

ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ГРАНИЦЕЙ ОБРАЗОВАВШЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

М. И. Бакунов, С. Н. Жуков*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603600, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 16 июня 1997 г.

Указан новый эффект электродинамики нестационарных сред — захват электромагнитного излучения границей нестационарной плазмы за счет трансформации его в поверхностные волны, локализованные вблизи границы. Расчет проведен как для плоской исходной волны, так и для пучка конечной ширины в условиях, когда граница образовавшегося (в результате ионизации) плазменного полупространства перпендикулярна фронту исходной волны. Показано, что возбуждаются две поверхностные волны пониженной частоты, бегущие в противоположных направлениях, а также уходящее от границы рассеянное объемное излучение повышенной частоты и статическая мода в виде пространственно-неоднородной структуры из стационарных токов и магнитного поля в пределах плазменного полупространства. Исследованы кинематические, амплитудные и энергетические закономерности трансформации. Обнаружено, что наибольшая эффективность захвата излучения (до 40% по энергии) может быть достигнута для попутной (по отношению к исходной волне) поверхностной моды, причем захват сопровождается концентрацией электромагнитной энергии вблизи плазменной границы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возник новый всплеск интереса к исследованию трансформации электромагнитных волн в нестационарных средах (см., например, [1–8]). Этому во многом способствовали успешные эксперименты по конверсии частоты микроволнового излучения в устройствах с нестационарной плазмой — на движущемся в газе фронте ионизации [9], а также при одновременной ионизации всей газовой среды в рабочем объеме (flash ionization) [10, 11]. В недавнем обзоре [12] соответствующее направление плазменной электроники отмечено как одно из наиболее быстро развивающихся.

Что касается теоретических работ по электродинамике нестационарных сред, то основная их часть, начиная с пионерских работ [13, 14], сосредоточена в двух направлениях: исследование взаимодействия электромагнитных волн с движущимися неоднородностями (границей среды или волной параметра в неподвижной среде) [2, 3, 5, 13, 15–18] и изучение трансформации волн в однородной безграницной среде с чисто временными изменениями параметров [7, 8, 14, 19–21]. Гораздо менее разработана теория взаимодействия электромагнитного излучения с ограниченными нестационарными средами. Впервые некоторые особенности отражения электромагнитных сигналов от плоской границы нестационарной среды (недиспергирующего диэлектрика, плазмы) были отмечены Фанте в 1971 году [22]. В работах Борисова [23, 24] и Каллури [25] были подробно исследованы установившиеся и переходные процессы при взаимодействии элек-

* E-mail: bakunov@rf.unn.runnet.ru

ромагнитной волны с мгновенно возникающим (в результате ионизации) плазменным полупространством (для нестационарного диэлектрического полупространства расчеты проводились в [26]). Впоследствии был рассмотрен и более близкий к практике случай мгновенной ионизации в слое конечной толщины [27].

В указанных работах рассматривалась, однако, лишь простейшая геометрия задачи, когда граница возникающей плазмы считалась параллельной фронту волны. Физически более богатым является случай отсутствия такой параллельности. Действительно, в этом случае при TM -поляризации исходной волны можно ожидать ее трансформацию в поверхностные волны, направляемые возникшей плазменной границей. Как известно, на стационарной границе прямая трансформация падающего излучения в поверхностные волны запрещена из-за невозможности одновременного выполнения двух условий сохранения: частоты волны (энергии кванта) и тангенциальной к границе компоненты волнового вектора (импульса) [28]. Существующие методы ввода электромагнитного излучения в планарные волноведущие структуры основаны на создании продольной пространственной неоднородности системы (в виде диафрагм, регулярно профилированных или шероховатых участков и т. п.) либо на обеспечении пространственного синхронизма объемных и поверхностных волн с помощью призм связи (метод нарушенного полного внутреннего отражения) [28, 29]. На нестационарной границе возникает принципиально иная возможность ввода излучения, связанная с тем, что сохранения частоты волны здесь уже не требуется.

В данной работе эффект трансформации электромагнитного излучения в поверхностные волны на нестационарной плазменной границе продемонстрирован для случая, когда граница мгновенно возникшего (за счет ионизации) плазменного полупространства ортогональна фронту исходной волны (в такой геометрии упрощается анализ энергетических закономерностей трансформации). Показано, что возбуждаются две поверхностные волны пониженной частоты, бегущие вдоль границы в противоположных направлениях, причем наиболее эффективная трансформация (до 40% по энергии) может быть достигнута для попутной (по отношению к исходной волне) поверхностной моды. Захват электромагнитной волны границей образовавшейся плазмы сопровождается рассеянием части энергии в объемное излучение с непрерывным спектром частот, уходящее от границы, а также возбуждением статической моды — пространственно-неоднородной структуры из стационарных токов и магнитного поля в пределах плазменного полупространства. Обнаружено также, что плотность энергии на границе в попутной поверхностной волне существенно превышает плотность энергии в исходной волне в широком интервале значений плотности образовавшейся плазмы, т. е. захват излучения сопровождается концентрацией электромагнитной энергии вблизи плазменной границы.

Некоторые предварительные результаты работы сообщались в докладе [30].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, РАСЧЕТ ЛАПЛАСОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Первоначально, при $t < 0$, в неионизованной среде (газе) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 1$ вдоль оси x распространяется плоская линейно-поляризованная электромагнитная волна частоты ω_0 с полями

$$E_y(x, t) = B_z(x, t), \quad B_z(x, t) = B_0 \exp(i\omega_0 t - ih_0 x) \quad (h_0 = \omega_0/c). \quad (1)$$

В момент $t = 0$ под действием внешних факторов происходит мгновенная ионизация полупространства $y < 0$ — в нем образуется холодная бесстолкновительная плазма концентрации N . Для расчета трансформации волны (1) на данной пространственно-временной неоднородности среды исходными являются уравнения Максвелла с включающимся в момент $t = 0$ током рожденных электронов и уравнение движения электронов с условием равенства нулю их начальной скорости [15, 16]. Применяя преобразование Лапласа к данной системе уравнений, приходим к уравнению для изображения магнитного поля $b(x, y, p)$ (p — комплексная «лапласовская» переменная):

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial b}{\partial y} \right) - \frac{1}{c^2} (p^2 \varepsilon + \omega_0^2) b = -\frac{1}{c^2} (p\varepsilon + i\omega_0) B_0 \exp(-ih_0x), \quad (2)$$

где $\varepsilon(y, p) = 1 + \eta(-y)\omega_p^2/p^2$, $\eta(-y)$ — единичная функция, а $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ — плазменная частота. Отыскивая в однородных областях $y > 0$ и $y < 0$ решения уравнения (2), удовлетворяющие условиям излучения, и сшивая их на границе $y = 0$ условиями непрерывности величин b и $\varepsilon^{-1}\partial b/\partial y$, получаем для $b(x, y, p)$ выражения вида

$$b(x, y, p) = \frac{B_0 \exp(-ih_0x)}{p - i\omega_0} + A_I(p) \exp\left(-ih_0x - \frac{y}{c} \sqrt{p^2 + \omega_0^2}\right), \quad y > 0, \quad (3)$$

и

$$b(x, y, p) = \frac{p(p+i\omega_0)+\omega_p^2}{p(p^2+\omega_0^2+\omega_p^2)} B_0 \exp(-ih_0x) + A_{II}(p) \exp\left(-ih_0x + \frac{y}{c} \sqrt{p^2+\omega_0^2+\omega_p^2}\right), \quad y < 0, \quad (4)$$

где

$$A_I(p) = -B_0 \frac{i p \omega_0 \omega_p^2}{(p - i\omega_0) \sqrt{p^2 + \omega_0^2 + \omega_p^2} D(p)}, \quad (5)$$

$$A_{II}(p) = B_0 \frac{i \omega_0 \omega_p^2 (p^2 + \omega_0^2) \sqrt{p^2 + \omega_0^2}}{p(p - i\omega_0) (p^2 + \omega_0^2 + \omega_p^2) D(p)}, \quad (6)$$

$$D(p) = (p^2 + \omega_p^2) \sqrt{p^2 + \omega_0^2} + p^2 \sqrt{p^2 + \omega_0^2 + \omega_p^2} \quad (7)$$

и выбираются значения корней с положительной реальной частью.

Первые слагаемые в формулах (3), (4), представляющие собой вынужденные решения уравнения (2), при обратном преобразовании Лапласа в любой точке пространства дают вклад в поле $B_z(x, y, t)$, начиная непосредственно с момента $t = 0$. В области $y > 0$ этот вклад имеет вид (1), т. е. совпадает с исходной волной, а в области $y < 0$ определяется формулой

$$B_z(x, t) = B_0 \exp(-ih_0x) \left[\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + \omega_p^2} + \sum_{\pm} \frac{\omega_0}{2} \frac{\omega_0 \pm \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}}{\omega_0^2 + \omega_p^2} \exp\left(\pm it \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}\right) \right], \quad (8)$$

которая согласуется с результатами по трансформации электромагнитной волны при мгновенной ионизации среды во всем пространстве [20, 21].

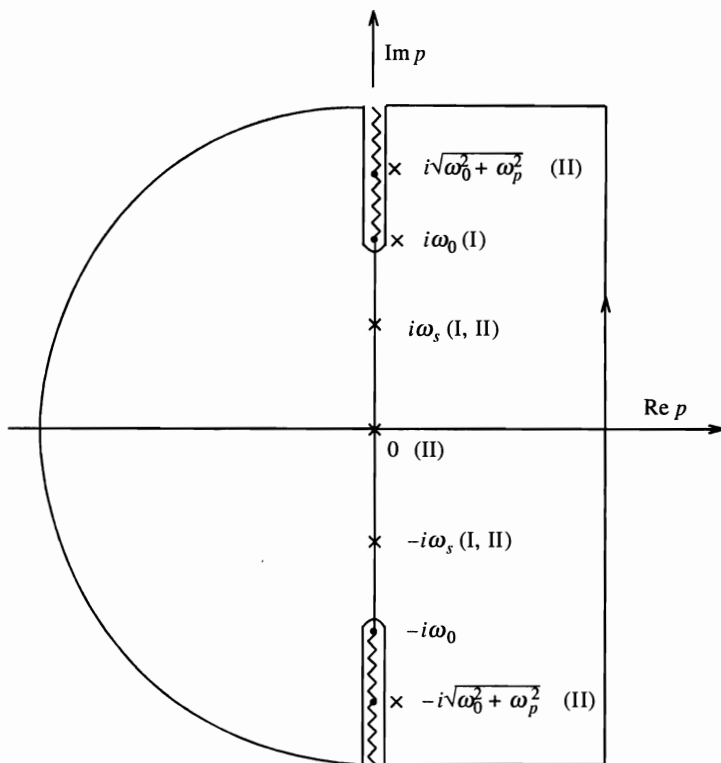


Рис. 1. Контур интегрирования при $t > |y|/c$. Волнистой линией показаны разрезы ($\pm i\omega_0$ и $\pm i\sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}$ — точки ветвления корней), крестиками — полюсы функций $A_I(p)$ и $A_{II}(p)$ (соответствие указано в скобках)

Вторые слагаемые в формулах (3), (4) (свободные решения) при обратном преобразовании Лапласа дают вклад в поле в данной точке, лишь начиная с момента времени $t = |y|/c$. Это означает, что, начиная с момента ионизации $t = 0$, в обе стороны от возникшей границы $y = 0$ распространяется со скоростью c область перестройки волновых полей (1), (8).

Для расчета установившихся (при $t \rightarrow \infty$) решений, а также углового распределения излучения, уходящего на бесконечность ($y \rightarrow \pm\infty$), удобно при взятии обратного преобразования Лапласа от вторых слагаемых в (3), (4) выбрать контур интегрирования так, как показано на рис. 1. Полюсы функций $A_I(p)$, $A_{II}(p)$ наряду с формулами (1), (8) дают вклад в установившиеся решения, тогда как интегралы по берегам разрезов определяют переходные процессы и в том числе поле излучения. На рис. 1 полюсы $i\omega_0$ и $\pm i\sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}$ показаны справа от разрезов, как это следует из рассмотрения случая, когда исходная волна является не плоской, а волновым пучком конечной ширины. Вклад полюса $i\omega_0$ функции $A_I(p)$ компенсирует («выключает») исходную волну (1) в области $y > 0$, а вклады полюсов $\pm i\sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}$ функции $A_{II}(p)$ компенсируют волны с частотами $\pm\sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}$, определяемые формулой (8), в области $y < 0$.

3. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

Интересующий нас эффект образования установившихся решений в виде поверхностных волн описывается вкладом тех полюсов функций $A_I(p)$ и $A_{II}(p)$, которые определяются уравнением $D(p) = 0$. Последнее имеет два решения: $p = \pm i\omega_s$ (рис. 1), где

$$\omega_s = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{1}{2}\omega_p^2} - \sqrt{\omega_0^4 + \frac{1}{4}\omega_p^4}. \quad (9)$$

Таким образом, захваченное образовавшейся плазменной границей электромагнитное поле состоит из двух поверхностных волн, из которых одна (с частотой $\omega_s > 0$) распространяется в том же направлении, что и исходная плоская волна, а другая (с частотой $-\omega_s < 0$) — в противоположном направлении. Этот результат можно наглядно проиллюстрировать с помощью кинематической диаграммы (рис. 2). Частотам поверхностных волн на этой диаграмме отвечают координаты точек пересечения двух ветвей дисперсионной кривой поверхностных волн (см. [31]) с прямой $h = h_0$, выражающей инвариантность на временном скачке пространственной структуры волн в плоскости границы. Из рис. 2 видно, что трансформация исходной волны в поверхностные волны идет с понижением частоты ($\omega_s < \omega_0$). Коэффициент преобразования частоты ω_s/ω_0 возрастает с увеличением плотности образовавшейся плазмы, приближаясь к единице при $N \gg N_c$, $N_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$ — критическая плотность (рис. 3). При $N \ll N_c$ частота ω_s близка к предельной частоте для поверхностных волн $\omega_p/\sqrt{2}$ [31] (рис. 2).

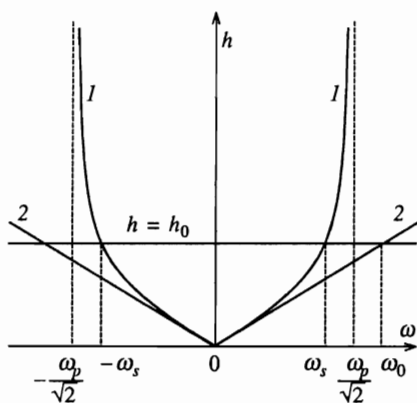


Рис. 2

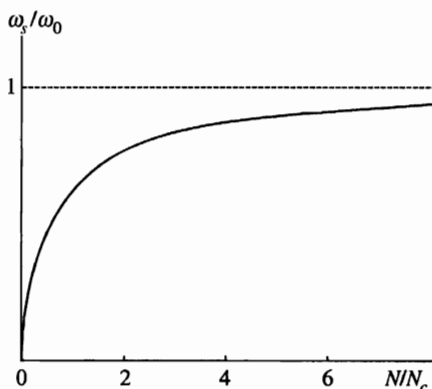


Рис. 3

Рис. 2. Кинематическая диаграмма для поверхностных волн: 1 — ветви дисперсионной зависимости поверхностных волн на границе плазменного полупространства; 2 — световые линии ($h = \pm\omega/c$). Частотам захваченных поверхностных волн $\pm\omega_s$ соответствуют точки пересечения кривых 1 с прямой $h = h_0$

Рис. 3. Зависимость коэффициента преобразования частоты ω_s/ω_0 от плотности образовавшейся плазмы

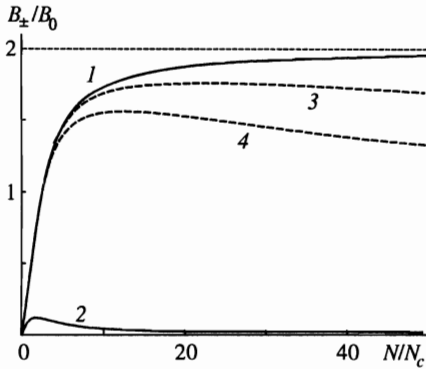


Рис. 4. Зависимости амплитудных коэффициентов трансформации плоской волны в поверхностные волны, B_+/B_0 (кривая 1) и B_-/B_0 (кривая 2), от плотности образовавшейся плазмы. Штриховыми линиями показаны результаты расчета B_+/B_0 для волнового пучка с $h_0a = 10$ (кривая 3) и $h_0a = 5$ (кривая 4)

Амплитуды B_{\pm} поверхностных волн определяются вычетами функций $A_I(p)$, $A_{II}(p)$ в полюсах $p = \pm i\omega_s$ и имеют следующий вид:

$$B_{\pm} = B_0 \frac{(\omega_p^2 - \omega_s^2)(\omega_0 \pm \omega_s)}{2\omega_0 \sqrt{\omega_0^4 + (1/4)\omega_p^4}}. \tag{10}$$

Обратная волна всегда меньше по амплитуде прямой волны ($B_- < B_+$).

На рис. 4 представлены зависимости амплитудных коэффициентов трансформации B_{\pm}/B_0 от плотности образовавшейся плазмы. Величина B_-/B_0 достигает максимального значения $(B_-/B_0)_{max} \approx 0.12$ при $N/N_c \approx 1.7$ и стремится к нулю при $N/N_c \rightarrow \infty$. Величина же B_+/B_0 монотонно возрастает с увеличением плотности плазмы, стремясь к пределу $B_+/B_0 \rightarrow 2$ при $N/N_c \rightarrow \infty$.

На первый взгляд, асимптотика коэффициента трансформации B_+/B_0 кажется противоречащей закону сохранения энергии. Действительно, в пределе $N/N_c \rightarrow \infty$ поверхностная волна «+» вырождается в плоскую волну той же частоты ω_0 , что и исходная волна, распространяющуюся в вакууме ($y > 0$) вдоль идеально проводящего полупространства $y < 0$. Поскольку ее амплитуда в два раза превышает амплитуду исходной волны, то плотность энергии в каждой точке области $y > 0$ возрастает в четыре раза. При этом энергия волны «+» в два раза превышает энергию исходной волны (подразумевается, что последняя представляет собой достаточно большой, но все-таки ограниченный в пространстве волновой пакет). Чтобы разрешить данное противоречие, необходимо отказаться от идеализации плоской исходной волны и провести расчеты для ограниченного по y (широкого) волнового пучка. При этом удобно взять в качестве исходного пучок вида

$$B_z(x, y, 0) = B_0 \frac{\sin(y/a)}{y/a} \exp(-ih_0x) \tag{11}$$

шириной $a \gg 1/h_0$, обладающий равномерным спектром пространственных частот $\Phi(\kappa)$:

$$B_z(x, y, 0) = B_0 \exp(-ih_0x) \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\kappa) e^{-i\kappa y} d\kappa, \tag{12}$$

$$\Phi(\kappa) = \begin{cases} a/2, & |\kappa| < 1/a, \\ 0, & |\kappa| > 1/a. \end{cases} \tag{13}$$

Подставляя $B_z(x, y, 0)$ в виде (12) в правую часть уравнения (2) вместо $B_0 \exp(-ih_0x)$ и действуя так же, как в случае плоской исходной волны, приходим к следующему выражению для амплитуды B_+ :

$$B_+ = B_0 \frac{(\omega_p^2 - \omega_s^2)(\omega_0 + \omega_s)}{2\omega_0 \sqrt{\omega_0^4 + (1/4)\omega_p^4}} \gamma \operatorname{arctg} \frac{1}{\gamma}, \tag{14}$$

где $\gamma = h_0 a \sqrt{2(1 - \omega_s/\omega_0)}$, $\omega_0 = ch_0$. Результаты расчета коэффициента трансформации B_+/B_0 на основе формулы (14) приведены пунктирными линиями на рис. 4. Из (14) и рис. 4 следует, что стремление $B_+/B_0 \rightarrow 2$ с ростом N/N_c сохраняется лишь до тех пор, пока $N/N_c \ll (h_0 a)^2$, т.е. пока область локализации поверхностной волны в вакууме мала по сравнению с шириной исходного пучка a . При $N/N_c \geq (h_0 a)^2$, когда поперечный масштаб поверхностной волны становится сравнимым с шириной исходного пучка и превосходит его, коэффициент трансформации B_+/B_0 уменьшается, стремясь к нулю в пределе $N/N_c \rightarrow \infty$. В результате никакого нарушения закона сохранения энергии не происходит (см. также разд. 5).

4. СТАТИЧЕСКАЯ МОДА, УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

К установившимся решениям кроме поверхностных волн относится также статическая мода, возбуждаемая в плазменном полупространстве и определяемая суммарным вкладом статического члена формулы (8) и вычета в полюсе $p = 0$ (см. рис. 1) второго слагаемого в формуле (4):

$$B_z^{st}(x, y) = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + \omega_p^2} \left[B_z(x, y, 0) - B_0 \exp\left(\frac{y}{c} \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2} - ih_0x\right) \right], \quad y < 0. \tag{15}$$

С магнитным полем $B_z^{st}(x, y)$ связано пространственное распределение в плазме замкнутых постоянных токов $\mathbf{j}^{st}(x, y) = (c/4\pi) \operatorname{rot} \mathbf{B}^{st}$.

Поле излучения определяют интегралы по правым берегам разрезов (см. рис. 1) на участках $\omega_0 < |\omega| < \infty$ при $y > 0$ и $\sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2} < |\omega| < \infty$ при $y < 0$ ($\omega = \operatorname{Im} p$). Следуя методике работ [32, 33], будем вычислять энергию радиационного поля (на единицу площади границы) в вакууме (W_I) и в плазме (W_{II}) при $t \rightarrow \infty$ путем интегрирования по y плотности электромагнитной энергии, выраженной через указанные интегралы. В результате приходим к представлению

$$W_{I,II} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} w_{I,II}(\theta) d\theta \tag{16}$$

с угловой плотностью энергии излучения

$$w_{I,II}(\theta) = \frac{c\omega_0}{16\pi^2} \operatorname{ctg}^2 \theta |A_{I,II}(p = i\omega)|^2, \tag{17}$$

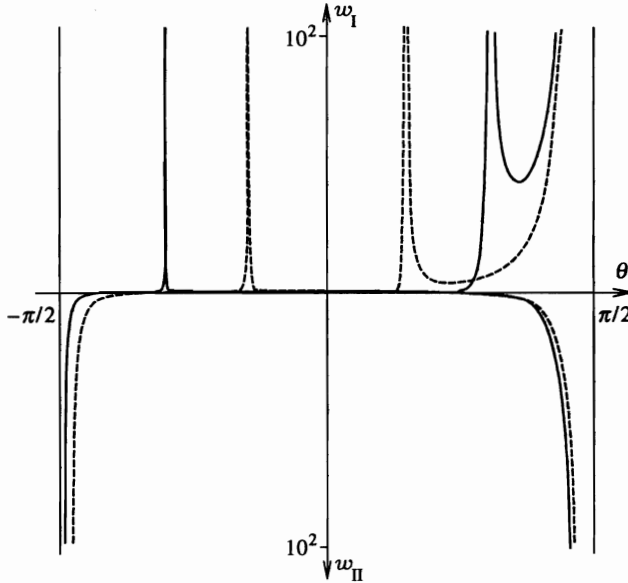


Рис. 5. Угловые плотности энергии излучения в вакууме, $w_I(\theta)$, и в плазму, $w_{II}(\theta)$, при $N/N_c = 0.5$ (сплошные линии) и $N/N_c = 4$ (штриховые линии). Все кривые нормированы на одну и ту же величину $cB_0^2/16\pi^2\omega_0$

где угол излучения θ и в вакууме, и в плазме отсчитывается от нормали к границе ($-\pi/2 < \theta < \pi/2$, направлению оси x соответствует $\theta = \pi/2$), а

$$\omega = \begin{cases} \omega_0 / \sin \theta, & y > 0, \\ \frac{1}{\sin \theta} \sqrt{\omega_p^2 \sin^2 \theta + \omega_0^2}, & y < 0. \end{cases} \quad (18)$$

Отрицательные частоты соответствуют излучению назад по отношению к направлению распространения исходной волны (под углами $\theta < 0$).

Зависимости $w_{I,II}(\theta)$ представлены на рис. 5 для двух значений плотности образовавшейся плазмы. Расходимости функций w_{II} при $\theta \rightarrow \pm\pi/2$ ($w_{II}(\theta) \propto (\pi/2 \mp \theta)^{-2}$) и $w_I(\theta)$ под углами полного отражения $\theta \rightarrow \pm\theta_*$, $\sin \theta_* = \omega_0 / \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}$ ($w_I(\theta) \propto |\theta \mp \theta_*|^{-1}$) связаны с высвечиванием незахваченных границей частей энергий «половинок» плоских волн с частотами $\pm\sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2}$, возникших в плазме ($y < 0$) сразу после ее образования (второе слагаемое в (8)). Расходимость функции $w_I(\theta)$ при $\theta \rightarrow \pi/2$ ($w_I(\theta) \propto (\pi/2 - \theta)^{-2}$) отвечает высвечиванию незахваченной части энергии «половинки» (при $y > 0$) плоской волны вида (1) (вынужденного решения в вакууме). В случае исходного пучка (11) расходимости становятся логарифмическими, т. е. интегрируемыми.

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ. ЭФФЕКТ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭНЕРГИИ

Для исследования энергетической эффективности захвата волны возникающей плазменной границей идеализация плоской волны, очевидно, является неадекватной,

поэтому анализ проведем на примере пучка (11). Энергия (на единицу площади границы) исходного пучка $W_0 = B_0^2 a / 8$ превращается в энергии поверхностных волн [31]

$$W_{\pm} = \frac{cB_{\pm}^2}{16\pi\omega_s} \frac{(1 - \varepsilon_s)(1 + \varepsilon_s^2)}{\varepsilon_s^2 \sqrt{-1 - \varepsilon_s}} \quad (19)$$

($\varepsilon_s = 1 - \omega_p^2 / \omega_s^2$, амплитуды B_+ и B_- определяются соответственно выражениями (14) и (10)), в энергию излучения $W_r = W_I + W_{II}$ (см. (16), (17)), а также в энергию статической моды

$$W_{st} = \frac{B_0^2 a}{32} \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 + \omega_0^2}, \quad (20)$$

складывающуюся из энергии магнитного поля (15) и кинетической энергии электронов, рассчитываемой на основе выражения для тока $j^{st}(x, y)$. Полезны для анализа также асимптотические при $N/N_c \rightarrow \infty$ формулы

$$\frac{W_{\pm}}{W_0} \rightarrow 0, \quad \frac{W_{st}}{W_0} \rightarrow 0.25, \quad \frac{W_r}{W_0} \rightarrow 0.75. \quad (21)$$

На рис. 6 представлено распределение энергии между вторичными решениями в зависимости от плотности образовавшейся плазмы для исходного пучка с $h_0 a = 20$. Трансформация в обратную поверхностную волну идет с малой эффективностью: $(W_- / W_0)_{max} \approx 7 \cdot 10^{-4}$ при $N/N_c \approx 1$, тогда как эффективность трансформации в прямую поверхностную волну может превышать 40%:

$$\left(\frac{W_+}{W_0} \right)_{max} \approx 0.41 \quad \text{при} \quad \frac{N}{N_c} \approx 800. \quad (22)$$

Наибольшая энергетическая эффективность захвата достигается при $N/N_c \sim (h_0 a)^2$, когда масштаб локализации прямой поверхностной волны в вакууме $(1/h_0) \sqrt{N/N_c}$ совпадает по порядку величины с шириной a исходного пучка (ср. с разд. 3). При этом глубина проникновения поверхностной волны в плазму мала ($\sim (h_0^2 a)^{-1}$) и энергия волны сосредоточена в основном в вакууме. С уменьшением параметра $h_0 a$ максимум эффективности трансформации будет достигаться при меньшей плотности образовавшейся плазмы и, следовательно, более сильной локализации в вакууме поверхностной волны.

Существенно, что захват электромагнитного излучения сопровождается концентрацией энергии вблизи возникшей плазменной границы: средние по времени плотности энергии в прямой поверхностной волне в вакууме, $w_v(y = +0)$, и в плазме, $w_p(y = -0)$, превосходят плотность энергии в исходной волне, $w_0 = B_0^2 / 8\pi$, в широком интервале значений концентрации образовавшейся плазмы (рис. 7). Иными словами, при формировании поверхностной волны в ходе переходных процессов энергия подтекает к возникшей границе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере плазменной системы простой геометрии продемонстрирован эффект трансформации электромагнитного излучения в поверхностные волны на границе резко нестационарной (с характерным временем «переключения» много меньшим

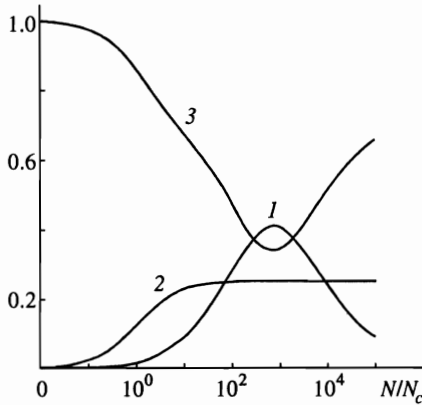


Рис. 6. Зависимости энергетических коэффициентов трансформации W_+/W_0 (1), W_{st}/W_0 (2) и W_τ/W_0 (3) от плотности образовавшейся плазмы для исходного пучка с $h_0 a = 20$

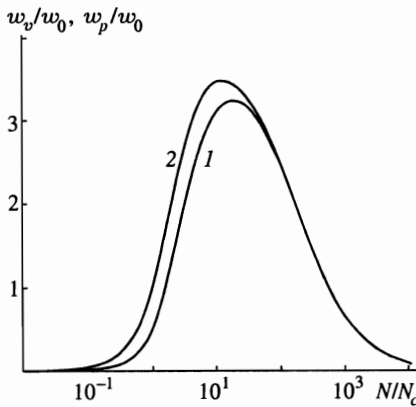


Рис. 7. Относительные плотности энергии в прямой поверхностной волне: 1 — в вакууме, w_v/w_0 ; 2 — в плазме, w_p/w_0

периода излучения) среды. Показано, что эффективность такой трансформации (захвата излучения границей) может быть довольно высокой (до 40% по энергии), причем трансформация сопровождается понижением частоты волн. Исследованы также сопутствующие процессы — рассеяние в объемное излучение повышенной частоты с непрерывным спектром и возбуждение статической моды.

Экспериментально эффект захвата мог бы наблюдаться на установке типа описанной в [6], где нестационарная плазма создается за время менее 1 нс путем пробоя газового промежутка между пластинами длинного плоского конденсатора. Если возникающий плазменный слой облучать сбоку пучком сантиметрового излучения, то возбужденную в результате захвата поверхностную волну можно было бы регистрировать на значительном удалении вдоль плазменного слоя от «освещаемого» падающим пучком пятна.

Построенная в работе в рамках параметрической (линейной) постановки задачи картина трансформации электромагнитной волны в ограниченной нестационарной плазме может оказаться полезной при исследовании нелинейных (самосогласованных) режимов захвата излучения при пробое газа в области перекрытия мощных микроволновых пучков (как в экспериментах [6, 11]) и формирования самоподдерживающихся вытянутых плазменных образований, направляющих возникшие в результате эффекта

захвата поверхностные волны (подобные структуры наблюдались в [34]).

Наиболее перспективное приложение эффекта захвата — разработка принципиально новых методов ввода излучения в планарные волноведущие структуры с полупроводниковыми слоями. Нестационарность полупроводниковой среды может обеспечиваться за счет различных механизмов: инжекции носителей [35], фотоионизации лазерным импульсом [36, 37], «переключения» эффективной массы [35] и др. Поскольку достигнутые здесь характерные времена нестационарности составляют менее 1 пс, эти механизмы могут быть использованы для нестационарного ввода излучения наиболее актуального для СВЧ-микроволновой субмиллиметрового диапазона. Простейшая схема ввода включает полупроводниковый волноведущий слой, концентрация носителей в котором быстро возрастает под действием управляющего лазерного импульса, что приводит к захвату слоем падающей на него сигнальной волны. Другая возможная схема — сам волноведущий слой является стационарным (например, диэлектрическим), а нестационарность создается в плазменной пленке, покрывающей «освещенную» сигнальной волной часть волновода.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования РФ (грант КЦФЕ 95-0-8.2-33).

Литература

1. C. H. Lai, R. Liou, T. C. Katsouleas et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4764 (1996).
2. W. B. Mori, T. C. Katsouleas, J. M. Dawson, and C. H. Lai, Phys. Rev. Lett. **74**, 542 (1995).
3. R. L. Savage, Jr., R. P. Brogle, W. B. Mori, and C. Joshi, IEEE Trans. Plasma Sci. **21**, 5 (1993).
4. V. B. Gildenburg, A. V. Kim, V. A. Krupnov et al., *ibid.*, p. 34.
5. C. H. Lai, T. C. Katsouleas, W. B. Mori, and D. Whittum, *ibid.*, p. 45.
6. S. P. Kuo and A. Ren, *ibid.*, p. 53.
7. A. Banos, Jr., W. B. Mori, and J. M. Dawson, *ibid.*, p. 57.
8. D. K. Kalluri, V. R. Goteti, and A. M. Sessler, *ibid.*, p. 70.
9. R. L. Savage, Jr., C. Joshi, and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **68**, 946 (1992).
10. C. Joshi, C. E. Clayton, K. March et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 814 (1990).
11. S. P. Kuo, Phys. Rev. Lett. **65**, 1000 (1990).
12. Я. Б. Файнберг, Физика плазмы **20**, 613 (1994).
13. A. Einstein, Ann. Phys. **17**, 891 (1905). Перевод: А. Эйнштейн, *Собрание научных трудов*, т. 1, Наука, Москва (1965), с. 7.
14. F. R. Morgenthaler, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-6**, 167 (1958).
15. Г. И. Фрейдман, ЖЭТФ **41**, 226 (1961).
16. Л. А. Островский, Н. С. Степанов, Изв. вузов., Радиофизика **14**, 489 (1971).
17. С. Н. Столяров, в сб. *Эйнштейновский сборник 1975-1976*, Наука, Москва (1978), с. 152.
18. W. B. Mori, Phys. Rev. A **44**, 5118 (1991).
19. L. B. Felsen and G. M. Whitman, IEEE Trans. Antennas Propagat. **AP-18**, 242 (1970).
20. C. L. Jiang, IEEE Trans. Antennas Propagat. **AP-23**, 83 (1975).
21. S. C. Wilks, J. M. Dawson, and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **61**, 337 (1988).
22. R. L. Fante, IEEE Trans. Antennas Propagat. **AP-19**, 417 (1971).
23. В. В. Борисов, Изв. вузов, Радиофизика **25**, 1053 (1982).
24. В. В. Борисов, *Неустановившиеся электромагнитные волны*, Изд-во ЛГУ, Ленинград (1987).
25. D. K. Kalluri, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 11 (1988).

26. A. G. Nerukh, *Radio Sci.* **3**, 481 (1995).
27. D. K. Kalluri and V. R. Goteti, *J. Appl. Phys.* **72**, 4575 (1992).
28. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*, Наука, Москва (1979), § 11.
29. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, Наука, Москва (1985).
30. М. И. Бакунов and С. И. Зайцев, in *Abstracts of XXIV General Assembly of URSI*, Kyoto (1993), p. 448.
31. А. Н. Кондратенко, *Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме*, Энергоатомиздат, Москва (1985), § 1.2.
32. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории)*, Наука, Москва (1984), § 2.2.
33. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы*, Наука, Москва (1987), гл. 8.
34. A. Sola, J. Cotrino, A. Gamero, and V. Colomer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20**, 1250 (1987).
35. M. Kuijk and R. Vounckx, *Electron. Lett.* **25**, 231 (1989).
36. K. H. Schoenbach, V. K. Lakdawala, R. Germer, and S. T. Ko, *J. Appl. Phys.* **63**, 2460 (1988).
37. A. Kost, L. West, T. C. Hasenberg et al., *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3494 (1993).