

01;04;09
©1995 г.

О ПРОХОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ДВИЖУЩИЕСЯ ИОНИЗОВАННЫЕ СЛОИ

Н.С.Степанов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600, Нижний Новгород, Россия
(Поступило в Редакцию 5 мая 1994 г.)

Рассматривается вопрос об отражении и проникновении поперечных электромагнитных волн в движущемся плазменном слое с резким передним фронтом, создаваемом в неподвижной среде за счет ионизирующих воздействий. При этом учитываются также столкновительные и рекомбинационные процессы, приводящие к распаду плазмы на некотором расстоянии от фронта ионизации. Получены аналитические выражения для частот и амплитуд волн как внутри плазменного слоя, так и на выходе из него. Обсуждаются случаи досветового и сверхсветового движения ионизованной области.

Введение

Вопрос об особенностях распространения электромагнитных волн в нестационарных плазменных образованиях, в том числе создаваемых под воздействием различных ионизирующих факторов, является актуальным как с точки зрения проблем радиосвязи, диагностики подобных объектов, так и возможного использования их для преобразования параметров волн (прежде всего частоты). В частности, в литературе довольно подробно проанализированы закономерности трансформации волн на движущемся фронте ионизации (см., например, [1-7]). Эти исследования, в том числе и лабораторные эксперименты [6], показывают, что при этом возможно значительное повышение частоты, а в случае импульсных сигналов также изменение их длительностей.

Вопрос же о преобразовании энергетических характеристик волн оказывается сложнее и в литературе исследован значительно менее полно. В большинстве работ амплитуды отраженных и прошедших волн найдены лишь для случая резкой движущейся границы, вне которой параметры плазмы подразумеваются однородными; при этом, как правило, пренебрегается диссипацией энергии из-за столкновительных и рекомбинационных процессов. Бегущие волны ионизации произвольного профиля кратко обсуждались в [7], а случай неподвижного слоя конечной толщины с произвольно быстро изменяющейся во времени концентрацией рассматривался в [8], однако рекомбинации и упругие столкновения в этих работах также не учитывались.

В связи с этим в настоящей работе рассматривается более реальная ситуация, когда за движущимся с постоянной скоростью фронтом ионизации следует неоднородный ионизованный слой ("шлейф"), исчезающий на определенном расстоянии вследствие рекомбинации, а в пределах этого слоя учитываются также упругие столкновения электронов с тяжелыми частицами. При этом акцент делается не на численные расчеты, а на вывод аналитических соотношений, что позволяет лучше выявить качественные закономерности.

Постановка задачи и исходные уравнения

Пусть фронт ионизации движется против оси x с произвольной скоростью V , так что концентрация электронов в образующейся плазме изменяется по закону бегущей волны $N(x, t) = N(\zeta)$, где $\zeta = x + Vt$, $V > 0$. Будем считать, что на фронте ($\zeta = 0$) функция $N(\zeta)$ скачком возрастает от 0 до значения $N(0)$, а в области $\zeta > 0$ плавно (необязательно монотонно) спадает, образуя движущийся шлейф. Предположим, что первичная электромагнитная волна частоты ω_0 нормально падает навстречу слою (рис. 1). Задача сводится к отысканию частот и амплитуд вторичных (отраженной и прошедших) волн, возникающих в результате взаимодействия падающей волны с движущейся областью ионизации.

Поставленную задачу, очевидно, можно разбить на две части: сначала из граничных условий найти частоты и амплитуды волн непосредственно на движущейся границе, а затем рассчитать трансформацию прошедших волн в процессе распространения их в плазменном слое. При этом предполагаемая плавность последнего позволяет использовать асимптотическое (геометрооптическое, или ВКБ) приближение.

При описании полей в плазме будем исходить из уравнений микротеории

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}(x, t)$, $\mathbf{B}(x, t)$ — векторы напряженности электрического и индукции магнитного полей; $\mathbf{j}(x, t)$ — плотность наведенного в плазме электрического тока; c — скорость света в вакууме.

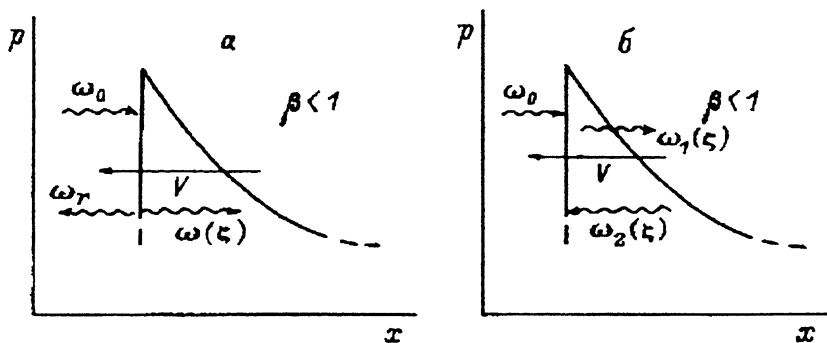


Рис. 1.

а — $\beta < 1$; б — $\beta > 1$.

Как обычно, для высокочастотных волн можно пренебречь движением ионов, учитывая лишь вклад свободных электронов. Следует иметь в виду, что при изменении концентрации последних $N(x, t)$ из-за ионизационных процессов скорости электронов $\mathbf{v}(x, t)$, "рожденных" в разные моменты времени, будут неодинаковыми ("моноскоростное" выражение $\mathbf{j} = eN\mathbf{v}$ неприменимо даже в отсутствие теплового разброса скоростей) и для нахождения связи между \mathbf{j} и \mathbf{E} необходимо вводить функцию распределения электронов по времени их рождения [9]. В результате в интересующем нас здесь случае, когда одновременно учитываются процессы и ионизации, и рекомбинации (причем для простоты число рекомбинирующих электронов в единицу времени предполагается равным $\nu_r N$, где $\nu_r = \text{const}$), а также упругие столкновения с эффективной частотой ν_0 , указанная связь может быть представлена в виде интегрального соотношения [9]

$$\mathbf{j}(x, t) = \int_{-\infty}^t \hat{\sigma}(\tau, \zeta) E(x, t') dt', \quad \hat{\sigma} = p(\zeta - V\tau) e^{-\nu\tau}, \quad (2)$$

где $p(\zeta) = \omega_p^2(\zeta) = 4\pi e^2 N/m$; e , m — заряд и масса электронов; $\nu = \nu_0 + \nu_r$; $\tau = t - t'$.

Соотношение (2) в дифференциальном виде эквивалентно равенству

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nu \mathbf{j} = p\mathbf{E},$$

тогда из систем (1), (2) нетрудно получить уравнение третьего порядка относительно $\mathbf{E}(x, t)$

$$\frac{\partial^3 \mathbf{E}}{\partial t^3} - c^2 \frac{\partial^3 \mathbf{E}}{\partial t \partial x^2} + \nu \left(\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (p\mathbf{E}) = 0, \quad (3)$$

в котором единственный переменный коэффициент $p(x, t)$ пропорционален концентрации $N(x, t)$. Уточним теперь граничные условия на движущемся фронте ионизации. Из конечности ядра $\hat{\sigma}(\tau, \zeta)$ в (2) с очевидностью следует, что сразу после скачка $p(\zeta)$ имеем $\mathbf{j}(\zeta) = 0$. Нетрудно видеть [1-5, 9], что при пересчете к полю $\mathbf{E}(x, t)$ это дает следующие условия непрерывности на границе $\zeta = 0$:

$$\mathbf{E} = \text{const}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \text{const}. \quad (4)$$

Что касается вектора $\mathbf{B}(x, t)$, то он тоже остается непрерывным, но только с учетом статической составляющей, возникающей за фронтом ионизации. Заметим, что условия (4) можно получить также последовательным интегрированием (3) по узкому переходному слою в окрестности фронта плазмы.

Преобразование частот волн

Заметим, что при пренебрежении рекомбинацией и упругими столкновениями ($\nu = \nu_r + \nu_0 \rightarrow 0$) интегрирование (3) по t сводит его к уравнению второго порядка (типа Клейна–Гордона), которое неоднократно рассматривалось ранее [1,7]. Что же касается уравнения в виде (3), то решение его обсуждалось в [10] лишь для чисто временного изменения концентрации $N(t)$. Для некоторых профилей $p(\zeta)$ в принципе можно записать точное решение (3), но выражается оно через функции Бесселя с комплексным индексом и неудобно для практических расчетов.

Представим решение в области $\zeta \geq 0$ в виде

$$E(x, t) = A(x, t)e^{i\varphi(x, t)}, \quad (5)$$

в котором мгновенная частота $\omega(x, t)$ и волновое число $k(x, t)$ выражаются через $\varphi(x, t)$ как

$$\omega(x, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad k(x, t) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (6)$$

Будем считать, что зависимости $\omega(x, t)$, $k(x, t)$ имеют такую же степень плавности, что и величина $p(x, t)$, так что можно ввести единый малый параметр задачи $\chi \sim |(kp)^{-1} dp/d\zeta|$. Пусть, кроме того, $\nu/\omega \sim \chi \ll 1$, при этом диссипативные члены удобнее отнести к уравнениям первого порядка по χ .

Подставляя (5) в (3) и объединяя члены порядка χ^0 , нетрудно получить дисперсионное соотношение, связывающее $\omega(x, t)$ и $k(x, t)$,

$$\omega^2 - c^2 k^2 = p(\zeta), \quad (7)$$

имеющее такой же вид, что и при постоянных p , ω , k . Отсюда, в частности, следуют обычные выражения для фазовой ($v_p = \omega/k$) и групповой ($u = d\omega/dk$) скоростей, прошедших в плазму волн

$$|v_p| = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}}, \quad |u| = c\sqrt{\varepsilon(\omega)}, \quad \varepsilon(\omega, \zeta) = 1 - \frac{p(\zeta)}{\omega^2}. \quad (8)$$

Если частота падающей волны ω_0 фиксирована (т.е. не модулирована), то величины $\omega(x, t)$, $k(x, t)$ в прошедшей волне ($\zeta \geq 0$), так же как исходный параметр $p(\zeta)$, будут функциями бегущей координаты $\zeta = x + Vt$. Кроме того, как следует из (6), функции $\omega(x, t)$ и $k(x, t)$ связаны равенством $\partial k/\partial t + \partial \omega/\partial x = 0$, интегрирование которого по ζ дает

$$\omega(\zeta) + V k(\zeta) = \omega(0) + V k(0) = \text{const}, \quad (9)$$

где $\omega(0)$, $k(0)$ — значения ω и k прошедших волн на фронте ионизации.

В свою очередь последние, как и величины ω_r , k_r в отраженной волне, связаны с ω_0 , k_0 падающей волны соотношениями фазового синхронизма, вытекающими из граничных условий (4),

$$\omega(0) + k(0)V = \omega_r + k_r V = \omega_0 + k_0 V. \quad (10)$$

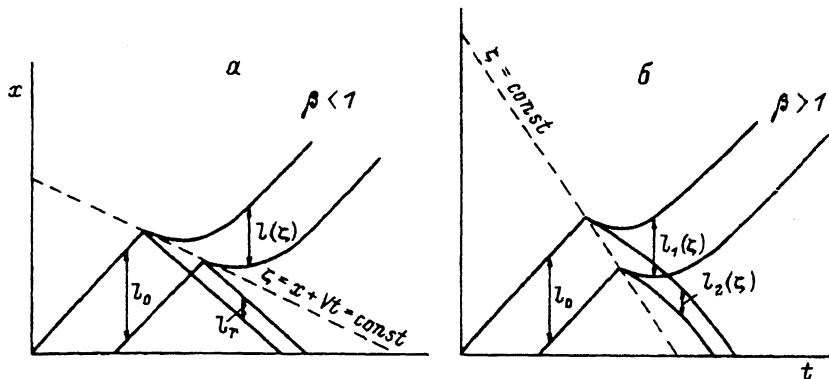


Рис. 2.

То же, что и на рис. 1.

Равенства (7)–(10) позволяют однозначно найти $\omega(\zeta)$, $k(\zeta)$, а также локальные значения групповой скорости $u(\zeta)$ в любой точке плазменного слоя ($\zeta \geq 0$) по заданному профилю $p(\zeta)$. Пусть перед фронтом ионизации $p_1 \sim N_1 = 0$, так что $\omega_0/k_0 = -\omega_r/k_r = c$, $\omega_0 + k_0V = \omega_0(1 + \beta)$, где $\beta = V/c$. Тогда в досветовом случае ($\beta < 1$) нетрудно найти

$$\frac{\omega_r}{\omega_0} = \frac{1 + \beta}{1 - \beta}, \quad \frac{\omega(\zeta)}{\omega_0} = \frac{1 - \beta n'(\zeta)}{1 - \beta}, \quad \frac{u(\zeta)}{c} = \frac{n'(\zeta) + \beta}{1 - \beta n'(\zeta)}, \quad (11)$$

где $n'(\zeta) = \sqrt{\varepsilon(\omega')} = \sqrt{1 - p(\zeta)/\omega'^2}$, $\omega'^2 = \omega_0^2(1 + \beta)/(1 - \beta)$.

Заметим, что вспомогательные параметры ω' , $\varepsilon(\omega')$ здесь фактически имеют смысл частоты и диэлектрической проницаемости плазмы в системе отсчета, где плазменный слой $N(\zeta)$ неподвижен, однако для вывода формул (11) и нижеследующих нет необходимости пересчитывать все поля к этой системе и обратно, как иногда это делается [2,3,5].

Из (11) ясно, что обе частоты ω_r , $\omega(0)$ смещаются вверх и этот эффект неограниченно возрастает при $\beta \rightarrow 1$ (в выражение для ω_r при этом параметр плазмы $p(\zeta)$ не входит).¹ Однако в области распада плазмы ($p(\zeta) \rightarrow 0$, $n'(\zeta) \rightarrow 1$) снова всегда $\omega(\zeta) \rightarrow \omega_0$, т.е. пронизывающее плазму излучение в случае “стационарного” профиля $p(\zeta)$ остаточного частотного эффекта не имеет, что и естественно. Обратим также внимание, что в достаточно плотной плазме ($n'(0) < \beta$) групповая скорость прошедшей волны $u(\zeta)$ сначала отрицательна, т.е. поток энергии ее направлен вдогонку фронту ионизации, однако на “хвосте” плазменного шлейфа, где $n'(\zeta) > \beta$, скорость $u(\zeta)$ становится положительной. На рис. 2 показаны примеры характеристических кривых $\xi(x, t) = \text{const}$, показывающих движение отдельных “групповых” фронтов и являющихся первыми интегралами характеристического уравнения $dx/dt = u(x, t)$.

¹ В связи с этим отметим, что в экспериментах [6] фронт ионизации с $\beta \rightarrow 1$ достигался путем ионизации газа лазерным импульсом, бегущим навстречу СВЧ волне.

Случай $\varepsilon(\omega') < 0$, т. е. $\omega' < \omega_p(0)$, $\omega_0 < \omega_p(0)\sqrt{(1-\beta)/(1+\beta)}$, соответствует непрозрачной плазме, когда плазменный слой практически полностью отражает падающую волну, образуя "движущееся зеркало". Частота отсечки, однако, с ростом β снижается, т. е. все более низкочастотные волны проникают через движущийся навстречу ионизованный слой. Далее будем полагать $\varepsilon(\omega') > 0$.

При сверхсветовых скоростях фронта ионизации ($\beta > 1$) отраженная волна существовать не может, вместо нее возникает вторая прошедшая волна с частотой $\omega_2(\zeta)$. Для первой из прошедших волн ($\omega = \omega_1(\zeta)$) равенства (11) сохраняют силу, в которых теперь $\beta > 1$, $\omega'^2 = 0$, так что $n'(\zeta) \geq 1$ и точки отсечки нет, т. е. плазма при любых плотностях прозрачна для сколь угодно низкочастотного падающего излучения. Как и для $\beta < 1$, для этой волны $u_1 < 0$ при $n' < \beta$, однако на "хвосте" слоя ($n'(\zeta) \rightarrow 1$) всегда $u_1 > 0$. Параметры же второй волны оказываются равными

$$\frac{\omega_2(\zeta)}{\omega_0} = -\frac{\beta n'(\zeta) + 1}{\beta - 1}, \quad \frac{u_2(\zeta)}{c} = -\frac{n'(\zeta) + \beta}{1 + \beta n'(\zeta)}. \quad (12)$$

Таким образом, всегда $u_2(\zeta) < 0$ (но при этом $|u_1| \leq |u_2| \leq c < V$), т. е. эта волна бежит вдогонку фронту ионизации, отставая от нее (см. рис. 2, в). Что касается частот, то $\omega_2(\zeta) < 0$, причем $|\omega_2(\zeta)| \geq |\omega_1(\zeta)|$, т. е. эффект смещения частоты у этой волны больше и сохраняется также на выходе из слоя ($p(\zeta) \rightarrow 0$, $n'(\zeta) \rightarrow 1$), где $|\omega_2/\omega_0| \rightarrow (\beta + 1)/(\beta - 1)$ независимо от параметра плазмы внутри него. В предельном случае $\beta \rightarrow \infty$ из (12) следует $\omega_1(\zeta) \rightarrow -\omega_2(\zeta) = \omega_0 n'(\zeta)$, что согласуется с результатами [10].

Амплитуды волн и энергетические соотношения

Пусть сначала $\beta < 1$, тогда, согласно граничным условиям (4), амплитуды падающей E_0 , отраженной E_r и прошедшей $A(0)$ волн связаны равенствами

$$E_0 + E_r = A(0), \quad \omega_0 E_0 + \omega_r E_r = \omega(0)A(0). \quad (13)$$

С учетом выражений (11) из (13) легко найти

$$E_r = \frac{1 - n'(0)}{1 + n'(0)} E_0, \quad A(0) = \frac{2}{1 + n'(0)} E_0. \quad (14)$$

Заметим, что в отличие от случая, когда фронт $N(x + Vt)$ создается движением самой плазмы [1], здесь всегда $|E_r| \leq E_0$, $A(0) \leq 2E_0$, т. е. усиления электрического поля не происходит. При этом в случае $\beta \rightarrow 1$, когда частотные эффекты наиболее сильны, имеем

$$n'(\zeta) \simeq 1 - \frac{p(\zeta)(1 - \beta)}{4\omega_0^2}, \quad A(0) \rightarrow E_0, \quad E_r \simeq \frac{p(0)(1 - \beta)}{4\omega_0^2} E_0, \quad (15)$$

т. е. волна практически полностью проникает в плазму. Если же $\beta > 1$, как указывалось выше, то имеются две прошедшие волны, амплитуды которых с учетом (12) оказываются равными

$$A_1(0) = \frac{n'(0) + 1}{2n'(0)}, \quad A_2(0) = \frac{n'(0) - 1}{2n'(0)} E_0. \quad (16)$$

Поскольку здесь $n' \geq 1$, то амплитуды волн ограничены неравенствами $A_1(0) \leq E_0$, $A_2(0) \leq E_0/2$, причем $A_2(0) \leq A_1(0)$. При $\beta \rightarrow 1$ для n' снова применимо выражение (15) и

$$A_1(0) \rightarrow E_0, \quad A_2(0) \rightarrow \frac{p(0)(\beta - 1)}{4\omega_0^2} E_0 \rightarrow 0. \quad (17)$$

Если же ионизация происходит практически мгновенно во всех точках ($\beta \rightarrow \infty$), то

$$n'(0) \rightarrow \sqrt{1 + \frac{p(0)}{\omega_0^2}}$$

и для достаточно плотной вначале плазмы $\omega_p(0) \gg \omega_0$, имеем $n'(0) \simeq \omega_p(0)/\omega_0 \gg 1$, тогда $A_2(0) \simeq A_1(0) \simeq E_0/2$.

Перейдем теперь к вопросу об изменении амплитуд прошедших волн внутри ионизованного слоя. Объединяя после подстановки (5) в (3) члены $\sim \chi^1$, т. е. содержащие производные A , ω , k по t и x , а также диссипативные члены $\sim \nu$, нетрудно получить уравнение переноса для амплитуды электрического поля $A(x, t)$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + u \frac{\partial A}{\partial x} + \left[\frac{1}{2\omega} \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + c^2 \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\nu p}{2\omega^2} \right] A = 0. \quad (18)$$

При найденных выше значениях $\omega(x, t)$, $k(x, t)$, $u(x, t)$ путем интегрирования (18) нетрудно найти и зависимость $A(x, t)$. В рассматриваемом здесь случае $p = p(\zeta)$ фигурирующие в (18) производные ω , k можно выразить через $dp/d\zeta$. Так, согласно (9), (7),

$$\frac{\partial k}{\partial x} = \frac{dk}{d\zeta} = -\frac{1}{V} \frac{d\omega}{d\zeta}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial t} = V \frac{d\omega}{d\zeta} = \frac{V}{2\omega(u+V)} \frac{dp}{d\zeta}. \quad (19)$$

Если, как и ω_0 , амплитуда E_0 постоянна, то $A(x, t) = A(\zeta)$, причем с учетом (19) уравнение (18) можно свести к виду

$$\frac{dA}{d\zeta} + \alpha(\zeta)A = 0, \quad \alpha(\zeta) = \frac{(\beta^2 - 1)c^2}{4\omega^2(u+V)^2} \frac{dp}{d\zeta} + \frac{\nu p}{2\omega^2(u+V)}. \quad (20)$$

Интегрирование (20) дает

$$A(\zeta) = A(0) e^{-\int_0^{\zeta} \alpha(s) ds}, \quad (21)$$

где начальное значение $A(0)$ задается формулами (14) для $\beta < 1$ и (16) для $\beta > 1$ соответственно.

Таким образом, для заданного профиля $p(\zeta)$ амплитуды волн в произвольной точке ионизованного слоя также находятся в квадратурах. Ясно, что второй член ($\sim \nu p$) в выражении для $\alpha(\zeta)$ в (20) всегда приводит к убыванию $A(\zeta)$. При оценке энергетических характеристик волн, однако, кроме $A(x, t)$ нужно принять во внимание тот факт, что из-за вариации групповых скоростей $u(x, t)$ происходит пространственно-временная перегруппировка волн, приводящая к сжатиям или растяжениям сигналов или их отдельных "дугов" в волне [1,7] (рис. 2). Так, изменение пространственной протяженности l сигнала, ограниченного двумя последовательными групповыми фронтами, описывается уравнением $(\partial/\partial t + u\partial/\partial x) \ln l = \partial \ln u/\partial x$ [1]; в случае $u = u(\zeta)$, $l = l(\zeta)$ это дает $d(\ln l) = (u + V)^{-1} du$ или

$$\frac{l(\zeta)}{u(\zeta) + V} = \text{const}, \quad \frac{l(\zeta)}{l(0)} = \frac{u(\zeta) + V}{u(0) + V}. \quad (22)$$

В частности, при $\nu = \nu_0 + \nu_r \rightarrow 0$, когда в области $\zeta > 0$ концентрация продолжает монотонно возрастать из-за ионизации ($dp/d\zeta > 0$, при этом, согласно (19), $d\omega/d\zeta > 0$), в формуле (20) для $\beta < 1$ имеем $\alpha(\zeta) < 0$, т. е. амплитуда электрического поля по мере проникновения в плазму также увеличивается. Однако это связано не с усилением волны, а лишь со сжатием ее в пространстве и времени. Здесь $dn'/d\zeta < 0$ и, согласно (11), $du/d\zeta < 0$, так что из (22) следует $l(\zeta) < l(0)$. Полная энергия волны $W(\zeta) \sim A^2(\zeta)l(\zeta)$ при этом убывает $\sim 1/\omega(\zeta)$, так как при ионизации часть ее расходуется на сообщение поступательного движения образующимся свободным электронам [7]. В целом же все три фактора (ионизация, рекомбинация и упругие столкновения) приводят к диссипации электромагнитной энергии [9], что не всегда четко учитывается в имеющихся работах.

В качестве примера подробнее рассмотрим случай, когда в области $\zeta > 0$ ионизации больше нет и концентрация плазмы релаксирует по экспоненциальному закону $p(\zeta) = p(0)e^{-\nu_r \zeta/V}$, так что

$$\nu p = - \left(\frac{\nu}{\nu_r} \right) \frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\nu V}{\nu_r} \frac{dp}{d\zeta},$$

где $\nu = \nu_0 + \nu_r \geq \nu_r$.

Частота волн $|\omega(\zeta)|$ при этом убывает в соответствии с (11), (12), (19). Комбинируя (19) и (20), нетрудно показать

$$\frac{d}{d\zeta} \left[\frac{A^2(u + V)}{\omega^\gamma} \right] = 0, \quad \frac{A^2(\zeta)[u(\zeta) + V]}{\omega^\gamma(\zeta)} \sim \frac{W(\zeta)}{\omega^\gamma(\zeta)} = \text{const}, \quad (23)$$

где $\gamma = 1 + 2\nu_0/\nu_r \geq 1$.

Иными словами, отношение $W(\zeta)/\omega^\gamma(\zeta)$ в плазме с плавно меняющейся концентрацией является адиабатическим инвариантом. В пределе $\nu_0 \ll \nu_r$ имеем $\gamma = 1$ и из (23) вытекает соотношение, неоднократно обсуждавшееся ранее [1], $W(\zeta) \sim \omega(\zeta)$; если же $\nu_0 > 0$, то, согласно (23), поглощение электромагнитной энергии в распадающейся плазме происходит быстрее, чем уменьшается частота волны, что и естественно.

В частности, равенства (23) позволяют выразить амплитуды и энергии волн на выходе из слоя ($\zeta \rightarrow \infty$) через значения $\omega(0)$, $A(0)$ в (14)–(17) и тем самым через исходные величины ω_0 , E_0 , причем параметры плазмы будут входить только в локальное значение $n'(0) = [1 - p(0)(1 - \beta)/\omega_0^2(1 + \beta)]^{1/2}$ на фронте ионизации. В результате с учетом (11), (12) нетрудно получить для $\beta < 1$

$$A(\infty) = E_0 \frac{2\sqrt{n'(0)}}{1 + n'(0)} \left[\frac{1 - \beta}{1 - \beta n'(0)} \right]^{\nu/\nu_r},$$

а для $\beta > 1$

$$A_1(\infty) = E_0 \frac{n'(0) + 1}{2\sqrt{n'(0)}} \left[\frac{\beta - 1}{\beta n'(0) - 1} \right]^{\nu/\nu_r},$$

$$A_2(\infty) = E_0 \frac{n'(0) - 1}{2\sqrt{n'(0)}} \left[\frac{\beta + 1}{\beta n'(0) + 1} \right]^{\nu/\nu_r}. \quad (24)$$

При оценке энергии сигналов на выходе необходимо учитывать, что длительность второй из прошедших волн при $\beta > 1$, так же как отраженной волны при $\beta < 1$, смещается обратно пропорционально значению $\omega(\infty) = \omega_0 |(\beta + 1)/(\beta - 1)|$. Из (24) следует, что амплитуда и суммарная энергия вторичных волн всегда меньше, чем у падающей. Так, при мгновенной ионизации во всех точках ($\beta \rightarrow \infty$) $n'(0) = \sqrt{1 + p(0)/\omega_0^2}$, и в наиболее интересном случае $p(0) = \omega_p^2(0) \gg \omega_0^2$ из (21) для “остаточных” амплитуд имеем

$$A_2(\infty) \simeq A_1(\infty) \simeq E_0 \frac{\omega_0}{2\omega_p(0)} \ll 1,$$

что совпадает с выводами [10]. В пределе же $\beta \rightarrow 1$ в соответствии с (14)–(17) $E_r \rightarrow 0$ (при $\beta < 1$) или $A_2(\infty) \rightarrow 0$ (при $\beta > 1$), а для пронизывающей плазму волны для обоих знаков $(\beta - 1)$ имеем $A(\infty) \rightarrow E_0$ независимо от значения ν/ν_r , что и понятно, так как сильное повышение частоты волны внутри плазменного слоя делает последний практически прозрачным для падающего навстречу электромагнитного излучения.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-04657).

Список литературы

- [1] *Островский Л.А., Степанов Н.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 4. С. 489.
- [2] *Семенова В.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10 № 8. С. 1077.
- [3] *Семенова В.И.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. № 4. С. 824.
- [4] *Бакунов М.И., Сорокин Ю.М.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 658.
- [5] *Mori W.B.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 44. P. 5118.
- [6] *Savage R.L., Joshi C., Mori W.B.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 946.
- [7] *Сорокин Ю.М., Степанов Н.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 5. С. 686.
- [8] *Глазов Л.Г., Рухадзе А.А.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 3. С. 63.
- [9] *Степанов Н.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 7. С. 960.
- [10] *Степанов Н.С.* // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Казань, 1975. Т. 4. С. 15.