

УДК 621.384.65

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ТОКА В ВОЛНОВОДЕ

К. А. БАРСУКОВ, Н. В. РЯЗАНЦЕВА

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

(Поступила в редакцию 26 февраля 1986 г.)

Исследованы свойства переходного излучения и излучения Вавилова-Черенкова, возникающих при каклонном прохождении модулированного тока через волновод с диэлектрическим заполнением. Показано, что при определенных условиях возможно возникновение сложного эффекта Вавилова-Черенкова. Обсуждаются возможности параметрического возбуждения волновода.

В работе [1] исследовалось переходное излучение в волноводе с диэлектрическим заполнением от точечной частицы, движущейся поперек оси волновода, и отмечались преимущества такого способа генерации переходного излучения и излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ) (возможность простого разделения пучка заряженных частиц и излучения). Вместе с тем в реальных условиях излучателем является система заряженных сгустков или модулированный пучок. В этом случае меняется не только величина энергии излучения по сравнению с точечным излучателем, но и возможно появление различных параметрических эффектов. Так, при возникновении ИВЧ в волноводе его спектр оказывается дискретным, и при определенных соотношениях между пространственными частотами пучка и частотами ИВЧ происходит резкое усиление его энергии излучения. Механизм этого явления тот же, что и в лазере на свободных электронах, реализованном экспериментально [2].

Модулированный ток может представлять собой систему точечных частиц или протяженных сгустков, пересекающих волновод. Ниже исследуются особенности переходного излучения, связанные с наличием волн пространственного заряда в излучающем пучке в регулярном волноводе с идеально проводящими стенками, заполненном диэлектриком с постоянными значениями  $\epsilon$  и  $\mu = 1$ .

Пусть ось волновода совпадает с осью  $z$  некоторой прямоугольной системы координат. Рассмотрим модулированный ток в виде нескольких движущихся точечных эквидистантных заряженных частиц. Уравнение движения отдельного заряда с индексом  $s$ ,  $s = 1, 2, 3, \dots, N$ , можно записать в виде

$$x_s = vt + ls \sin \alpha, \quad y_s = y_0, \quad z_s = vt + ls \cos \alpha, \quad (1)$$

где  $v(v \sin \alpha, 0, v \cos \alpha)$  — скорость заряда,  $l$  — расстояние между соседними зарядами,  $\alpha$  — угол между скоростью и осью волновода,  $s$  — порядковый номер заряда.

При определении полей излучения тока будем пользоваться результатами работы [3], а именно, в качестве потенциалов поля используем продольные по отношению к оси волновода составляющие в фурье-представлении электрического и магнитного векторов  $E_{nz}$  и  $H_{nz}$ , причем поле, определяемое  $E_{nz}$ , дает ТМ, а  $H_{nz}$  — ТЕ-волны. В соответствии с этим представим потенциалы в виде разложений по ортонормированным собственным функциям  $\psi_n(x, y)$  и  $\hat{\psi}_n(x, y)$  первой и второй краевой задачи для поперечного сечения волновода:

$$E_{nz} = \sum_{n=1}^{\infty} E_n(z) \psi_n(x, y), \quad H_{nz} = \sum_{n=1}^{\infty} H_n(z) \hat{\psi}_n(x, y). \quad (2)$$

Коэффициенты  $E_n(z)$  и  $H_n(z)$ , согласно [3], определяются выражениями

$$E_n(z) = \frac{q}{\varepsilon \omega \gamma_n} \sum_{s=1}^N \int_{t'_s}^{t''_s} \left( i \gamma_n \frac{\partial}{\partial x} + \lambda_n^2 v_x \right) \psi_n(x_s, y_0) e^{i \gamma_n (z - z_s) - i \omega t} dt, \quad (3)$$

$$H_n(z) = \frac{i q}{c \gamma_n} \sum_{s=1}^N \int_{t'_s}^{t''_s} v_x \frac{\partial \hat{\psi}_n(x_s, y_0)}{\partial x} e^{i \gamma_n (z - z_s) - i \omega t} dt,$$

где

$$\gamma_n = \left( \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_n^2 \right)^{1/2}, \quad \hat{\gamma}_n = \left( \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \hat{\lambda}_n^2 \right)^{1/2},$$

$\lambda_n, \hat{\lambda}_n$  — собственные значения решений  $\psi_n(x, y)$  и  $\hat{\psi}_n(x, y)$  первой и второй граничной задачи поперечного сечения волновода,  $t'_s$  и  $t''_s$  — моменты входа и выхода  $s$ -частицы из волновода.

Далее ограничимся случаем волновода прямоугольного поперечного сечения, когда интегралы в (3) вычисляются сравнительно просто. Подставляя в (3) известные выражения  $\psi_n(x, y)$  и  $\hat{\psi}_n(x, y)$  для прямоугольного волновода со сторонами  $a$  и  $b$  по осям  $x$  и  $y$ , например из [1], после несложного интегрирования для  $z < 0$  или  $z > \text{arc tg } \alpha$  получаем

$$E_n(z) = \frac{4i^n q \pi n A_{nm}}{\varepsilon \tilde{\gamma}_{nm} v a \sqrt{ab}} \sin \frac{\pi m y_0}{b} \sin \alpha \left( \frac{\omega}{v} \varepsilon \beta^2 \cos \alpha - \tilde{\gamma}_{nm} \right) \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i \alpha}{2 \sin \alpha} \left( \tilde{\gamma}_{nm} \cos \alpha - \frac{\omega}{v} \right) + \frac{i \omega}{2v} l (N-1) - i \tilde{\gamma}_{nm} z \right\}, \quad (4)$$

$$H_n(z) = \frac{4i^{n+1} \pi m q v \sin \alpha A_{nm}}{c \tilde{\gamma}_{nm} b \sqrt{ab}} \sin \frac{\pi m y_0}{b} \left( \tilde{\gamma}_{nm} \cos \alpha - \frac{\omega}{v} \right) \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i \alpha}{2 \sin \alpha} \left( \tilde{\gamma}_{nm} \cos \alpha - \frac{\omega}{v} \right) + \frac{i \omega}{2v} l (N-1) - i \tilde{\gamma}_{nm} z \right\}, \quad (5)$$

где

$$A_{nm} = \frac{\sin\left(\frac{\pi n}{a} \sin z + \tilde{\gamma}_{nm} \cos z - \frac{\omega}{v}\right)}{\left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 \sin^2 z - \left(\tilde{\gamma}_{nm} \cos z - \frac{\omega}{v}\right)^2} \frac{\sin \frac{\omega l N}{2v}}{\sin \frac{\omega l}{v}}, \quad (6)$$

$$i_n^2 = \tilde{i}_n^2 = i_{nm}^2 = \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2, \quad \tilde{\gamma}_{nm} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - i_{nm}^2\right)^{1/2} \gamma_1(z),$$

$$\gamma_1(z) = 1, \quad z > \arctg z; \quad \gamma_1(z) = -1, \quad z < 0.$$

Для нахождения поперечных составляющих полей и энергии излучения необходимо воспользоваться соответственно формулами (7), (8) и (9), (10) работы [1].

Здесь мы приведем выражения для энергии излучения:

$$S_{nm}^{TM} = \frac{16 q^2 \pi^2 n^2 \sin^2 \frac{\pi m}{b} y_0 \sin^2 z}{i_{nm}^2 a^3 b v^2} \operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{\left(\frac{\omega}{v} \varepsilon^{1/2} \cos z - \tilde{\gamma}_{nm}\right)^2 A_{nm} \omega d\omega}{\varepsilon |\tilde{\gamma}_{nm}|}, \quad (7)$$

$$S_{nm}^{TE} = \frac{16 q^2 \pi^2 m^2 \sin^2 \frac{\pi m}{b} y_0 \sin^2 z}{i_{nm}^2 c^2 a b^3} \operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{\left(\tilde{\gamma}_{nm} \cos z - \frac{\omega}{v}\right)^2 A_{nm}^2 \omega d\omega}{|\tilde{\gamma}_{nm}|}. \quad (8)$$

При  $N = 1$  формулы (7), (8) совпадают с соответствующими выражениями работы [4].

Обратимся теперь к исследованию свойств ИВЧ. Частоты ИВЧ определяются особенностями множителя  $A_{nm}$  в (6), что приводит к следующей формальной записи для частот ИВЧ [5]:

$$\omega_{nm}^{(1)} = \frac{\pi n v}{a} \frac{\sin z + \Delta_{nm} \cos z}{|1 - \beta^2 \varepsilon \cos^2 z|}, \quad \omega_{nm}^{(2)} = \frac{\pi n v}{a} \frac{1 + \mu_{nm}^2 \cos^2 z}{\sin z + \Delta_{nm} \cos z}, \quad (9)$$

где

$$\Delta_{nm}^2 = \beta^2 \varepsilon - 1 + (\beta^2 \varepsilon \cos^2 z - 1) \mu_{nm}^2, \quad \mu_{nm} = \frac{a m}{b n}.$$

Выбор частоты (9) зависит от соотношений между параметрами задачи. Соответствующий анализ выполнен в [5]. Здесь возможны случаи, когда ИВЧ на данной моде вообще не возбуждается (см. рис. 1) и когда излучается прямое ИВЧ с двумя частотами, а обратное ИВЧ не возникает. Если воспользоваться терминологией И. М. Франка из теории эффекта Доплера в преломляющей среде, то ИВЧ с двумя частотами можно назвать сложным эффектом Вавилова-Черенкова. Заметим, что форма областей на рис. 1 зависит от параметра  $\mu_{nm}$ : при его увеличении точка  $A$  сдвигается по оси абсцисс влево, а при уменьшении — вправо.

Естественно, что при пересечении сгустков заряженных частиц стенок волновода полное излучение будет состоять как из ИВЧ, так и переходного излучения, и их разделение в строгом смысле слова невозможно. Одна-

ко при довольно длинной траектории излучателя в спектре излучения возникают достаточно четко выраженные пики ИВЧ. Ширина этих пиков мо-

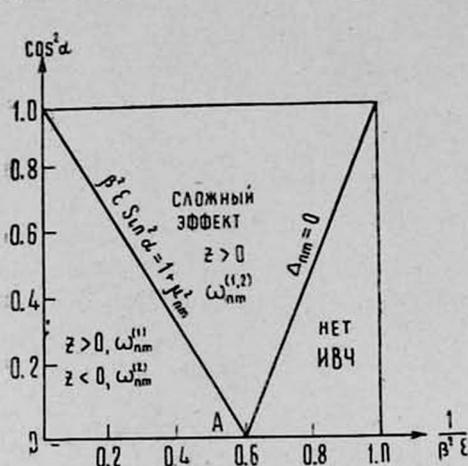


Рис. 1

Рис. 1. Области существования ИВЧ.

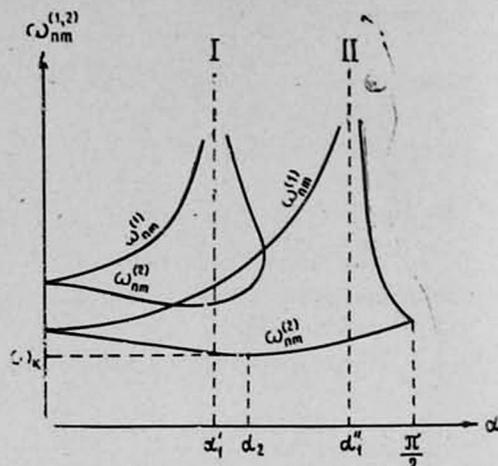


Рис. 2

Рис. 2. Угловая зависимость спектра ИВЧ при фиксированном значении  $\mu_{nm}$ .

Кривая I — для  $\beta^2 \epsilon < 1 + \mu_{nm}^2$ , кривая II — для  $\beta^2 \epsilon > 1 + \mu_{nm}^2$ ;  $\omega_k = \frac{\pi n c}{\sqrt{\epsilon} a} \times \sqrt{1 + \mu_{nm}^2}$  — критическая частота волновода,  $\alpha_1 = \arccos 1/\beta \sqrt{\epsilon}$ ,  $\alpha_2 = \arcsin \sqrt{1 + \mu_{nm}^2} / \beta \sqrt{\epsilon}$ .

жет быть оценена с помощью следующей формулы, которая довольно просто получается из (7):

$$\Delta \omega_{nm}^{(1,2)} = \frac{2\pi v \sin \alpha}{a} \left| \frac{\beta^2 \epsilon \sin \alpha \cos \alpha \Delta_{nm}^{-1} \pm 1}{1 - \beta^2 \epsilon \cos^2 \alpha} \right|, \quad (10)$$

где верхний знак относится к  $\Delta \omega_{nm}^{(1)}$ , а нижний — к  $\Delta \omega_{nm}^{(2)}$ . Условие разделения ИВЧ и переходного излучения можно записать в виде неравенства

$$\left| \pm \frac{\pi n}{a} \sin \alpha + \tilde{\gamma}_{nm} \cos \alpha - \frac{\omega}{v} \left| \frac{a}{2 \sin \alpha} \right| \right| \gg 1 \quad (11)$$

для частот вне ширины пика ИВЧ  $\Delta \omega_{nm}^{(1,2)}$ . Последнее выполняется при достаточно длинной траектории зарядов или больших  $n$ .

Угловая зависимость спектра ИВЧ показана на рис. 2. Видно, что при  $\alpha = 0$  излучается единственная частота. Однако уже при небольшом наклоне траектории по отношению к оси волновода спектр излучения состоит из дублета. Условие разрешения линий в этом дублете при малых углах по критерию Релея может быть записано на основании (9) и (10) в виде

$$\sin \alpha > \frac{a}{l_0 n}, \quad (12)$$

где  $l_0$  — длина траектории заряда. При увеличении угла расстояние между линиями увеличивается, однако в окрестности углов  $\alpha = \arccos \times$

$\times (1/\beta \sqrt{\epsilon})$  и  $\alpha = \arccos (1/\beta^2 \epsilon - (\beta^2 \epsilon - 1)/\beta^2 \epsilon \epsilon_{nm}^2)^{1/2}$  линии размываются и выделение ИВЧ из спектра переходного излучения становится невозможным.

При достаточно большом числе частиц  $N$  формфактор в (6), связанный с их коллективным излучением, представляет собой сумму  $\delta$ -функций вида

$$f_N(\omega) = \frac{\sin \frac{\omega l N}{2v}}{\sin \frac{\omega l}{v}} \approx \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi v}{l} \delta\left(\omega - \frac{2\pi v s}{l}\right), \quad (13)$$

и на непрерывный спектр переходного излучения накладывается система дискретных линий. Если при  $s = s_1$ ,  $s = s_2$ ,  $\omega_{nm}^{(1,2)} = 2\pi v s_{1,2}/l$  ширина линий, определяемых  $f_N(\omega)$ , значительно меньше  $\Delta\omega_{nm}^{(1,2)}$ , то полная энергия ИВЧ на частотах  $\omega_{nm}^{(1,2)}$  оказывается равной

$$S_{nm}^{TM} = \frac{2q^2 \pi^3 n^2 \Delta_{nm}^2 \omega_{nm}^{(1,2)} N}{i_{nm}^2 a b v l \epsilon \sin^2 \alpha} \sin^2 \frac{\pi m y_0}{b},$$

$$S_{nm}^{TE} = \frac{2q^2 \pi^3 a m^2 v \omega_{nm}^{(1,2)} N}{i_{nm}^2 b^3 l c^2 \tilde{\gamma}_{nm}} \sin^2 \frac{\pi m y_0}{b}.$$

В этом случае полная энергия ИВЧ на частотах  $\omega_{nm}^{(1,2)}$  пропорциональна квадрату длины траектории излучателей в волноводе и числу частиц  $N$  в токе. Здесь, как и в реализованном экспериментально лазере на свободных электронах [2], имеет место параметрический эффект.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барсуков К. А., Газаян Э. Д., Лазиев Э. М. Изв. вузов. Радиофизика, 11, 91 (1972).
2. Walsh J. E., Marshall T. C., Schlessinger S. P. Phys. Fluids, 20, 709 (1977).
3. Барсуков К. А. и др. Препринт ЕФИ—861(12)—86, Ереван, 1986.
4. Ансрян А. К., Газаян Э. Д. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 457 (1971).
5. Барсуков К. А., Рязанцева Н. В. Письма в ЖТФ, 12, 816 (1986).

ՄՈՒՌՆԻԱՅՎԱԾ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Ն. Վ. ՌՅԱՉԱՆՏՆԵՎԱ

Հետազոտված են դիլեկտրիկ միջավայրով լցված ալիքատարը անկյան տակ հատող մուգուլացված հոսանքի առաջացրած անցումային ճառագայթման և վալիլով-Չերենկովի ճառագայթման հատկությունները: Ցույց է արված, որ որոշակի պայմանների դեպքում հնարավոր է վալիլով-Չերենկովի բարդ էֆեկտի առաջացումը: Քննարկվում են ալիքատարի պարամետրիկ դրդման հնարավորությունները:

#### THE TRANSITION RADIATION OF A MODULATED CURRENT IN A WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, N. V. RYAZANTSEVA

The properties of transition radiation and of Vavilov-Cherenkov radiation arising at an oblique passage of a modulated current through a waveguide with dielec-

tric filling have been investigated. It was shown that under definite conditions a complex Vavilov-Cherenkov effect might arise. The possibility of parametric excitation of the waveguide was discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 74—78 (1987)

УДК 621.373.826

## ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И САМОИНДУЦИРОВАННОЕ АДИАБАТИЧЕСКОЕ ИНВЕРТИРОВАНИЕ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

Ю. П. МАЛАКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 12 декабря 1985 г.)

Обсуждается связь между эффектом самоиндуцированного адиабатического инвертирования (АИ) и гиперкомбинационным рассеянием при двухфотонном возбуждении паров металлов. На этой основе предлагается схема эксперимента по наблюдению эффекта АИ в парах бария.

1. В настоящей работе рассматривается возможность наблюдения эффекта самоиндуцированного адиабатического инвертирования (АИ) [1, 2] с помощью гиперкомбинационного рассеяния (ГКР) в среде из трехуровневых атомов (см. рисунок), силы осцилляторов которых для переходов  $3 \rightarrow 2$  и  $1 \rightarrow 3$  удовлетворяют неравенству  $f_{32} / f_{13} > 1$ . Будет доказано, что ГКР в направлении вперед в таких средах в общем случае отсутствует; оно возможно только тогда, когда имеет место адиабатическое инвертирование атомов среды. Поэтому наблюдение ГКР в таких средах в направлении вперед будет однозначно свидетельствовать о наличии эффекта АИ. Напомним, что этот эффект отсутствует в случае однофотонного взаимодействия и заключается в том, что в условиях двухфотонного возбуждения в течение импульса накачки возможно почти полное инвертирование атома.

2. Рассмотрим ГКР в среде из трехуровневых атомов в условиях двухфотонного резонансного взаимодействия с УКИ накачки, длительность которых меньше всех времен релаксаций. На основе ГКР и четырехволновых параметрических процессов в среде генерируются излучения соответственно на частотах  $\omega_3$  и  $\omega_4$ . Поля всех волн представим в виде

$$E_i(z, t) = e_i E_i(z, t) \exp [i(k_i z - \omega_i t)] + \text{к. с.}, \quad i = 1, \dots, 4, \quad (1)$$

где  $\omega_1, \omega_2 \gg \Delta = \omega_{31} - \omega_1 - \omega_2$ ,  $\omega_{31}$  — частота двухфотонного перехода, а комплексные амплитуды  $E_i(z, t)$  — медленно меняющиеся функции времени. Предполагается, что падающий на среду свет не модулирован по фазе. Частоты  $\omega_3$  и  $\omega_4$  удовлетворяют условию  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ .

Уравнения для амплитуд заполнения уровней  $a_1, a_2, a_3$  будем