

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС В ЛАБОРАТОРИИ И В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

В. Б. ГИЛЬДЕНБУРГ

Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород

PLASMA RESONANCE IN LABORATORY AND IN UPPER ATMOSPHERE

V. B. GIL'DENBURG

Plasma is a medium in which strong excitation (resonance) of natural oscillations and waves of electron density can occur under an external periodic electromagnetic field. The physical mechanisms of this phenomenon, the characteristics of its manifestation and potential applications under different conditions are described.

Плазма представляет собой среду, в которой под действием внешнего переменного электромагнитного поля может происходить сильная раскачка (резонанс) собственных колебаний и волн электронной плотности. В статье рассказано о физических механизмах этого явления, особенностях его проявления и возможностях использования в различных условиях.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Плазма – это частично или полностью ионизированный газ, содержащий в достаточно большом количестве свободные (не связанные в атом или молекулу) заряженные частицы – электроны и ионы, способные перемещаться под действием электрического поля или в результате собственного теплового движения на макроскопически большие расстояния. Достаточным в данном определении обычно считается такое число зарядов, при котором становится существенным их коллективное взаимодействие, осуществляемое через создаваемое ими коллективное электромагнитное поле. В среднем плазма нейтральна или, как говорят, квазинейтральна: средние концентрации положительных и отрицательных зарядов в ней одинаковы, хотя в отдельных областях пространства они могут заметно различаться. Интерес к плазме как к особому состоянию вещества обусловлен той легкостью, активностью и быстротой реагирования, с какими она благодаря присутствию свободных зарядов, и в первую очередь малоинерционной электронной компоненты, откликается на действие электромагнитных полей и сама создает эти поля.

Важнейшей особенностью плазмы, определяющей характер ее взаимодействия с полями электромагнитного излучения различных частотных диапазонов (от радио до оптического) и играющей ключевую роль во многих практических приложениях, является возможность возникновения так называемого плазменного резонанса. Явление резонанса заключается, как известно, в сильном увеличении амплитуды вынужденных колебаний осциллятора (колебательной системы) при совпадении частоты внешней переменной силы с частотой его собственных колебаний.

Плазма в общем случае представляет собой колебательную систему, которая в различных условиях может рассматриваться либо как система с сосредоточенными параметрами (наподобие маятника, груза на пружине или колебательного контура), либо как распределенная система (подобная струне, резиновому шнуру,

органной трубе или электромагнитному резонатору). В обоих случаях при плазменном резонансе резко возрастают амплитуда колебаний электронов (при почти неподвижных ионах) и амплитуда потенциального (безвихревого) электрического поля в плазме. В первом случае для уяснения физической природы собственных колебаний достаточно учесть инерцию электронов и появление упругой возвращающей силы при упорядоченном смещении электронов внутри любого элементарного объема в плазме вследствие возникновения нескомпенсированных зарядов на его границах. В другом случае плазменный резонанс фактически представляет собой резонанс стоячей плазменной волны. Эта волна (называемая также ленгмюровской или электростатической) представляет собой продольную волну электронной плотности и электрического поля и может рассматриваться как своеобразный электронный аналог звуковой волны в жидкости или газе.

Первые теоретические и экспериментальные исследования плазменных волн и связанных с ними резонансных явлений были выполнены в конце 20-х годов в связи с изучением свойств плазмы газового разряда. В последующие три десятилетия они исследовались в основном применительно к проблемам распространения радиоволн в плазме земной ионосферы и их рассеяния на плазменных объектах цилиндрической формы (газоразрядные трубки, ионизированные метеорные следы в атмосфере). Дальнейшее расширение этих исследований было стимулировано научно-техническими проектами, возникшими в связи с созданием мощных источников излучения как в радио, так и в оптическом диапазоне. В частности, изучение и использование резонансных свойств плазмы в сильных полях оказались в центре внимания проблем лазерного термоядерного синтеза, плазменно-лазерных методов ускорения заряженных частиц и контролируемого воздействия мощного радиоизлучения на ионосферу.

В этой статье описаны простейшие теоретические модели плазменного резонанса и его возможные проявления (наблюдавшиеся или предсказываемые) в условиях лабораторного и атмосферного экспериментов.

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ И РЕЗОНАНС В ОДНОРОДНОМ ПЛОСКОМ СЛОЕ

Рассмотрим однородную безграничную плазму со средней концентрацией электронов n . Ионы в силу их большой массы будем считать неподвижными и пренебрежем пока тепловым движением электронов. Пусть внутри некоторого плоского слоя толщины d , расположенного перпендикулярно оси x , все электроны в некоторый момент времени t оказались смещенными на малые одинаковые расстояния $\delta x(t) \ll d$ по оси x относительно их средних положений в невозмущенной

плазме. При этом на границах рассматриваемого слоя появляются тонкие противоположно заряженные слои толщиной δx с зарядами на единицу площади $\pm \sigma = \pm e \times \delta x \cdot n$ ($e < 0$ – заряд одного электрона), а в остальных местах средний заряд плазмы остается равным нулю (рис. 1). Нескомпенсированные заряды противоположных знаков на границах слоя создают внутри него однородное электрическое поле, проекция напряженности которого на ось x составляет $E_x = -4\pi \cdot en \cdot \delta x$. Под действием этого поля каждый электрон внутри слоя приобретает ускорение $d^2(\delta x)/dt^2 = (e/m)E_x$ (m – масса электрона), и уравнение движения электрона, как легко видеть, имеет вид уравнения гармонического осциллятора

$$\frac{d^2(\delta x)}{dt^2} + \omega_p^2(\delta x) = 0 \quad (1)$$

с собственной частотой (называемой ленгмюровской или плазменной) $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$. Общее решение этого уравнения

$$\delta x = \delta x_0 \cos(\omega_p t + \varphi_0) \quad (2)$$

описывает собственные колебания на частоте ω_p при произвольных (зависящих от начальных условий) значениях амплитуды δx_0 и начальной фазы φ_0 . Если плазменный слой конечной толщины поместить в перпендикулярное к его границам внешнее переменное электрическое поле $E_{x0} = E_0 \cos(\omega t)$ с заданными значениями амплитуды E_0 (в вакууме) и частоты ω (это можно сделать, например, расположив слой между пластинами плоского конденсатора, включенного в цепь внешнего переменного тока), то на частоте $\omega = \omega_p$ возникнет явление резонанса. Действительно, уравнение (1) в этом случае заменяется на

$$\frac{d^2(\delta x)}{dt^2} + \omega_p^2(\delta x) = \frac{e}{m} E_0 \cos(\omega t). \quad (3)$$

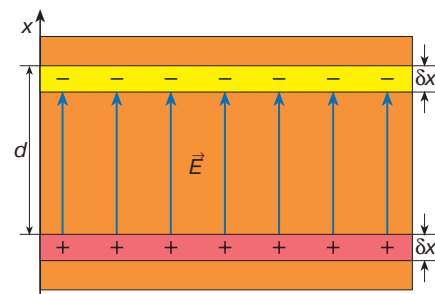


Рис. 1. Заряды и электрическое поле в плазменных колебаниях

Решение уравнения (3), описывающее вынужденные (на частоте внешней силы ω) колебания электронов, имеет вид

$$\delta x = \frac{eE_0}{m(\omega_p^2 - \omega^2)} \cos(\omega t). \quad (4)$$

Отвечающее этому решению электрическое поле внутри слоя $E_x = E_{x0} + 4\pi \cdot e \cdot n \cdot \delta x$ имеет амплитуду E_s , сильно отличающуюся от амплитуды заданного поля вне слоя E_0 :

$$E_x = E_s \cos(\omega t), \quad E_s = \frac{E_0}{\epsilon}. \quad (5)$$

Здесь величина $\epsilon = 1 - (\omega_p/\omega)^2$ представляет собой диэлектрическую проницаемость холодной плазмы (рассчитанную без учета теплового движения электронов).

Как видим, при приближении частоты поля ω к плазменной частоте ω_p (или при приближении концентрации электронов n к так называемому критическому значению $n_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$) амплитуды колебаний электронов и электрического поля в плазме неограниченно возрастают. В реальных условиях этот рост, конечно, не может быть бесконечным и должен ограничиваться неучтенными здесь факторами (например, потерями энергии, обусловленными соударениями электронов с тяжелыми частицами).

На рис. 2 изображена резонансная кривая – зависимость амплитуды поля в плазме $|E_s|$ от концентрации n в условиях, когда резонанс ограничен соударениями, эффективная частота которых ν (среднее число соударений одного электрона за одну секунду) мала по сравнению с частотой поля. Максимум амплитуды достигается вблизи точки плазменного резонанса $n = n_c$ и составляет приблизительно $E_{s \max} = E_0(\omega/\nu)$. Частота ν зависит от давления (плотности) газа и температуры электронов. Например, в достаточно легко реализуемом разряде в воздухе с давлением $p \approx 0,1$ торр температура электро-

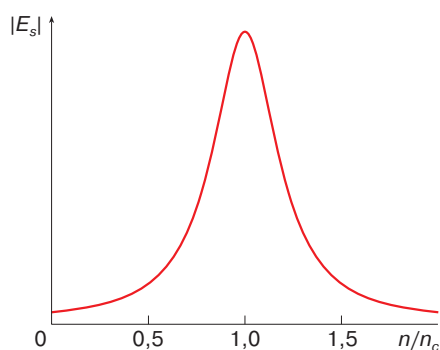


Рис. 2. Зависимость амплитуды поля в плазменном слое от плотности плазмы

нов $T_e \approx 3 \cdot 10^4$ К и величина $\nu \approx 5 \cdot 10^8$ с⁻¹. При частоте поля $\omega = 5 \cdot 10^9$ с⁻¹ (что соответствует излучению СВЧ-диапазона с длиной волны 4 см) поле в максимуме резонансного пика превышает внешнее поле E_0 в десять раз.

При отсутствии теплового движения электронов частота рассмотренных плазменных колебаний равна ω_p для любой пространственной структуры начального возмущения электронной плотности. При конечной температуре электронов определенными частотами обладают только синусоидальные плазменные волны (пространственные гармоники возмущения), причем частота каждой из них ω_k зависит от ее волнового числа $k = 2\pi/\lambda_p$ (λ_p – длина плазменной волны):

$$\omega_k^2 = \omega_p^2 + 3k^2 V_T^2. \quad (6)$$

Здесь $V_T = \sqrt{kT_e/m}$ – средняя тепловая скорость электронов, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов. Второе слагаемое в выражении (6) должно быть мало по сравнению с первым, в противном случае волна сильно затухает во времени вследствие передачи энергии синхронным с ней электронам (так называемое затухание Ландау).

Собственные колебания в рассмотренном выше однородном плазменном слое конечной толщины d могут существовать теперь только в форме стоячих плазменных волн с дискретным набором волновых чисел $k_i = i \cdot \pi/d$ ($i = 1, 2, 3, \dots$), отвечающим условию, что между границами слоя укладывается целое число полуволн. В результате вместо описанного выше одиночного резонанса холодной плазмы на частоте $\omega = \omega_p$ в нагретой плазме ($V_T \neq 0$) при достаточно малых частотах соударений должна возникать серия резонансных пиков на частотах, несколько превышающих ω_p , то есть при концентрациях, меньших критической.

ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВЫЕ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ ПЛАЗМЕННЫХ Тел МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Серии плазменно-волновых резонансов, подобные описанным выше, характерны также и для трехмерных или двумерных плазменных объектов (например, для шара или цилиндра). От формы границы плазменного тела зависят лишь численные коэффициенты в выражениях для сдвигов частот $\omega - \omega_p$. Однако важно отметить, что наряду с этими плазменно-волновыми резонансами такие объекты имеют также резонансы другого типа – так называемые геометрические или электромагнитные, достаточно ярко выраженные в случае, если размер объекта a мал по сравнению с длиной электромагнитной волны λ в вакууме (в противном случае резонансы подавлены из-за больших потерь энергии на излучение в окружающее пространство). Хотя частоты этих

резонансов тоже порядка плазменной, они сильно зависят от геометрической формы объекта и лежат в области $\omega < \omega_p$. Картины пространственного распределения переменного электрического поля и сопутствующих ему возмущений электронной плотности δn при плазменно-волновых и геометрических резонансах существенно различны. Для первых возмущения плотности носят объемный характер, а поле представляет собой суперпозицию продольных (электростатических) волн, не выходящих за пределы плазмы. При геометрическом резонансе однородного плазменного объема заряды образуются лишь на его границах, а электрическое поле имеет примерно равные амплитуды внутри и вне плазмы.

Распределение зарядов и картина силовых линий электрического поля в поперечном сечении однородного плазменного цилиндра при собственных колебаниях, отвечающих поперечно-дипольному геометрическому резонансу, показаны на рис. 3. Как и в рассмотренном выше случае электронных колебаний в слое холодной плазмы (см. рис. 1), электронное облако цилиндра смещено как единое целое относительно ионного на малое расстояние δx . В результате на границах цилиндра возникают две противоположно заряженные области серповидной формы. Как показывает расчет, эти области создают в окружающем пространстве электрическое поле дипольного типа, а внутри плазмы (при $a \ll \lambda$) — однородное поле с напряженностью $E_x = 2\pi en \cdot \delta x$, вдвое меньшей, чем в поляризованном однородном слое. В этом поле на электроны действует упругая возвращающая сила, обеспечивающая существование собственных колебаний с частотой $\omega_{\text{cil}} = \omega_p / \sqrt{2}$. Если цилиндр внести во внешнее переменное поле $E_{x0} = E_0 \cos(\omega t)$, перпендикулярное его образующей, оно возбудит в нем дипольные колебания с резонансом на частоте ω_{cil} . Аналогично выглядит картина дипольных колебаний, возбуждаемых при геометрическом резонансе одно-

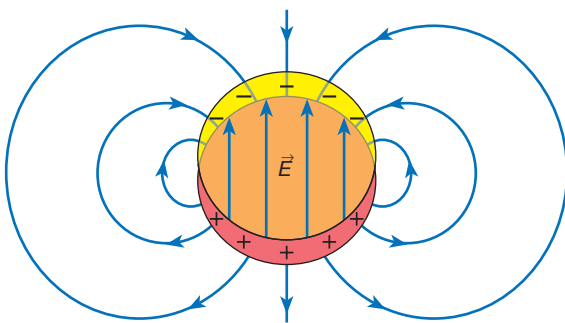


Рис. 3. Заряды и электрическое поле при собственных дипольных колебаниях плазменного цилиндра

родного плазменного шара малого радиуса; собственная частота этих колебаний $\omega_{\text{sph}} = \omega_p / \sqrt{3}$.

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ЛИНЕЙНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Реальная плазма всегда неоднородна — ее плотность n и диэлектрическая проницаемость ϵ зависят от координат. Если максимальная плотность n_{max} превышает критическое значение n_c для данной частоты поля ω (то есть $\omega < \omega_{p\text{max}}$), то внутри плазмы всегда существует некоторая поверхность S , на которой выполнено условие плазменного резонанса $\omega = \omega_p$. При расчете поля вблизи этой поверхности любой ее небольшой участок можно рассматривать как локально-плоский. Это позволяет использовать для нормальной (перпендикулярной к поверхности S) компоненты поля E_x в холодной плазме результат плоской одномерной модели (5): $E_x = E_0/\epsilon$, полагая (для точек, лежащих вблизи поверхности S) $\epsilon = \epsilon(x) = -x/L$ (L — характерный размер неоднородности плазмы). Особенность поля в точке $x = 0$ (на поверхности S) в холодной плазме, как и прежде, может быть устранена при учете соударений. При этом зависимость $|E_x|(x)$ фактически имеет вид резонансной кривой, изображенной на рис. 2.

Учет теплового движения электронов делает структуру поля более сложной: в области, где $\epsilon > 0$, возникает плазменная волна. Если эта область окружена со всех сторон более плотной непрозрачной плазмой с $\epsilon(x) < 0$ (где в силу (6) не существует волн с действительными волновыми числами k) или имеет резкую границу, на которой плотность плазмы меняется скачком, то плазменная волна, отражаясь от границ области, оказывается полностью запертой внутри нее и может иметь резонанс. Если же плотность плавно и монотонно убывает в направлении от центра объекта к периферии, то волна распространяется в сторону убывания плотности и полностью поглощается в области $\omega_p \ll \omega$ вследствие затухания Ландау. В последнем случае в окрестности точки $\epsilon(x) = 0$ фактически имеет место преобразование энергии внешнего электромагнитного поля в энергию убегающей плазменной волны. Это явление часто называют эффектом линейной трансформации, противопоставляя его тем самым более сложным нелинейным эффектам подобного рода, возникающим лишь в полях большой амплитуды. Весьма важно, что полная величина мощности, поглощаемой в области плазменного резонанса (так называемое резонансное поглощение), оказывается не зависящей от конкретного механизма диссипации энергии (соударения частиц или линейная трансформация) и пропорциональна размеру неоднородности плазмы L . Этот результат справедлив (в рамках

линейной теории) для плазменных объектов любой формы и размеров (слой внутри конденсатора, газоразрядная трубка в волноводе, ионосферный слой, облучаемый плоской электромагнитной волной, плазменная корона лазерного микровзрыва).

РЕЗОНАНСЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ И В МЕТЕОРНЫХ СЛЕДАХ

Одним из самых простых способов экспериментального наблюдения резонансов ограниченной плазмы является измерение доли поглощаемой или рассеиваемой мощности СВЧ-волны, облучающей цилиндрическую плазму газового разряда низкого давления. Газоразрядная трубка малого радиуса помещается внутрь прямоугольного волновода перпендикулярно электрическому полю распространяющейся в нем электромагнитной волны. Снимается резонансная кривая $W(\bar{n})$, дающая зависимость отражаемой плазмой мощности W от средней по сечению трубки плотности плазмы \bar{n} , изменения которой осуществляются путем изменения тока в разрядной трубке. Типичная резонансная кривая (красная кривая на рис. 4) демонстрирует серию резонансных пиков. Первый из них (если двигаться в направлении убывания \bar{n}) соответствует дипольному геометрическому резонансу цилиндра, возникающему, согласно приведенной выше формуле, при значении средней плотности $\bar{n} = 2n_c$ ($\bar{\epsilon} = -1$). Последующие пики обусловлены резонансами стоячих плазменных волн. Их расположение удается объяснить на основе изложенных выше модельных представлений, если принять во внимание характер радиальной неоднородности плазмы: ее плотность вначале плавно убывает при удалении

от оси трубки, а затем резко падает до нуля на стенке. При этом плазменные волны возбуждаются на периферии разряда — в кольцевой области, заключенной между поверхностью плазменного резонанса $n = n_c$ и внешней границей.

Существенно иную картину резонансов демонстрируют цилиндрические плазменные объекты, на первый взгляд сходные с описанным выше, но образующиеся не в лабораторных, а в естественных условиях. Такими объектами являются ионизированные метеорные следы, возникающие при сгорании частиц малых размеров, влетающих с большими скоростями из космоса в атмосферу Земли. Данные их наблюдений и теоретические оценки показывают, что при образовании метеорных следов на высотах порядка 90–100 км над поверхностью Земли в них в принципе могут быть выполнены условия резонанса для волн УКВ-диапазона. Действительно, при помощи работающих в этом диапазоне радиолокационных станций было обнаружено, что при поперечной по отношению к оси следа ориентации вектора электрического поля амплитуда рассеиваемой следом волны имеет отчетливо выраженный резонанс (он наблюдается как всплеск на временной осциллограмме отраженного сигнала).

Однако в отличие от случая газоразрядной плазмы на резонансной кривой метеорного следа (синяя кривая на рис. 4) никогда не наблюдалась серия резонансных пиков, а всегда возникал лишь один (более широкий, чем в газовом разряде) резонансный максимум. Данное различие резонансных свойств обоих плазменных объектов объясняется различием радиального распределения их плотности. В метеорном следе плотность плазмы вследствие диффузии является плавно убывающей функцией расстояния до оси. В этом случае, как было отмечено в предыдущем разделе, в области критической плотности возбуждается бегущая плазменная волна, поглощаемая на периферии объекта, и плазменно-волновые резонансы отсутствуют, так что наблюдаемый пик рассеяния — это геометрический резонанс плазменного цилиндра с размытой границей. Фактически отсутствие плазменно-волновых резонансов при метеорном рассеянии радиоволн на больших высотах можно рассматривать как экспериментальное доказательство существования эффектов линейной трансформации и затухания Ландау.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ. ГЕНЕРАЦИЯ СТРУКТУР В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ И ИОНОСФЕРЕ

В последние годы исследование резонансного взаимодействия плазмы с переменным полем в основном было сконцентрировано вокруг возможных приложений,

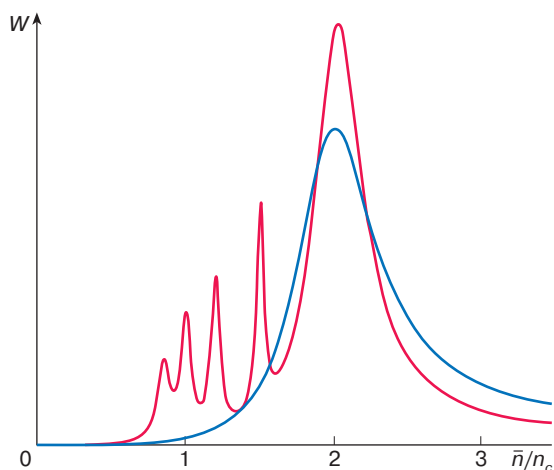


Рис. 4. Резонансные кривые отраженного сигнала для газоразрядной плазмы (красная кривая) и метеорного следа (синяя кривая)

связанных с использованием излучений большой мощности. Для полного понимания интересных и важных физических проблем и явлений (по преимуществу сильно нелинейных) недостаточно изложенных выше простейших представлений линейной теории. Мы ограничимся здесь лишь кратким качественным описанием некоторых из этих явлений.

Однородные состояния поля и плазмы вблизи плазменного резонанса в достаточно сильных полях оказываются неустойчивыми по отношению к мелко-масштабным возмущениям. Общий механизм неустойчивости в холодной плазме легко пояснить с помощью резонансной кривой, приведенной на рис. 2. Пусть исходное (невозмущенное) состояние поля и плазмы изображается точкой, расположенной на правом склоне резонансного пика (то есть $n > n_c$). Тогда при малом случайном уменьшении плотности внутри некоторого тонкого слоя амплитуда поля в этом слое увеличится. Это увеличение в результате действия тех или иных механизмов нелинейности может, в свою очередь, повлиять на величину плотности плазмы. При малых частотах соударений электронов преобладающим нелинейным механизмом является выталкивание плазмы из области более сильного поля под действием усредненной (пондеромоторной) силы переменного поля. В этом случае рост амплитуды поля приведет к еще большему уменьшению плотности, то есть система оказывается неустойчивой. В горячей плазме (при $V_T \neq 0$) описываемый процесс существенно ускоряется благодаря эффекту резонансного возбуждения стоячей плазменной волны, запертой, как в резонаторе, в области пониженной плотности (яме плотности или каверне).

Развитие данной (так называемой модуляционной) неустойчивости в одномерном случае ($n = n(x)$, $E_x = E_x(x)$) завершается формированием стационарной (покоящейся или движущейся) ямы плотности с запертой в ней плазменной волной, называемой ленгмюровским солитоном. В случае же произвольной трехмерной неоднородности процесс самоуглубления ямы (сопровожаемый ее непрерывным обужением и ростом амплитуды запертой в ней волны) может продолжаться с увеличивающейся скоростью вплоть до образования столь узкого пика поля, что электрон, движущийся с тепловой скоростью V_T , пересекает его за время, меньшее периода поля $2\pi/\omega$.

Движение электронов в таком поле весьма далеко от гармонических колебаний; часть электронов при этом сильно ускоряется, отбирая энергию у поля плазменной волны. В результате амплитуда поля резко снижается и эволюция каверны завершается ее полным схлопыванием с образованием групп сильно ускоренных частиц. Этот процесс, получивший название ленгмюровского коллапса, может возникать и повторяться

случайным образом вокруг множества случайно расположенных затравочных центров — минимумов плотности, ведя к образованию некоего сложного турбулентного состояния, являющегося предметом теории сильной ленгмюровской турбулентности. Подобного рода турбулентные состояния, по-видимому, реализовались в экспериментах с лазерной плазмой, моделирующих ее поведение в некоторых схемах лазерного термоядерного синтеза при нерелятивистских скоростях электронов.

Хотя прямое наблюдение возникавших структур в этих экспериментах было затруднено ввиду их чрезвычайно малого масштаба, косвенные данные (сильное поглощение, генерация быстрых частиц и высоких гармоник рассеянного излучения) указывают на качественную применимость описанной модели турбулентности. Еще более сложная картина плазменной турбулентности (пока не поддающаяся описанию на языке достаточно простых теоретических схем) должна, по-видимому, возникать в резонансной области релятивистской лазерной плазмы, интерес к изучению которой стимулирован недавними успехами в генерации лазерных импульсов сверхвысокой интенсивности.

Неустойчивости и мелко-масштабные структуры, сходные с описанными выше, наблюдались также в совершенно иных условиях, реализуемых при воздействии мощного радиоизлучения на земную ионосферу. Установки, позволяющие осуществлять и диагностировать такое воздействие, имеются в настоящее время в нескольких географических пунктах: Аресибо (Пуэрто-Рико), Тромсе (Норвегия), Нижний Новгород (Россия) и др. Вообще говоря, картина резонансных явлений в ионосфере существенно усложнена постоянным магнитным полем Земли. Однако для радиоволн, проникающих на высоту F -слоя (около 300 км), влияние магнитного поля сводится фактически лишь к сравнительно небольшому смещению области истинного резонанса с уровня $\omega = \omega_p$ на уровень так называемого верхнего гибридного резонанса $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2}$ (ω_H — частота вращения электрона в магнитном поле). С учетом того, что роль пондеромоторной нелинейности на этих высотах играет сходная с ней по типу тепловая нелинейность (расширение плазмы при ее нагреве переменным полем) и что магнитное поле допускает беспрепятственное перемещение плазмы лишь вдоль своих силовых линий, результаты проведенных наблюдений удалось успешно интерпретировать на основе сходных представлений ленгмюровской турбулентности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотелось бы подчеркнуть универсальность рассмотренного явления. Его физическая природа — резонанс собственных колебаний и волн электронной плотности и

поля. При всем многообразии условий реализации, форм проявления, физических характеристик, способов и перспектив практического использования общие физические механизмы этого явления и методы его описания весьма сходны в ситуациях, чрезвычайно удаленных друг от друга как по шкале электромагнитных волн (видимый свет и радиоволны), так и по характерным пространственным масштабам (плазменная корона ядерного микровзрыва, газоразрядная трубка, метеорный след и ионосфера Земли).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
2. *Кингсеп А.С.* Плазма как объект физических исследований // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 2. С. 98–104.
3. *Ерухимов Л.М.* Ионосфера Земли как космическая плазменная лаборатория // Там же. 1998. № 4. С. 71–77.
4. *Robinson P.A.* Nonlinear Wave Collaps and Strong Turbulence // Rev. Mod. Phys. 1987. Vol. 69, № 2. P. 507–573.

Рецензент статьи В.П. Крайнов

* * *

Владимир Борисович Гильденбург, доктор физико-математических наук, профессор Нижегородского государственного университета, ведущий научный сотрудник Института прикладной физики РАН. Лауреат Государственной премии СССР. Область научных интересов – физика плазмы, микроволновые и оптические разряды, нелинейная электродинамика. Автор 150 научных работ, в том числе двух монографий.