и если да, то при каких условиях, приписывать реальный физический смысл давлению при колебаниях плазмы? Кинематический механизм колебания сжатия в газе состоит в следующем: молекулы газа вылетают со своими тепловыми скоростями из области A, где в некоторый момент времени концентрация газа выше, чем в области B, и поступают в область B; при этом благодаря переносу импульса, происходящему путем соударений, вся совокупность молекул сдвинется в среднем в направлении B, где, таким образом, произойдет увеличение давления. Давление в области A будет уменьшаться до тех пор, пока число молекул, вылетающих из A, будет больше числа молекул, возвращающихся из B. Процесс уменьшения давления в A продолжается и тогда, когда давление B достигает давления в A: молекулы, возвращающиеся из B и A, число которых теперь уже велико, проходят путь из B в A в течение конечного промежутка времени. При этом возвращающиеся молекулы летят более медленно, так как они отразились от слоя отступавших (т. е. двигавшихся от A к B) молекул (адиабатическое охлаждение при расширении). Так возникают колебания давления и проходящие волны.

Из изложенного следует, что длины волн должны быть значительно больше длин свободного пробега газовых молекул. В применении к электронному газу плазмы это означает, что длина волны $2\pi\Lambda_-$ должна быть значительно больше длины релаксации s (о величине последней была речь в разделе II). Во всех встречающихся случаях длина релаксации s много больше (большей частью на несколько порядков) дебаевского радиуса D; поэтому, тем более, $\Lambda_- \gg D$, а это значит, что влиянием давления на частоту колебаний электронов в плазме можно пренебречь. Вследствие того же неравенства становится совершенно незначительной связь между колебаниями отдельных областей плазмы — групповая скорость практически равна нулю.

с. Колебания ионов.

В разделе «а» мы приняли, что при сдвиге электронов на отрезки $\mathfrak{s}$ инертные ионы остаются в покое. Исследуем теперь случай, при котором ионы двигаются на отрезки $\mathfrak{s} = \mathfrak{s}(xyz)$; попрежнему предположим, что поле вектора $\mathfrak{s}$ — безвихревое. При этом, конечно, нельзя предположить, что, как это было принято для рассмотренного в «а» обратного случая, электроны остаются в покое, образуя равномерно распределенный отрицательный заряд. Напротив, электроны будут притягиваться теми областями, в которых сдвиг ионов образует избыток положительного электричества; так как легкие электроны будут следовать силам притяжения, то часть образовавшегося положительного объемного заряда будет нейтрализоваться электронами, притянувшимися в эти области. Если бы электроны не обладали тепловыми скоростями, то эта нейтрализация была бы полной. Температура электронов имеет конечное значение, поэтому различия в концентрациях электронного газа будут меньше тех же различий для ионов, в полной аналогии со сказанным выше в отношении амбиполярной диффузии1). Смещения ионов происходят значительно медленнее, чем смещения электронов; поэтому для каждого распределения потенциала, образованного мгновенным расположением ионов, успевает установиться равновесное распределение электронов (по закону Больцмана).

Для простоты мы проведем вычисление для одномерного случая. Обозначая через ξ смещение положительного иона в направлении x, можем записать приращение числа ионов ΔN_+ по отношению к постоянному среднему значению N в виде

$$\Delta N_+ = -N \frac{\partial \xi}{\partial x}. \qquad (5,13)$$

Потенциал в точке x обозначим через U (этот потенциал определяется по отношению к потенциалу в той же точке плазмы при совершенно однородном распределении электронов и ионов, т. е. при отсутствии каких бы то ни было действующих пространственных зарядов); тогда в соответствии с распределением Больцмана концентрация электронов в этой точке равна

$$N + \Delta N_- = Ne^{\frac{eU}{kT_-}},$$

или для малых смещений, а потому и для малых значений U (т. е. $\frac{eU}{kT} \ll 1$):

$$\Delta N_- = N\left(e^{\frac{eU}{kT_-}} - 1\right) \approx N \frac{eU}{kT_-}. \qquad (5,14)$$

---

1) Большим местным изменениям концентрации ионов соответствуют меньшие изменения концентрации электронов, потому что высокий коэфициент диффузии электронов (сильное падение парциального давления электронного газа) вызывает частичное выравнивание концентрации электронов.

Для плотности объемного заряда ρ получим

$$\rho = e(\Delta N_+ - \Delta N_-) = -Ne\left\{\frac{\partial\xi}{\partial x} + \frac{eU}{kT_-}\right\}.$$

Используя уравнение Пуассона $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -4\pi\rho$, имеем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 4\pi e N\left(\frac{\partial\xi}{\partial x} + \frac{eU}{kT_-}\right). \tag{5,15}$$

Сила, действующая на ион, равна $eE = -e\cdot\frac{\partial U}{\partial x}$; таким образом,

$$M\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -e\frac{\partial U}{\partial x}, \tag{5,16}$$

где M — масса иона.

Беря частную производную по x от (5,15) и подставляя значения $\frac{\partial^3 U}{\partial x^3}$ и $\frac{\partial U}{\partial x}$ из (5,16) [диференцируя предварительно (5,16) два раза по x], получим следующее диференциальное уравнение колебания ионов:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\ddot{\xi} + \frac{4\pi Ne^2}{M}\xi\right) - \frac{4\pi Ne^2}{kT_-}\ddot{\xi} = 0. \tag{5,17}$$

Здесь частное диференцирование по времени обозначено точками над буквами. Так как в уравнение наряду со второй производной по времени опять линейно входит вторая производная по координате, то (5,17) представляет собой уравнение проходящей волны. Если длина волны равняется $2\pi\Lambda_+$, причем Λ_+ означает примерную величину области более или менее однородного смещения положительных ионов, то частота равна

$$\omega_+ = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{M\left(1 + \frac{4\pi Ne^2}{kT_-}\Lambda_+^2\right)}} = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{M}}\cdot\sqrt{\frac{1}{1+\left(\frac{\Lambda_+}{D}\right)^2}}. \tag{5,18}$$

Формулу (5,18) можно вывести, подставляя, как и ранее, в диференциальное уравнение величину: $\xi = a\sin\left(\omega t + \frac{x}{\Lambda_+}\right)$. Фазовая скорость волны v_p равна $\nu\Lambda = \omega\Lambda_+$;

$$v_p = \sqrt{\frac{kT_-}{M}}\cdot\sqrt{\frac{1}{1+\left(\frac{D}{\Lambda_+}\right)^2}}; \tag{5,19}$$

групповая скорость находится из соотношения

$$v_g = v_p - \lambda\frac{dv_p}{d\Lambda};$$

она равна

$$v_g = \sqrt{\frac{kT_-}{M}}\cdot\sqrt{\frac{1}{\left\{1+\left(\frac{D}{\Lambda_+}\right)^2\right\}^3}}; \tag{5,20}$$

Если размер колеблющейся области очень мал, т. е. $\Lambda_+ \ll D$, то частота (5,18) совпадает с вычисленной выше [уравнение (5,6)] собственной частотой электронов плазмы — конечно, при замене m на M. Это соответствует предположению, использованному при выводе (5,6), если роль ионов играют электроны, и наоборот, т. е., иначе говоря, предположению о независимости электронной плотности от смещения ионов. Действительно, очень малая зона положительного объемного заряда оказывает мало заметное действие на концентрацию электронов в плазме; поэтому последняя может остаться однородной, чем и объясняется верхнее предельное значение частоты ω_+. Надо упомянуть, что для колебаний ионов можно положить Λ_+ меньшим, чем D, в противоположность тому, что мы имели выше для колебаний электронов. Во всяком случае это справедливо тогда, когда средняя кинетическая энергия ионов много меньше кинетической энергии электронов (т. е. «температура ионов» $\ll$ температуры электронов, неизотермическая плазма). Тогда, несмотря на малую частоту колебания ионов, время одного колебания недостаточно для того, чтобы беспорядочное движение ионов заставило значительное число их покинуть колеблющуюся область. При возрастании размера колеблющейся области, т. е. при увеличении длин волн до $\Lambda_+ \gg D$, групповая и фазовая скорости достигают величины $\sqrt{\frac{kT_-}{M}}$, не зависящей от концентрации (!). Эта величина соответствует скорости звука в газе, молекулы которого имеют массу иона и температуру электронов, если не учитывать адиабатическое охлаждение при расширении сжатых зон. Для наглядного представления надо учесть следующее: большие области повышенной концентрации ионов «насыщаются» электронами до такой степени, что пространственные заряды компенсируют друг друга; поэтому при $\Lambda_+ \gg D$ заряд e выпадает из формулы. Следовательно, образуются лишь волны сжатия, причем движущейся силой является давление электронов, которое действует на ионы посредством электростатической связи между зарядами (совершенно так же, как при амбиполярной диффузии). В динамическом отношении поведение подобной сжатой зоны плазмы полностью соответствует поведению газа, находящегося при давлении, равном электронному, с частицами, масса которых равна массе ионов[1]. Уменьшение температуры благодаря адиабатическому расширению не надо принимать во внимание, так как между электронами плазмы происходит интенсивный обмен энергией. В изотермической плазме давление ионного газа равно давлению электронного газа; «скорость звука» превосходит в этом случае (5,19) или (5,20) для $\Lambda_+ \gg D$ в $\sqrt{2}$ раз. Это соответствует тому факту, что «средний молекулярный вес» смеси из одинакового числа ионов и электронов в два раза меньше этой величины для одних ионов.

В противоположность электронным колебаниям, в которых давление электронов, а вместе с этим и возникновение проходящей волны,

---

[1] Если в уравнениях (5,13) и следующих учесть трение в нейтральном газе, то при достаточно большом затухании получается апериодическое выравнивание давления. В граничном случае большого трения мы придем к уравнениям амбиполярной диффузии.

играет лишь второстепенную роль, колебания ионов могут вызывать достаточно интенсивный обмен энергией между зонами плазмы. Возможны собственные частоты, начиная от очень высоких значений ($\omega = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{M}}$ для обычных плазм соответствуют 10 — 100-метровым волнам) и кончая примерно собственными акустическими тонами сосуда, в котором происходит разряд. Условия возникновения колебаний плазмы еще не изучены достаточно подробным образом. Некоторые, впрочем весьма скудные, экспериментальные факты будут обсуждены в следующем разделе.

Мы рассматривали все время случай однородной плазмы ($N = \text{const}$). Если N зависит от места — случай весьма важный для практики, — то соотношения становятся необычайно сложными; можно указать лишь на работы Л. Тонкса [515,516], на содержании этих исследований мы не можем здесь останавливаться.

d. Возникновение колебаний плазмы

Первое наблюдение ясно выраженных самостоятельно возникших собственных колебаний плазмы газового разряда было, очевидно, сделано Пеннингом [403,405]. В лехеровской системе, соединенной с электродами, наблюдались резкие максимумы и минимумы, соответствующие длинам волн 50 — 100 *см*. Такого порядка величины и следовало ожидать для собственных колебаний электронов. Тонкс и Лэнгмюр [522] установили наличие в плазме газового разряда колебаний с длинами волн от 25 до 80 *см*, создав емкостную связь при помощи внешних электродов между плазмой и системой Лехера; экспериментально найденные частоты совпали примерно с уравнением (5,6); эксперимент дал правильную зависимость от электронной плотности. Примерно при той же экспериментальной установке М. Штеенбек показал совпадение длин волн, найденных на опыте и вычисленных по (5,6), с точностью до $15^0/_0$. Эта точность превышает по всей вероятности точность измерений при помощи зондов. Еще ряд работ будет обсужден ниже в разделе о диэлектрических свойствах плазмы. Существование правильных свободных колебаний электронов, излучаемых плазмой, типа, соответствующего уравнению (5,6), не может быть поставлено под сомнение.

В отношении колебания ионов мы не можем иметь столь категорического суждения. Причиной этого обстоятельства является отчасти то, что частоты колебания ионов распределены в весьма широком интервале и лишь с большим трудом могут быть отличены от статистического шума разряда. Почти в любом исследовании газового разряда можно найти какие-либо частоты (см., например, Л. Блок [35]). Так, например, Уэбб и Пардэ [536,537] нашли частоты от нескольких 10^2 сек.$^{-1}$ до нескольких 10^5 сек.$^{-1}$; внутри всего этого интервала имеются частоты, которые могли бы принадлежать колебаниям ионов.

На возникновение ярко выраженных собственных колебаний указывается в работе Гербера [169]; автор нашел для дуги явные, весьма резко выраженные аномалии (типа аномалий при дисперсии) в поглощении частот порядка 10^5 — 10^6 сек. $^{-1}$. Возможно, что эти аномалии объясняются резонансом с собственными колебаниями ионов[1]). Для более точных выводов имеющийся опытный материал еще недостаточно многосторонен и удовлетворителен.

Лэнгмюр задался вопросом, почему, собственно говоря, удается обнаружить наличие колебаний электронов плазмы путем возбуждения системы Лехера от плазмы разряда? Если энергия колебания находится в тепловом равновесии с электронным газом, то системе Лехера может быть передана энергия колебания порядка kT_{-}; однако, несмотря на высокую температуру электронов, эта величина слишком мала, чтобы быть обнаруженной. В действительности же эта энергия обнаруживается; приходится поэтому предположить, что при некоторых обстоятельствах возникают электронные колебания, черпающие энергию не в статистически случайном диференциальном эффекте в неупорядоченной плазме, а в некотором факторе, подводящем энергию систематически (систематически раскачивающем электроны). Уже Пеннинг указывал на явное влияние электродов. Оно заключается, возможно, в следующем: на стенку, ограничивающую плазму, поступают один за другим электроны; попадая на электроды, электроны уходят во внешнюю цепь; попадая на изолированную стенку, электроны рекомбинируют с ионами, приходящими на эту стенку. Пусть большое количество электронов области плазмы, примыкающей к стенке, однородно колеблется в направлении, перпендикулярном к ней; приток электронов к стенке больше всего тогда, когда движение электронов к ней достигает максимума. Периодически меняющийся приток электронов к стенке создает на ней колебания потенциала; при этом фаза последних такова, что колебание электронов в плазме «раздувается»[2]). Это нетрудно показать вычислением. Мы указали существование причины, способной упорядочить колебания плазмы; остается невыясненным, является ли эта причина единственной и важнейшей.

Интересно то, что во всех наблюдавшихся случаях излучение колеблющихся электронов плазмы находится в области дециметровых волн, в то время как согласно уравнению (5,6) при достаточно больших концентрациях электронов возможны колебания с частотами, соответствующими сантиметровым и миллиметровым волнам. По техническим причинам последнее было бы особенно желательным. То, что спонтанные колебания плазмы с большой энергией имеют место в дециметровой области, объясняется, возможно, тем, что в этих случаях весьма невелико относительное затухание. Колебания плазмы будут, естественно, тем более интенсивны, чем меньшему числу мешающих соударений подвергается электрон за время периода коле-

---

[1]) По порядку величины частота совпадает с основным акустическим колебанием газа, обладающего температурой $T \approx 10^4$ и массой, равной массе ионов азота в трубке длиной в несколько миллиметров (длина дуги).

[2]) Если движение электронов к стенке достигает максимума, то — без изменения поверхностного заряда — потенциал стенки становится особенно отрицательным вследствие приближения отрицательных зарядов. Как раз в этот момент имеет место максимальный приток электронов. Это означает отрицательную характеристику электронного тока, а потому, как известно, спонтанное развитие колебаний.

бания. Поэтому исключаются медленные колебания электронов, так как для них очень велика вероятность столкновения электрона с молекулой газа или стенкой сосуда, в котором происходит разряд. Очень быстрые колебания электронов, для существования которых необходимы большие плотности электронов и ионов, приводят к возрастанию числа рассеяний колеблющихся электронов на положительных ионах — последние в действительности не представляют собой заряда, равномерно распределенного в пространстве, как это было принято при выводе (5,6). Число соударений с положительными ионами, происходящих в единицу времени, увеличивается пропорционально концентрации ионов (см. раздел III); с другой стороны, время одного колебания уменьшается пропорционально лишь корню квадратному из концентрации; поэтому вероятность исключения электрона из колебаний посредством столкновения с положительным ионом тем больше, чем выше концентрация ионов, т. е. чем больше собственная частота колебаний плазмы. По этой причине колебания плазмы, наблюдаемые при помощи системы Лехера, прекращаются, если только сильно возрастает плотность нейтрального газа, либо разрядный ток (вместе с которыми увеличивается концентрация электронов). Грубый подсчет показывает, что действие ударов, благодаря которым затухают колебания плазмы, минимально в области дециметровых волн.

В заключение опишем вкратце два оптических примера. Клумб[244] обнаружил в водородной плазме особенно сильное поглощение волн с длинами в 3,9 и 28 *см*; он объяснил этот факт, сведя наблюдаемые поглощения к трем электронным переходам с малой разницей в энергии в схеме термов атома водорода; эти переходы должны были бы обнаружиться спектроскопически для волн в 2,74; 9,25 и 24,75 *см*. Если объяснение Клумба правильно, то указанное поглощение не имеет ничего общего со свойствами плазмы, обсуждавшимися в этом разделе. Уравнение (5,6) было применено М. Штеенбеком[495] к «плазме» металла (в которой электроны свободно перемещаются среди положительного объемного заряда, распределенного в виде решетки; «плазма» металла квазинейтральна). Непосредственное использование (5,6) приводит к «колебаниям плазмы», соответтствующим ультрафиолетовым длинам волн, а именно:

$$\lambda = 431 \sqrt{\frac{A}{q}}\,\text{Å}. \qquad (5,21)$$

Здесь A — объем атома, q — число электронов проводимости, отщепляющихся от каждого атома. Если подобное вычисление, в котором классические уравнения применяются к вырожденному электронному газу, вообще возможно, то при длинах волн, соответствующих (5,21), должны наблюдаться аномалии в поглощении и отражении света. Можно было бы ожидать, что вихревое поле невозмущенной световой волны должно вызывать лишь вихревые смещения электронов, которые не могут привести к колебаниям плазмы. Однако, более тщательный анализ показывает, что вихревое поле электрического вектора падающей волны создает поле смещений, практически свободное от вихрей, если только электрический вектор перпендику-

Таблица 6

Колебания плазмы

№ плазмы (по таблице 1)	Собственная частота электронов. Ур-ия (5,6) и (5,21)		Предельная величина для ионов. Частота для $D \gg \Lambda_+$		Предельные величины фазовой и групповой скоростей для $\Lambda \gg D$. Ур-ия (5,19) и (5,20) и текст стр. 317, *см/сек*	Число тепловых соударений электронов с нейтральными атомами или ионами за время, равное периоду колебания электрона	
	ν сек.$^{-1}$	длина волны, $\frac{c}{\nu}$ *см*	ν сек.$^{-1}$	длина волны $\frac{c}{\nu}$ *см*		соударения с нейтральными атомами [1]	«соударения» с ионами
I	$9 \cdot 10^8$	33	$1{,}5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^4$	$1{,}1 \cdot 10^5$	$1{,}8 \cdot 10^{-1}$	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$
II	$9 \cdot 10^6$	$3{,}3 \cdot 10^3$	$3{,}9 \cdot 10^4$	$7{,}6 \cdot 10^5$	$3{,}7 \cdot 10^4$	$< 6 \cdot 10^{-1}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$
III	$2{,}8 \cdot 10^{10}$	1,1	$4{,}6 \cdot 10^7$	$6{,}7 \cdot 10^2$	$7{,}7 \cdot 10^4$	$2{,}9 \cdot 10^{-2}$	$9{,}0 \cdot 10^{-3}$
IV	$2 \cdot 10^{10}$	1,5	$1 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^2$	$3{,}1 \cdot 10^5$	$1{,}7 \cdot 10^{-2}$	$3{,}1 \cdot 10^{-3}$
V	$9 \cdot 10^{10}$	$3{,}3 \cdot 10^{-1}$	$3{,}9 \cdot 10^8$	$7{,}6 \cdot 10^1$	$1{,}9 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^{-2}$	$6{,}4 \cdot 10^{-3}$
VI	$2{,}8 \cdot 10^{11}$	$1{,}1 \cdot 10^{-1}$	$4{,}6 \cdot 10^8$	$6{,}7 \cdot 10^1$	$7{,}2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-1}$	$1{,}6 \cdot 10^{-2}$
VII	$9 \cdot 10^{11}$	$3{,}3 \cdot 10^{-2}$	$1{,}5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^1$	$7{,}7 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-1}$	$3{,}3 \cdot 10^{-2}$
VIII	$2{,}8 \cdot 10^{12}$	$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	$4{,}6 \cdot 10^9$	6,7	$8{,}0 \cdot 10^4$	2	$8{,}0 \cdot 10^{-2}$
Цезий [2]	$8{,}3 \cdot 10^{13}$	3 600 Å	—	—	—	—	—
Серебро [2]	$2{,}2 \cdot 10^{14}$	1 380 Å	—	—	—	—	—

[1] Вычислено для длины пути электрона при 1 *тор* и 273° К: для Hg — $3 \cdot 10^{-3}$ *см*, для Ne — $2 \cdot 10^{-1}$ *см*, для N_2 — $2 \cdot 10^{-2}$ *см*.

[2] Число электронов проводимости на атом, $q = 1$.

ляреи поверхности металла; этот факт связан с сильным поглощением световых волн в металле. Если же электрический вектор параллелен поверхности, как, например, при перпендикулярном падении луча, то имеют место лишь вихревые смещения электронов плазмы, и поэтому колебания в плазме не возбуждаются. В ряде старых экспериментальных работ указывается на аномалии отражения и поглощения света в металлах, лежащие в ультрафиолетовой области; рассуждения, приведенные выше, находят в этих работах свое подтверждение.

Последние измерения Смакулы[484] подняли вопрос о справедливости этих представлений, так как указанные аномалии этим исследователем не наблюдались; правда, измерения Смакулы проводились для малых углов падения.

VI. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ

Диэлектрическими и магнитными свойствами плазма обладает по двум причинам. Во-первых, нейтральные молекулы, возбужденные атомы, ионы и возбужденные ионы обладают собственными или индуцированными электрическими и магнитными моментами (электроны имеют только магнитный момент); более или менее правильная ориентация этих моментов во внешнем поле приводит к таким же явлениям, что и в нейтральном газе. Плазма отличается от своего нейтрального газа величиной атомных диполей, изменяющихся в состоянии возбуждения. Об этом влиянии впрочем в дальнейшем речи не будет. Во-вторых, диэлектрические свойства приобретаются плазмой при смещении свободных зарядов; магнитные свойства приобретаются ею благодаря искривлению путей зарядов во внешнем магнитном поле. Эти причины возникновения диэлектрических и магнитных свойств специфичны для плазмы и, конечно, не существуют для нейтрального газа. Только об этих особенностях плазмы как системы с диэлектрическими и магнитными свойствами будет итти речь ниже, ибо влияние этих факторов на интересующие нас свойства при подходящих условиях в значительной степени превосходит влияние атомных дипольных моментов.

а. Диэлектрические свойства

Диэлектрическая «постоянная» плазмы ε определяется обычным путем как

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi, \tag{6,1}$$

где χ есть сумма дипольных моментов в единице объема при внешнем поле, равном единице. Если обозначить дипольный момент заряда в поле **E** через **M**, то

$$\chi = N\frac{\mathbf{M}}{\mathbf{E}} = N\cdot\frac{e\mathbf{r}}{\mathbf{E}}, \tag{6,2}$$

где **r** есть смещение заряда e под действием поля **E**. Если плазма состоит из различных носителей заряда с концентрациями N_1, N_2, ..., N_i, то

$$\chi = \frac{1}{\mathbf{E}}\sum_i N_i\mathbf{M}_i.$$

Свободные заряды плазмы нельзя рассматривать как заряды с прочной квазиупругой связью; поэтому момент **M** не определяется только напряженностью поля **E**.

Если плазма находится в постоянном поле, то заряды смещаются в этом поле на отрезки, возрастающие с течением времени до любой величины. Таким образом, для частоты $\omega = 2\pi\nu = 0$ нельзя определить конечный момент **M**, а следовательно, и диэлектрическую постоянную; как и в случае электролитов, электропроводность покрывает все диэлектрические свойства. Если же на свободный заряд e с массой m действует переменное поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \omega t$, то смещение заряда $\mathbf{s}$, вычисляемое из уравнения движения

$$m \frac{d^2\mathbf{s}}{dt^2} = e\mathbf{E}_0 \sin \omega t,$$

есть колебание $\mathbf{s} = -\frac{e}{m\omega^2} \mathbf{E}_0 \sin \omega t$. Индуцированный момент

$$\mathbf{M} = e\mathbf{s} = -\frac{e^2}{m\omega^2} \mathbf{E}$$

пропорционален напряженности поля; коэфициент пропорциональности отрицателен. Диэлектрическая постоянная, вычисляемая из (6,1) и (6,2),

$$\varepsilon = 1 - \frac{\frac{4\pi N e^2}{m}}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \qquad (6,3)$$

(соотношения Экклза[102]) [1]) имеет при $\omega > \omega_0$ значения между 1 и 0 и резко зависит от частоты [2]). Из-за массы, стоящей в знаменателе выражения (6,3), фотоэлектрические свойства плазмы преимущественно определяются свободными электронами плазмы. Член $\frac{Ne^2}{m}$ может принять для ионов значение, сравнимое с Ne^2/m для электронов лишь в том случае (Г. Губау [176]), если концентрация ионов много больше концентрации электронов; последнее возможно лишь при наличии большого числа отрицательных ионов (условие квазинейтральности). Заряд e входит в (6,3) в квадрате, поэтому действия зарядов разных знаков складываются. К выражению (6,3) придем и в том случае, если примем во внимание, что на движение электронов в переменном электрическом поле накладывается беспорядочное тепловое движение. То же самое можно сказать и относительно других выводов, кроме тех, в которых учитывается затухание. Только в последних случаях необходимо учесть тепловое движение электронов.

Если плазму с достаточно малым N, а следовательно, с достаточно малым ω_0^2, поместить между обкладками конденсатора, то согласно уравнению (6,3) зарядный ток конденсатора уменьшится. Это наглядно объясняется тем, что токи, создаваемые свободными колеблющимися зарядами, чисто реактивные по фазе, ослабляют емкостный зарядный ток вследствие сдвига фаз; заряды плазмы, обладающие инерцией, следуют колебаниям поля с запозданием. Напряжение, на-

---

1) См. также [455, 456].

2) Найдено на опыте ван-дер-Поолем[411]. См. также Бергман и Дюринг [30].

водимое движением зарядов плазмы, обратно внешнему. Если этот индуктивный ток зарядов больше емкостного тока конденсатора, то вся система действует как индуктивность, т. е. как отрицательный конденсатор. Таков смысл отрицательной диэлектрической постоянной, возможной по уравнению (6,3) при больших ω_0. Числитель в (6,3) должен иметь размерность квадрата частоты; то, что он случайно [1]) равен квадрату собственной частоты электронов плазмы [сравни уравнение (5,6)], не означает, что расчет проводился в предположении о квазиупругой связи (с этой частотой) электронов с положением покоя; при выводе были использованы законы для свободных зарядов. Если же учесть, кроме того, квазиупругую силу, то для диэлектрической постоянной получается выражение

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \qquad (6,4)$$

которое для малых N практически совпадает с (6,3). Какой из двух формул — (6,3) или (6,4) — надо пользоваться в каком-либо данном случае, зависит, согласно изложенному в разделе V, от характера смещения электронов. Если последнее свободно от источников, то справедливо (6,3); для безвихревого поля надо пользоваться (6,4). В общем же случае невозможно однозначное определение диэлектрической постоянной даже при данных N и ω.

Появление резонансных явлений в каком-либо приборе с конденсатором, заполненным плазмой [11, 13, 14, 188—190], еще не означает, что в плазме возникает настоящий резонанс, соответствующий примерно уравнению (6,4) [2]). Скорее подобный резонанс произойдет благодаря совместному действию индуктивного конденсатора с плазмой ($\varepsilon < 0$) и какой-либо паразитной емкости употребляемого прибора. Аппletон [11, 13, 14] и Сигрист [477] считают, что возникновение настоящего резонанса плазмы возможно лишь в случае неоднородной плазмы; авторы настоящей статьи считают, что колебания возможны и для однородной плазмы (см. выше, раздел V). Возможность возбуждения таких колебаний в ионосфере мы обсудим.

Для распространения электромагнитных волн в ионосфере земли большое значение имеет диэлектрическая постоянная ионизированного газа. Если электромагнитная волна частоты ω падает из неионизированного газа на плоскую границу однородной плазмы, имеющей N электронов в единице объема, то $\left(\text{мы примем } \omega_0^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m} < \omega^2\right)$ во всяком случае диэлектрическая постоянная $\varepsilon < 1$, хотя и положительна. Таким образом, переход волны из неионизированного в ионизированный газ соответствует переходу в оптически менее плотную среду (между показателем преломления n и диэлектрической постоянной ε имеет, как известно, место соотношение $n^2 = \varepsilon$). Поэтому при

---

[1]) Появление члена $\frac{Ne^2}{m}$ не случайно в том отношении, что комбинация N, e, m, обладающая размерностью ω^2, должна иметь именно такую форму.

[2]) П. О. Педерсон [399]; см. также подробный обзор К. К. Дарроу [70], Д. Райбнер [451].

углах падения α больше $\arcsin\sqrt{\varepsilon}$ возможно полное внутреннее отражение. Следовательно, при $\varepsilon = 0$ волна полностью отражается даже при отвесном падении, во всяком случае тогда, когда толщина слоя плазмы велика по сравнению с длиной волны [1]. Это отражение коротких волн действительно наблюдается в беспроволочной телеграфии [90]. Если волна проникает в плазму ($\varepsilon > 0$), то фазовая скорость $v_p > c$; однако, групповая скорость v_g всегда меньше c. Электромагнитная волна, электрическое поле которой свободно от источников, создает только чисто вихревые смещения электронов (во всяком случае, если волна мало поглощается на пути λ; противоположный случай абсорбции в металлах см. выше, стр. 321); поэтому при вычислении ε не надо учитывать силу связи, т. е. ε определяется по формуле (6, 3) [2]. Если, напротив, вычисляется диэлектрическая постоянная плазмы, находящейся в поле конденсатора, и если приняты меры против того, чтобы колеблющиеся заряды попадали на электроды (для этого можно, например, наложить на электроды предварительный, отрицательный по отношению к плазме, постоянный потенциал), то надо воспользоваться формулой (6,4), так как в этом потенциальном поле действует сила связи плазмы [3].

Если концентрация N электронов в плазме столь велика, что $\omega^2 \geqslant \omega^2$, то прохождение через нее электромагнитного излучения исключается [4]. Для явлений в ионосфере этот случай не имеет значе-

---

[1] Если это условие не выполнено, то часть энергии излучения проникнет сквозь плазму (аналогично тому, как это имеет место в волномеханическом туннельном эффекте).

[2] На отсутствие сил связи плазмы в ионосферных процессах указывает, например, В. Сигрист [477]; им дано несколько отличное от нашего обоснование этого факта. Вопрос — нужно ли учитывать в рассматриваемом случае силы связи — неоднократно обсуждался в литературе. См., например, полный обзор Мимно [353].

[3] В. Сигрист [477] находит, что в такой установке сила связи действительно существует, однако действует не в полной мере; причина последнего обстоятельства, как думает этот исследователь, лежит в местной неоднородности плазмы между электродами. Очень трудно разобраться в результатах опыта с возбуждением переменного поля в зоне плазмы, находящейся в предварительно заряженном (отрицательно) конденсаторе. Для медленных колебаний плазма является проводником, замыкающим накоротко часть пространства между пластинами конденсатора; в этом случае прибор действует как конденсатор, хотя формулы (6,3) и (6,4) как будто указывают для малых ω отрицательное D, а следовательно, возникновение индукционных явлений. Однако, эти формулы были выведены для крайних случаев свободных и квазиупругосвязанных электронов. Они, наверное, несправедливы, если в течение одного периода колебания электроны, обладающие тепловой скоростью, подвергнутся столкновениям с молекулами газа или рассеянию на ионах (см. выше раздел III); для таких медленных колебаний плазма ведет себя как проводник. Как будто бы не существует экспериментальных работ по этому вопросу, проведенных на достаточно хорошей установке для всего интервала частот. Эти измерения должны показать весьма удивительные переходы от «емкостного поведения» к «индуктивному» и обратно к «емкостному» при увеличении частоты; эти явления, кроме того, должно быть, усложняются возбуждающимися собственными колебаниями ионов и электронов плазмы.

[4] По данным Кека [236] волна длиной в 4 *см* не проходит при больших концентрациях электронов ($N > \approx 6\cdot 10^{11}$ *см*$^{-3}$) через слой плазмы толщиной в 20 *см*.

ния, так как проникающая электромагнитная волна еще ранее полностью отражается от менее ионизированных областей. Однако, вполне возможно исследование такой плазмы между пластинами конденсатора. Ход дисперсии в основном согласуется с предсказаниями формулы (6,4) [В. Сигрист[477]], но в значительной степени смазан совершенно пренебрегаемым затуханием и неизбежно возникающими неоднородностями плазмы.

Затухание электронных колебаний происходит по различным причинам. Одна из них заключается в излучении электромагнитных волн колеблющимися электронами (излучение диполей). Много важнее — для частот герцевских волн на несколько порядков больше — потери энергии колеблющимися электронами через столкновения с нейтральными молекулами газа. Упругое соударение газовой молекулы с электроном не отнимает у последнего энергии, а меняет лишь направление его движения; это означает, однако, полную потерю колебательной энергии данного электрона, так как она переходит в энергию беспорядочного теплового движения[1]). Число ν соударений в единицу времени определяется в основном тепловой скоростью w и длиной свободного пробега λ, а именно $\nu = \frac{w}{\lambda}$.

Если энергия (кинетическая и потенциальная) колеблющегося электрона равна mv_s^2, где v_s есть эффективная скорость его гармонического колебания, которая в случае слабых полей (!) может быть принята малой по сравнению с тепловой скоростью w, то потеря энергии через соударения[2]) в единицу времени на один электрон равна $\nu \cdot mv_s^2$. Формально эти энергетические потери колебания можно рассматривать как потери на трение в непрерывной среде; для этого надо ввести силу трения, пропорциональную скорости — $\rho \cdot v$. Тогда потери энергии на трение в единицу времени равны ρv_s^2. Мы можем поэтому использовать известные уравнения колебания материальной точки под действием переменной внешней силы в среде с трением для того, чтобы определить величину действительно образующихся в плазме диполей; при этом ньютоновский коэфициент трения мы положим равным[3])

$$\rho = \nu \cdot m = \frac{w \cdot m}{\lambda}. \qquad (6,5)$$

---

[1]) Более точное условие полной потери этой энергии состоит в том, что одинаково часто происходит рассеяние под углами ϑ и $\pi - \vartheta$; это точно выполняется, например, при соударении упругих шаров [69].

[2]) См. также раздел VIII,е в отношении аналогичного оптического затухания через соударения.

[3]) Величина числового множителя (здесь 1) несколько отлична от единицы. Это следует из тесной связи между ρ и подвижностью электронов.

При низких частотах (постоянных полях) поле E действует на заряд с силой eE и создает скорость bE; возникающая сила трения ρbE равна по величине движущей силе eE. Из $e\mathrm{E} = \rho b \mathrm{E}$ следует: $\rho = \frac{e}{b}$. Наш вывод показывает, что ρ формулы (6,5) лишь незначительно отличается от ρ, определяемого формулой (3,3) для b ($\alpha = 1$ вместо 0,75 !).

Хорошо известное элементарное вычисление приводит к комплексной диэлектрической постоянной, т. е. к затуханию электромагнитных волн; в опыте с конденсатором это сводится к параллельному включению эквивалентного сопротивления. Комплексная диэлектрическая постоянная имеет вид

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - i\omega\rho}, \tag{6,6}$$

если не учитывать силы связи плазмы [сравни (6,3)], и

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\rho} \tag{6,7}$$

при учете этой силы [сравни уравнение (6,4)]. Уравнения (6,5), а также (6,6) и (6,7) важны в том отношении, что позволяют на основании измерений интенсивности «полностью» отраженных герцевских волн определить ρ, а следовательно, и плотность газа (λ!) в ионосфере. Достигается совпадение по порядку величины.

Укажем еще на возможность иной силы трения. При обсуждении вопроса о длине релаксации было отмечено, что благодаря асимметрии дебаевского облака зарядов, окружающего заряд в плазме, возникает тормозящая релаксационная сила, действующая на этот заряд. Образование облака около колеблющегося заряда требует времени, поэтому между возникшей силой и скоростью колебания будет сдвиг фаз. Если число нейтральных молекул в плазме относительно велико ($\lambda < D$), то время образования дебаевского слоя около заряда плазмы может быть вычислено из коэфициента трения для ионов. Подсчитанная таким образом релаксационная сила полностью соответствует зависящей от частоты тормозящей силе для сильных электролитов 1).

Возникающим затуханием (комплексность частоты) можно пренебречь для всех имеющих место в ионосфере явлений (К. Ф. Ниссен [375]) как в отношении убыли энергии, так и в отношении амплитуды моментов образующихся диполей. Такое пренебрежение нельзя по всей вероятности делать для лабораторных опытов.

Особый интерес представляет распространение герцевских волн в плазме, находящейся в однородном магнитном поле. В этом случае возникают действия, аналогичные классическому эффекту Зеемана; при этом, как и в эффекте Зеемана, становится возможным определение количества электричества колеблющихся зарядов плазмы, вследствие чего возможна идентификация этих зарядов со свободными электронами (Г. Гуттон [186, 187]). Следует ожидать, что наложение магнитного поля делает плазму оптически неоднородной, подобной двоякопреломляющему кристаллу. При рассмотрении общего случая — магнитное поле и направление луча образуют между собой произвольный угол — возникают весьма сложные соотношения. Для наглядности мы остановимся на вычислении двух простых случаев, а именно: 1) продольное маг-

---

1) П. Дебай и Е. Гюккель [79], Л. Онзагер [382, 383]; нестационарный случай П. Дебай и Г. Фалькенгаген [80].

нитное поле, т. е. вектор напряженности, и луч — параллельны, 2) поперечное поле, т. е. вектор напряженности, перпендикулярно лучу. Мы отвлечемся, кроме того, от какого бы то ни было трения электронов, чем избегнем комплексных величин; впрочем учет затухания весьма элементарен и не дает ничего нового.

Действие электродинамической силы на свободно летящий электрон заключается, как известно, в искривлении его пути в круговое движение без изменения скорости; при этом ось окружности совпадает с направлением магнитного поля, а круговая частота движения не зависит от скорости и равна

$$\omega_H = \frac{eH}{mc}; \tag{6,8}$$

здесь, как всегда, e — в электростатических единицах.

Рассмотрим сначала случай продольного поля.

Из соображений симметрии очевидно, что особенно простые соотношения имеют место для волны, поляризованной по кругу, в которой электрический и магнитный векторы вращаются с частотой света вокруг направления луча, как оси, без изменения амплитуды. Направление вращения векторов поля мы будем называть правым или левым с точки зрения наблюдателя, смотрящего вдоль направления распространения света.

Под действием такой волны, при отсутствии магнитного поля, свободный электрон движется по окружности, причем частота и направление движения электрона совпадают с частотой и направлением вращения волны. Это поле смещений пропорционально по величине и совпадает по направлению с вихревым электрическим полем волны; поэтому поле смещений также вихревое, т. е. дивергенция его равна нулю. Наш расчет аналогичен поэтому выводу уравнения (6,3) для свободных электронов: сил связи плазмы нет. Обозначим через $\mathbf{E}$ напряженность электрического поля, а через ω частоту. Радиус окружности можно вычислить из условия равенства противоположно направленных сил — центробежной $m\mathbf{r}\omega^2$ и электрической $e\mathbf{E}$. Получим

$$\mathbf{r} = -\frac{e\mathbf{E}}{m\omega^2}.$$

В соответствии с уравнениями (6,1) и (6,2) диэлектрическая постоянная плазмы с N зарядами в единице объема равна

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi = 1 + 4\pi N \cdot \frac{e\mathbf{r}}{\mathbf{E}} = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

что совпадает с (6,3).

В присутствии продольного магнитного поля центробежная сила уравновешивается не только электрической силой поля волны, но и электродинамической силой $\frac{ev\mathbf{H}}{c}$. Последняя ослабляет или усиливает действие напряженности электрического поля волны в зависимости от направления вращения волны (электрона). Из условия

$$-m\mathbf{r}\omega^2 = e\mathbf{E} \pm \frac{ev\mathbf{H}}{c} = e\mathbf{E} \pm \frac{e\mathbf{r}\omega\mathbf{H}}{c}$$

получим для диэлектрической постоянной следующее выражение:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 \pm \omega\omega_H}. \qquad (6,9)$$

Знак (+) имеет место в том случае, когда направление вращения волны совпадает с направлением вращения свободного электрона в магнитном поле; знак (—), когда эти направления противоположны.

Линейно поляризованную волну можно представить как две волны, поляризованные по кругу в противоположных направлениях. Если линейно поляризованная волна проходит через однородную плазму в направлении магнитного поля, то диэлектрические постоянные, а следовательно, показатели преломления и скорости распространения двух компонент линейно поляризованной волны, различны. При выходе из плазмы волны, поляризованные по кругу, будут отставать друг от друга по фазе и поэтому сложатся не в линейно поляризованную, а, в общем случае, в эллиптически поляризованную волну. При этом ось эллипса поляризации будет наклонена по отношению к плоскости поляризации падающего на плазму линейного света. Этот «магнитно-оптический эффект Фарадея» наблюдался, например, П. Кеком[236]; данные эксперимента находятся в хорошем согласии с теорией.

При рассмотрении прохождения электромагнитной волны в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, также удобно исходить из поведения определенным образом поляризованных волн, а затем представить падающую волну как комбинацию этих поляризованных волн.

Направление луча и плоскость кругового пути электрона, движущегося в магнитном поле, совпадают; при взгляде вдоль направления луча движение электрона представляется линейным колебанием (колеблющийся диполь). Целесообразно поэтому прежде всего рассмотреть действие на плазму двух линейно поляризованных волн, у которых электрический вектор колеблется: a) в направлении магнитного поля, b) в направлении, перпендикулярном вектору магнитного поля и параллельно направлению кажущегося колебания электрона. Случай a) ничем не отличается от случая отсутствия магнитного поля; так как на электрон, колеблющийся в направлении магнитного поля, со стороны этого поля электродинамическая сила не действует. Для этого «обыкновенного» луча справедливо уравнение (6,3).

Электрический вектор волны, колеблющийся перпендикулярно магнитному полю, сообщает электронам плазмы периодические скорости, перпендикулярные вектору магнитного поля; в этом случае электродинамические силы оказывают действие на электроны. Эти силы перпендикулярны вектору магнитного поля и вектору электрического поля волны, т. е. продольны, иначе говоря, параллельны направлению луча. Действие этих сил заключается в смещении электронов попеременно в направлении и против направления луча: в электронном газе возникает поле сжатия, причем чередующиеся зоны повышенной и пониженной электронной плотности находятся на расстоянии, равном половине длины волны. Для беспредельной плоской волны образовавшееся поле смещений есть чистое безвихревое поле. Поэтому для продольных смещений, и только для них, необходимо учитывать квазиупругие силы связи плазмы[1] [см. выше раздел V, уравнение (5,5)]. В этом случае собственные колебания электронов плазмы возбуждаются непосредственно, несмотря на то, что первичное возбуждающее электрическое поле волны свободно от источников.

Пусть направление распространения волны совпадает с осью Z; магнитное поле, абсолютная величина которого равна H, параллельно оси Y. Волна линейно поляризована, так что электрический вектор E совершает колебания вдоль оси X. Обозначая точками над буквами диференцирование по времени, запишем уравнения движения электрона в виде

$$m\ddot{x} = eE_x \pm \frac{eH}{c}\dot{z} = \text{сила поля} + \text{электродинамическая сила,} \quad (6,10)$$

$$m\ddot{z} = -m\omega_0^2\cdot z \mp \frac{eH}{c}\dot{x} = \text{квазиупругая сила связи плазмы} + \text{электродинамическая сила.} \quad (6,11)$$

Знак $(+)$ или $(-)$ берется в зависимости от направления магнитного поля. Полагая, что движение чисто периодическое с частотой ω, положим $x = \xi e^{i\omega t}$ и $z = \zeta e^{i\omega t}$. Производя диференцирование и решая уравнения относительно x, получим

$$x = -\frac{e}{m}E_x \frac{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega_H^2}{\omega^2}} \cdot \frac{1}{\omega^2}.$$

Для диэлектрической постоянной имеем

$$\varepsilon = -1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \cdot \frac{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_0^2 + \omega_H^2}{\omega^2}}; \quad (6,12)$$

при этом решение одно, несмотря на два знака в уравнениях (6,10) и (6,11). Таким образом, показатель преломления этого «необыкновенного» луча отличается от показателя преломления для «обыкновенного» луча.

Итак, продольное магнитное поле раскладывает волну на две волны, поляризованные по кругу в противоположных направлениях; поперечное поле раскладывает волну на две волны, поляризованные линейно во взаимно перпендикулярных направлениях. Показатели преломления этих волн отличаются друг от друга.

Таким же образом может быть рассмотрен общий случай — направление луча образует с вектором магнитного поля произвольный угол.

---

[1] О собственных частотах плазмы в магнитном поле см. также ^{230}.

Не возникает также никаких принципиальных трудностей при учете трения ρ [см. выше уравнение (6,5)]. Вычисление для общего случая приводит к расщеплению падающей волны на две волны, поляризованные по эллипсу, причем так, что большие оси эллипсов взаимно перпендикулярны и отношение осей у обеих волн одинаково.

Комплексная диэлектрическая постоянная равна:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\left\{1 - \frac{i\nu}{\omega} - \frac{\frac{\omega_T^2}{\omega^2}}{2\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - i\frac{\nu}{\omega}\right)}\left[1 \pm \right.\right.$$

$$\left.\left. \pm \sqrt{1 + 4\frac{\omega_L^2\omega^2}{\omega_T^4}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - i\frac{\nu}{\omega}\right)^2}\right]\right\}^{-1}; \qquad (6,13)$$

здесь

$$\omega_T = \frac{eH_T}{mc}; \qquad \omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}};$$

$$\omega_L = \frac{eH_L}{mc}; \qquad \nu = \frac{w}{\lambda}.$$

H_T и H_L — поперечная и продольная компоненты магнитного поля. Остальные обозначения имеют свой обычный смысл. Вычисленные нами случаи содержатся в уравнении (6,13). Меньший показатель преломления при $\omega > \omega_H$ имеет тот луч, который для предельного случая поперечного поля совпадает с необыкновенным лучом. Уравнение (6,13) совпадает в основном с формулой Аппletона-Хартри[9,204] (см. также Д. Брейт[43]); последняя впрочем выведена иным путем и учитывает поляризационный фактор. На законность пренебрежения поляризационным фактором указывает К. Д. Дарвин[72].

Направление вращения эллиптически поляризованных лучей легко выяснить, переходя к случаю продольного поля. Наличие двух показателей преломления делает плазму двоякопреломляющей. Любая падающая волна может быть представлена в виде комбинации право- и левовращающих эллиптически поляризованных волн; поэтому приведенное нами описание распространения волн пригодно для всех возможных случаев.

Анализ формулы (6,13) в общем виде[39, 153, 175, 354, 504, 505] чрезвычайно сложен из-за множества независимых параметрѣв (ω, ω_0, ω_T, ω_L и ν); мы не будем поэтому на нем останавливаться. Большое значение изложенной теории заключается в разъяснении явлений распространения герцевских волн в ионосфере с учетом магнитного поля земли. Граница между короткими волнами и обычными радиоволнами определяется значениями ω_H и ω_0 для ионосферы. Явления чрезвычайно усложняются тем, что ионосфера состоит из различных слоев с разными концентрациями N и числами соударений ν. Однако, можно как будто бы утверждать, что изложенная теория диэлектрических свойств плазмы объясняет основной характер явлений, протекающих в ионосфере.

Расчет распространения волны в неоднородных средах, к каковым относится ионосфера, весьма сложен. Приближенные решения можно получить, разлагая ионосферу на ряд параллельных однородных слоев (см., например, К. Ферстерлинг и Г. Лассен[153]). Таким способом были выяснены с достаточной подробностью явления эхо для герцевских волн (см., например,[9a,10,12,15,16]). Более подробно эти вопросы освещены в специальной литературе (см., например, подробный обзор Димингера[90], а также работы[59,172,183,357,402,573–575,579]).

Упомянем только, что в полном согласии с теорией для величины магнитного поля земли на высоте 200 *км* из измерения степени поляризации отраженной волны было найдено значение 0,42 *гаусса*. В нижних слоях ионосферы, где, естественно, особенно велика вероятность возникновения отрицательных ионов, повидимому, уже нельзя пренебрегать диэлектрическими действиями ионов по сравнению с действиями электронов (Д. Губау[176]). Действие отрицательных ионов предполагается и в лабораторных опытах (В. П. Миху[350]). Мы не будем, однако, останавливаться на этих вопросах, чтобы не выйти за рамки темы этой статьи.

b. Магнитные свойства

Как уже отмечалось в начале этого раздела, здесь будут рассмотрены лишь те магнитные свойства плазмы, которые сводятся к искривлению пути летящих зарядов плазмы под действием внешнего магнитного поля; не рассматриваются явления, связанные с изменением направления имевшихся и индуцированных дипольных моментов отдельных компонент плазмы. Искривление путей электронов настолько значительнее искривления путей ионов, что магнитные свойства плазмы сводятся исключительно к действию магнитного поля на траектории электронов.

Если плазма находится в магнитном поле, то заряды плазмы описывают окружности или спиральные линии; эти пути можно рассматривать как обтекаемые током контуры. Дипольные моменты этих токов, вне зависимости от знака движущегося заряда, направлены так, что плазма должна получить диамагнитные свойства. При малых давлениях, а следовательно, при больших длинах пробега или в сильных магнитных полях, пути, проходимые зарядами, суть полные окружности. Если длина свободного пробега сравнима по величине или меньше радиуса траектории, то поверхность магнитного листка, определяющая величину дипольного момента, ограничена двумя круговыми дугами длиною λ.

Ящик, заполненный однородной изотермической плазмой, со стенками при температуре плазмы, обладает диамагнитными свойствами, если только моменты путей, описываемых зарядами, взаимно не компенсируются (см. рис. 4, движение по часовой стрелке).

Однако, как было показано Бором[37], по краям области, ограничивающей плазму, возникает ток обратного направления; этот ток составляется из отрезков круговых путей, обрезанных краями области (жирно очерченные пути составляют вместе ток против часовой стрелки, рис. 4). Благодаря условиям теплового равновесия электроны, описывающие такие «обрезанные» окружности, отбрасываются от стенок внутрь плазмы.

Если — при тепловом равновесии — концентрация электронов по краям равна концентрации электронов в середине плазмы, то диамагнитные моменты траекторий внутри плазмы уравновешиваются с классической точки зрения парамагнитным моментом краевого тока. Отсутствие магнитного момента в данном случае есть следствие общего положения: классическая механика не может объяснить магнитных свойств тел, которые находятся в состоянии теплового равновесия (Г. А. Лоренц [333]). Траектории электронов газа, находящегося в ящике и нагретого до таких высоких температур, что он становится ионизованным, т. е. превращается в плазму, не дают плазме диамагнитных свойств; точно так же движение электронов проводимости в куске металла не делает его диамагнитным [1].

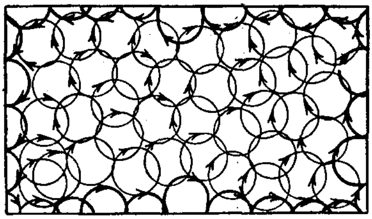

Рис. 4. Траектории с диамагнитными моментами; жирно прочерчен парамагнитный краевой ток

Если плазма не находится в равновесном состоянии и, например, заряды, попадающие из плазмы на стенку, не отражаются, а поглощаются последней, то краевой парамагнитный ток не возникает. Диамагнитные моменты внутренних траекторий не будут компенсироваться — плазма должна обладать резко выраженными диамагнитными свойствами. Для того, чтобы процесс был стационарным, ионы, поглощенные стенкой, должны заменяться ионами, вновь образованными внутри плазмы (например, вследствие ионизации при разряде). Подобный случай имеет место в положительной колонне разряда низкого давления, происходящего в длинной цилиндрической стеклянной трубке в присутствии аксиального магнитного поля. Стеклянная стенка принимает на себя все или во всяком случае бóльшую часть зарядов, притекающих к ней из плазмы (В. Шоттки [473], [474], В. Шоттки и И. Иссендорф [475]), и препятствует поэтому возникновению парамагнитного краевого тока. И в самом деле, подобная плазма обладает сильными диамагнитными свойствами (М. Штеенбек [498]). При увеличении магнитного поля радиус траектории электрона, а вместе с ним и площадь контуров образуемых токов становятся меньше, и диамагнитный момент начинает уменьшаться.

---

[1] Более формально, однако в то же время много более обще, положение вещей может быть описано так. Искривление путей и зарядов, летящих в плазме, находящейся в постоянном во времени магнитном поле, не изменяет магнитных свойств газа, так как магнитное поле не передает зарядам плазмы энергии. Так обстоит дело с классической точки зрения. Согласно же квантовой теории ларморовское движение зарядов плазмы должно быть квантовано. Квантование энергии приводит к зависимости энергии от магнитного поля. Это изменение приводит к формуле $E - E_0 = -\frac{1}{2}\chi H^2$, а следовательно, к конечной диамагнитной восприимчивости χ электронного движения.

Диамагнетизм плазмы уменьшается при увеличении напряженности поля; поэтому плазма в диференциальном отношении ведет себя как парамагнетик, оставаясь диамагнитной по абсолютной величине (рис. 5). При слабых полях радиус траектории велик по сравнению с длиной свободного пробега (длиной релаксации) электронов; здесь имеет место линейное возрастание магнитного момента при возрастании внешнего поля[1]). Достигнуто качественное совпадение эксперимента и теории (рис. 5). Из подобных измерений можно вынести суждение о характеристических постоянных плазмы; однако, достаточно удовлетворительная количественная теория отсутствует.

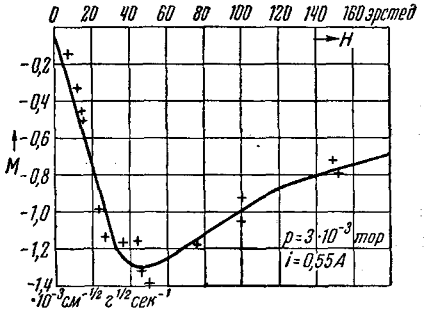

Рис. 5. Зависимость плотности магнитного момента M в ртутной плазме от напряженности поля H[498]

Описанный выше эксперимент можно впрочем объяснить и иным способом, правда, сводимым к приведенному объяснению. Существует поток зарядов обоих знаков из плазмы к краям. Этот радиальный поток отклоняется внешним магнитным полем в тангенциальном направлении; при этом заряды различных знаков отклоняются в противоположных направлениях.

Тангенциальные компоненты движения зарядов можно представить как круговые токи, создающие аксиально направленный магнитный момент. Этот момент, представляющий собой сумму моментов, образуемых зарядами обоих знаков, обусловливает индуцированный диамагнетизм плазмы. Это представление наглядно показывает, что диамагнитные свойства плазмы возникают при неравновесном ее состоянии и связаны со стационарным радиальным диффузионным током.

Такая трактовка явления сближает рассматриваемый эффект с эффектом Корбино[65,370], в котором радиальный электрический ток в круговом цилиндре под действием аксиального магнитного поля создает тангенциальное напряжение Холла; последнее в свою очередь вызывает появление кругового тока и магнитного момента[2]).

---

[1]) Площадь, образованная двумя дугами длиной λ и с радиусом кривизны R, увеличивается при $\lambda \ll R$, если обе дуги становятся более выпуклыми при уменьшении R, т. е. увеличении H.

[2]) Существенное отличие от эффекта Корбино состоит в том, что в этом последнем, так же как и в эффекте Холла, токи разноименных зарядов ослабляют друг друга; таким образом, в эффекте Корбино воспринимается диференциальное действие, в то время как в рассмотренном случае для плазмы воспринимается суммарное действие зарядов. В конечном счете это сводится к тому, что в электрическом токе принимают участие как отрицательные, так и положительные заряды, движущиеся в противоположных направлениях; в нашем же случае имеет место неэлектрический амбиполярный диффузионный поток, и заряды обоих знаков движутся в одном и том же направлении.

Вполне естественно попытаться непосредственно измерить напряжение Холла в плазме, по которой протекает ток; это и было сделано во многих старых работах (Г. А. Вильсон [548, 549], Д. Д. Томсон [512], Е. Маркс [342], Г. А. Вильсон [550], Д. С. Уатт [534], П. Е. Буше [42]; см. также Г. Сирк [478]). Несмотря на то, что напряжение Холла в плазме должно быть весьма велико (концентрация электронов плазмы много меньше этой величины для металлов, поэтому при одинаковых плотностях тока направленные скорости электронов в случае плазмы будут много больше), помехи при измерении напряжения столь велики, что полученные результаты являются весьма мало удовлетворительными.

Причина помех лежит, во-первых, в непропорционально большой величине недостаточно постоянного «контактного потенциала» зонд — плазма (см. раздел I) и, во-вторых, в сильном воздействии наложенного магнитного поля на разрядный ток и, следовательно, на саму плазму. Поэтому большинство измерений проведено не на плазме газового разряда, а на плазме в горячем газе пламени, которая образуется независимо от прохождения тока и поэтому лишь в незначительной степени подвергается воздействию магнитного поля. Новые исследования движения носителей заряда в магнитном поле, особенно такого непосредственного влияния магнитного поля на ток, которое имеет место в эффекте Холла (Л. Тонкс и В. П. Аллис [521], В. П. Аллис и Г. П. Аллен [2], А. Слуцкин [483]), возможно, с бо́льшим успехом, чем до сих пор, послужат для углубления наших познаний о плазме.

До сих пор мы говорили о диамагнетизме плазмы, возможном с классической точки зрения только для неравновесного состояния. Эти диамагнитные свойства, если они имеют место, значительно больше диамагнетизма, возможного в равновесном состоянии с точки зрения квантовой теории. Это объясняется тем, что классическому моменту соответствует контур тока, длина которого может иметь порядок длины свободного пробега. Квантово-теоретические эффекты дают для заряда моменты порядка величины боровского магнетона $\frac{eh}{4mc}$, что соответствует моменту контура тока много меньшей величины, а именно, порядка размеров атома.

Как нам известно из атомных спектров и ряда других явлений, электроны имеют магнитный момент этой величины. Ландау [286] и Л. Позенер [412] показали, что этот собственный момент приводит к парамагнетизму, большему, чем квантово-теоретический диамагнетизм движения по траектории (см. сноску на стр. 335); при этом в состоянии теплового равновесия на один электрон остается магнитный момент, равный $^2/_3$ магнетона Бора. Таким образом, плазма в целом должна в состоянии равновесия обладать парамагнитными свойствами. Возможно впрочем, что в этом состоянии присутствуют в известной степени диамагнитные свойства, как это имеет место в случаях висмута и других металлов.

Остается невыясненной возможность наблюдения квантово-теоретических магнитных свойств плазмы в состоянии равновесия: эти свойства могут перекрываться бо́льшими по порядку величины классическими эффектами, как только плазма слегка отклонится от состояния полного равновесия.

VII. УЧЕТ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ СВОЙСТВ АТОМОВ

Мы остановимся теперь на тех свойствах плазмы, которые объясняются индивидуальными особенностями ее атомов. Как было указано в разделе I, плазма представляет собой газ, содержащий в значительной концентрации, кроме незаряженных атомов или молекул, еще возбужденные атомы, ионы и электроны, а также обладающий определенной плотностью излучения. Существуют многочисленные возможности реализации подобного газообразного состояния (об этом см. раздел I); наиболее просто оно возникает при нагревании любого газа до высоких температур — практически до нескольких тысяч градусов. Плазма есть поэтому такое состояние газа, при котором он обладает энергией, большей энергии обычного газа. Соответственно с этим состояние плазмы может сохраняться лишь в том случае, если уничтожена возможность потерь энергии или если существует постоянный приток энергии. Первый случай имеет место при нагревании газа в закрытой со всех сторон печи, второй — при осуществлении плазмы газового разряда.

Нетрудно проследить процесс перехода при повышении температуры обычного газа (такого, который существует, скажем, при комнатной температуре) в плазму, обладающую совершенно новыми свойствами. Рассмотрим для простоты атомный газ; пусть его энергии возбуждения суть $E_1, \ldots, E_k$ и энергия ионизации E^*. До тех пор, пока $kT \ll E_1, \ldots, E_k$, при соударениях между атомами происходит лишь обмен кинетической энергией. Как только значение kT становится сравнимым с величинами $E_1, \ldots, E_k$, происходит образование возбужденных атомов. Когда kT становится сравнимым с $(E^* - kT \ln p)$, где p — давление, тогда начинается ионизация атомов, т. е. образование заряженных частиц. Вследствие возбуждения атомов возникает также эмиссия излучения. В случае более сложного, не одноатомного газа, а, например, двухатомного, имеет место большее число возможностей взаимодействия.

В последующем изложении мы будем рассматривать плазму как нагретый до высоких температур газ; сперва в разделе VIII будет обсужден случай полного теплового равновесия в таком газе, т. е. так называемая изотермическая плазма. В последнем разделе этого обзора будут рассмотрены свойства неизотермической плазмы.

Учет индивидуальных свойств дает дальнейшие экспериментальные возможности выяснения величин, характеризующих свойства плазмы, например, концентраций возбужденных атомов, ионов, а также температур различных форм энергии (см. раздел IX, а). Все эти опыты относятся к области оптики.

Количественные измерения поглощения позволяют определить абсолютное число поглощающих атомов в данном слое [179, 180, 259, 264, 276, 277, 278, 422, 464, 540, 572]; для этого нужно вычислить из атомных констант или определить экспериментально коэфициент поглощения. При подобных абсорбционных измерениях оказывает помехи собственная эмиссия плазмы; влияние последней может быть учтено или устранено специальными оптическими приемами [179]. Концентрацию метастабильных атомов в плазме разрядов при малых давлениях можно определить, измеряя [91, 346, 347] поглощение в разряде переменного тока во время так называемой «темновой паузы» («Dunkelpause») [132]. Наиболее изящное решение дает метод «переменного света», в котором модулированный свет поглощается в стационарной плазме, а затем при помощи фотоэлемента электрическим путем происходит разделение собственного свечения (постоянный свет) от поглощаемого света источника (переменный свет) [226, 264].

Аномальная дисперсия. Согласно теории дисперсии показатель преломления резко увеличивается при переходе от полосы поглощения к длинным волнам и резко уменьшается при переходе к коротким волнам. При этом имеет место количественное соотношение между изменением показателя преломления и величиной $\mathfrak{N}$ [41, 355, 527]. $\mathfrak{N}$ связано с концентрациями атомов верхнего (N_k) и нижнего (N_i) термов абсорбционной линии следующим соотношением [276, 277, 279, 280]:

$$\mathfrak{N} = N_i f_{ki}\left(1 - \frac{N_k}{N_i}\cdot\frac{g_i}{g_k}\right); \qquad (7,1)$$

здесь g_i и g_k — статистические веса термов (см. VIII, a), f — сила осциллятора (см. VIII, c).

Измерение кривой показателя преломления производится большей частью при помощи интерферометров Жамена и Рождественского [444, 445].

Наиболее достоверные измерения концентрации возбужденных атомов проделаны методом аномальной дисперсии.

Измерения в спектре испускания. В оптически тонком слое (см. раздел IX, b) эмиссия J_{nm} на 1 $см^3$ N_n возбужденных атомов дается формулой

$$J_{nm} = N_n A_{nm}\cdot h\nu_{nm}; \qquad (7,2)$$

здесь n — начальный, а m — конечный терм испускания, A_{nm} — вероятность перехода и ν_{nm} — излучаемая частота.

Таким образом, измерение абсолютной интенсивности линии при известном значении A_{nm} [1]) дает возможность определить концентрацию возбужденных атомов. Оценка абсолютной интенсивности отдельной спектральной линии чрезвычайно сложна; поэтому подобные измерения проводились весьма редко [111, 112, 191–193, 208, 267–269, 338, 391, 447, 565].

Несколько проще производится измерение отношения двух или нескольких линий. В случае изотермической плазмы справедливо

---

1) Сводку известных на сегодня величин A_{nm} можно найти в работах [246, 355, 527].

соотношение (см. VIII, а):

$$\frac{J_{nm}}{J_{kr}}=\frac{N_n}{N_k}\cdot\frac{A_{nm}}{A_{kr}}\frac{\nu_{nm}}{\nu_{kr}}=\frac{g_n}{g_k}e^{-\frac{E_n-E_k}{kT}}\frac{A_{nm}}{A_{kr}}\cdot\frac{\nu_{nm}}{\nu_{kr}}, \qquad (7,3)$$

где E_n и E_k суть энергии возбуждения исходных термов испускания. Уравнение (7,3) позволяет поставить опыт измерения температуры изотермической плазмы.

О смысле величины «T» для случая неизотермической плазмы будет речь в разделе IX, а.

Подобные измерения в спектре испускания удачны в том случае, если избегнута реабсорбция; в противном случае A_{nm} изменяются весьма сложным образом [278, 355, 377] (см. раздел IX, b).

При помощи этих опытов, в основном измерениями хода интенсивности ротационных линий молекулярных спектров (VIII, а), произведено большое число определений температуры плазмы [224, 321, 322, 385, 387–390, 392–395, 546].

(Окончание в следующем выпуске)