

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1987

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մավիսյան, Յու. Գ. Շանեղաբյան (պատասխանատու ֆարտուղար), Է. Գ. Շաբոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматауни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

УДК 530.145.6

СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ СИСТЕМ ДВУХ НЕЛИНЕЙНЫХ
УРАВНЕНИЙ С ЧАСТНЫМИ ПРОИЗВОДНЫМИ ТИПА

$$u_t = A(u) u_{xx} + F(u, u_x)$$

С. М. МАЗМАНЯН, В. С. САРДАРЯН

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 15 января 1986 г.)

Исследованы три системы двух уравнений с частными производными типа $u_t = A(u) u_{xx} + F(u, u_x)$. Показано, что при специальных граничных условиях все нетривиальные решения указанных систем имеют вид солитонов (кинк, антикинк).

В последнее время уделяется большое внимание нелинейно-колебательным явлениям в самых различных областях физики. Это, отчасти, вызвано появлением новых методов нахождения солитонных решений для широкого класса нелинейных уравнений [1].

В работах [2, 3] приведены условия интегрируемости и показано существование законов сохранения систем двух уравнений типа

$$u_t = A(u) u_{xx} + F(u, u_x), \quad (1)$$

где $u = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$, $A = \begin{pmatrix} a & b \\ -c & -d \end{pmatrix}$ — невырожденная матрица с коэффициентами, которые могут зависеть от u, v , а F — двухкомпонентный вектор,

$$F = \begin{pmatrix} f(u, v, u_x, v_x) \\ g(u, v, u_x, v_x) \end{pmatrix}.$$

В работе [2] проведены конформные и обратимые замены переменных, связанные с существованием законов сохранения нулевого порядка и приводящие уравнения типа (1) к каноническому виду

$$\begin{cases} u_t = u_{xx} + f(u, v, u_x, v_x) \\ v_t = -v_{xx} + g(u, v, u_x, v_x). \end{cases} \quad (2)$$

Установлено [2, 3], что любая система (2), имеющая два локальных закона сохранения достаточно высокого порядка, с необходимостью обладает серией канонических законов сохранения

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_k = \frac{\partial}{\partial x} \sigma_k,$$

вид которых определяется непосредственно правой частью системы. Плотности первых трех канонических законов сохранения вычисляются на основе следующих рекуррентных формул:

$$\rho_1 = \frac{1}{2} (f_{u_x} - g_{v_x}),$$

$$\rho_2 = \sigma_1 - \frac{1}{4} (f_{u_x}^2 + g_{v_x}^2) - f_{v_x} g_{u_x} + f_u + g_v,$$

$$\rho_3 = \sigma_2.$$

В настоящей работе простейшим методом расчета солитонов решены некоторые системы уравнений, приведенные в [3].

Рассмотрим следующие системы нелинейных уравнений типа (1):

$$\begin{cases} u_t = u_{xx} + 2uu_x + 2v_x \\ v_t = -v_{xx} + 2uv_x + 2vu_x, \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} u_t = u_{xx} + uv_x \\ v_t = -v_{xx} + u_x, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} u_t = u_{xx} + (2uv - u^2)_x \\ v_t = -v_{xx} - (2uv - v^2)_x. \end{cases} \quad (5)$$

При отыскании решений необходимо сначала выяснить, имеет ли данная система уравнений подходящие решения в виде уединенных волн [4], а затем посмотреть, являются ли они солитонами, т. е. сохраняют ли они свою форму и скорость после столкновения.

Решения систем (3)–(5) будем искать в виде уединенной волны:

$$u = u(\xi), \quad v = v(\xi), \quad (6.1)$$

где

$$\xi = x - a^2 t. \quad (6.2)$$

Пусть

$$\begin{aligned} u &\rightarrow A, \quad v \rightarrow B \quad \text{при } \xi \rightarrow \infty, \\ u &\rightarrow A', \quad v \rightarrow B' \quad \text{при } \xi \rightarrow -\infty. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь a, A, A', B, B' — произвольные постоянные. При этом из уравнения (6.2) следует

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{d}{d\xi}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = -a^2 \frac{d}{d\xi}. \quad (8)$$

Исходя из систем уравнений (3)–(5) и предполагая, что они имеют решения в виде волны вида (6)–(8), бегущей со скоростью a^2 , получим системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

Так как вышеупомянутые системы уравнений решаются одним и тем же методом, для краткости в дальнейшем будем рассматривать одну систему, например первую:

$$\begin{cases} -a^2 u_{\xi} = u_{\xi\xi} + 2uu_{\xi} + 2v_{\xi} \\ -a^2 v_{\xi} = -v_{\xi\xi} + 2uv_{\xi} + 2vu_{\xi}. \end{cases} \quad (9)$$

Проинтегрировав оба уравнения этой системы, получим

$$\begin{cases} u' + u^2 + a^2 u + 2v + b = 0 \\ v' - 2uv - a^2 v - c = 0, \end{cases} \quad (10)$$

где b и c — постоянные интегрирования.

Исключив v из системы (10) и проинтегрировав полученное уравнение, общее решение в виде бегущей волны можно записать в форме эллиптического интеграла

$$\pm \int_{u_0}^u \frac{du}{\sqrt{Q(u)}} = \xi + \xi_0, \quad (11)$$

где

$$Q(u) = u^4 + 2a^2 u^3 + (u^4 + 2b) u^2 + (2a^2 b + 4c) u + d,$$

u_0 — значение u при $\xi = 0$, а ξ_0 и d — постоянные.

Поскольку уединенная волна локализована в некоторой области, ее первая и вторая производные при $\xi \rightarrow \pm \infty$ должны обращаться в нуль. Это условие требует, чтобы $d = 0$ и $a^2 b + 2c = 0$. Проинтегрировав (11) при произвольных значениях постоянной интегрирования b , можно непосредственно убедиться, что решение $u(\xi)$ содержит периодическую бегущую кноидальную волну, которую можно выразить через эллиптические функции Якоби [5]. Если, в частности, предположить, что $b = 0$, то тогда (11) интегрируется без труда. При знаке „+“ получается кинкообразная уединенная волна

$$u(x, t) = -\frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] + 1 \right\}, \quad (12)$$

а при знаке „—“ получается антикинк

$$u(x, t) = \frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] - 1 \right\}. \quad (13)$$

Учитывая (10), (12) и (13), получим две пары решений системы (9):

$$\begin{cases} u(x, t) = -\frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] + 1 \right\} \\ v(x, t) = \frac{1}{4} a^4 \operatorname{sch}^2 \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] \end{cases} \quad (14)$$

и

$$\begin{cases} u(x, t) = \frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] - 1 \right\} \\ v(x, t) \equiv 0. \end{cases} \quad (15)$$

Аналогичным образом для системы уравнений (4) (уравнение Буссинеска) получаем решения

$$\begin{cases} u(x, t) = -3a^6 \operatorname{sch}^2 \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] \cdot \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] + 1 \right\} \\ v(x, t) = 3a^4 \operatorname{sch}^2 \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right], \end{cases} \quad (16)$$

а для системы уравнений (5) имеем

$$\begin{cases} u(x, t) = \frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] + 1 \right\} \\ v(x, t) = \frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] - 1 \right\} \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} u(x, t) = -\frac{1}{2} a^2 \left\{ \operatorname{th} \left[\frac{1}{2} a^2 (x - x_0 - a^2 t) \right] - 1 \right\} \\ v(x, t) \equiv 0. \end{cases} \quad (18)$$

Решения (14)–(18) представляют собой уединенные волны, которые образуют однопараметрическое (если не считать тривиального переноса вдоль оси x на величину x_0) семейство в форме импульсов, скорость движения которых — a^2 . Для семейства однопараметрических решений уравнения Кортевега-де Вриса [6, 7] скорость импульсов, как известно, пропорциональна амплитуде, а ширина $1/a$ обратно пропорциональна квадратному корню из амплитуды. Для семейства же решений $v(x, t)$ в (14) и (16) в отличие от этого скорость импульсов пропорциональна квадратному корню из амплитуды, а ширина $1/a^2$ обратно пропорциональна квадратному корню из амплитуды. Аналогичные суждения можно распространить и на семейство решений (14)–(18).

Таким образом, в данном семействе более «высокие» уединенные волны распространяются быстрее «низких», т. е. импульс с параметром $a^2 = a_2^2 > a_1^2$ обгонит второй импульс с параметром a_1^2 . Ясно, что по мере распространения он пройдет через второй импульс и в асимптотике импульсы поменяются местами. Нетрудно видеть, что набор n солитонов систем (3)–(5) с параметрами $a_n^2 > a_{n-1}^2 > \dots > a_1^2$, упорядоченный в последовательности $n, n-1, \dots, 1$ при $t \rightarrow -\infty$, станет упорядоченным естественным образом $1, 2, \dots, n$ при $t \rightarrow \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Scott A. C., Chu F. Y., McLaughlin D. W. IEEE, J. QE — 1, 16), 1443 (1965).
2. Михайлов А. В., Шабат А. Б. ТМФ, 62, 163 (1985).
3. Михайлов А. В., Шабат А. Б. ТМФ, 66, 47 (1986).
4. Scott A. C. Active and nonlinear wave propagation in electronics. New York: Wiley — Interscience, 1970.
5. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. Формулы, графики, таблицы. Изд. Наука, М., 1964.
6. Солитоны в действии. Под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта. Изд. Мир, М., 1981.
7. Солитоны. Под ред. Р. Буллафа и Ф. Кодри. Изд. Мир, М., 1983.

ՄԱՍՆԱԿԻ ԱԾԱՆՑՅԱԼՆԵՐՈՎ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԵՐԿՈՒ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻՑ ԿԱԶՄՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ՍՈԼԻՏՈՆԱՅԻՆ ԼՈՒՅՈՒՄՆԵՐԸ

Ս. Մ. ՄԱԶՄԱՆՅԱՆ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Հետազոտված են մասնակի ածանցյալներով $u_t = A(u)u_{xx} + F(u, u_x)$ տիպի ոչ գծային երկու հավասարումներից կազմված երեք համակարգեր: Ցույց է տրված, որ հատուկ սահմանային պայմանների դեպքում նշված համակարգերի ոչ տրիվիալ լուծումները ունեն սոլիտոնի տեսք:

SOLITON SOLUTIONS FOR SYSTEMS OF TWO NONLINEAR PARTIAL DIFFERENTIAL EQUATIONS

S. M. MAZMANYAN, V. S. SARDARYAN

Three systems of two nonlinear partial differential equations of $u_t = A(u)u_{xx} + F(u, u_x)$ type are investigated. It is shown that under special boundary conditions

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 ϵ 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

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 ϵ 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

$$x_s = v_s t + l s \sin \alpha, \quad y_s = y_0, \quad z_s = v_s t + l s \cos \alpha, \quad (1)$$

где $v(v \sin \alpha, 0, v \cos \alpha)$ — скорость заряда, l — расстояние между соседними зарядами, α — 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_{sz} и H_{sz} , причем поле, определяемое E_{sz} , дает ТМ, а H_{sz} — 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:

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

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

$$E_n(z) = \frac{q}{\varepsilon_0 \gamma_n} \sum_{s=1}^N \int_{t_s'}^{t_s''} \left(i \gamma_n \frac{\partial}{\partial x} + \lambda_n^2 v_x \right) \psi_n(x_s, y_0) e^{i \gamma_n (z - z_s) - i \omega t} dt, \quad (3)$$

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

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

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

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

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 μ_{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-

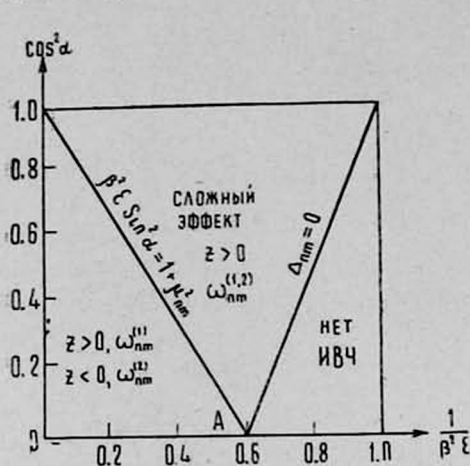


Рис. 1

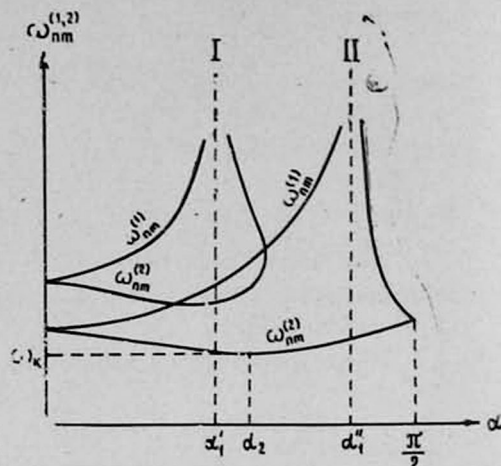


Рис. 2

Рис. 1. Область существования ИВЧ.

Рис. 2. Угловая зависимость спектра ИВЧ при фиксированном значении μ_{nm} .

Кривая I — для $\beta^2 \epsilon < 1 + \mu_{nm}^2$, кривая II — для $\beta^2 \epsilon > 1 + \mu_{nm}^2$; $\omega_k = \frac{\pi n c}{V \epsilon a} \times \sqrt{1 + \mu_{nm}^2}$ — 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

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

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

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

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 $\alpha = \arccos((1/\beta^2 \epsilon - (\beta^2 \epsilon - 1)/\beta^2 \epsilon_{nm}^2)^{1/2})$ 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 δ -функций вида

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

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

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

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

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., Газарян 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., Газарян 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. ՌՅԱԶԱՆՏԵՎԱ

Հետազոտված են դիլեկտրիկ միջավայրով լցված ալիքատարը անկյան տակ հատող մոտիվացված հոսանքի առաջացրած անցումային ճառագայթման և վալիդիոլ-Չերենկովի ճառագայթման հատկությունները: Ցույց է արված, որ որոշակի պայմանների դեպքում հնարավոր է վալիդիոլ-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 ω_3 и ω_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 $\omega_1, \omega_2 \gg \Delta = \omega_{21} - \omega_1 - \omega_2$, ω_{21} — 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 ω_3 и ω_4 удовлетворяют условию $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$.

Уравнения для амплитуд заполнения уровней a_1, a_2, a_3 будем

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 ω_3 и ω_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 $\omega_1, \omega_2 \gg \Delta = \omega_{21} - \omega_1 - \omega_2$, ω_{21} — 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 ω_3 и ω_4 удовлетворяют условию $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$.

Уравнения для амплитуд заполнения уровней a_1, a_2, a_3 будем

решать в приближении заданного поля $E_{1,2}(z, t) = E_{1,2}(t - z/c)$ и в первом порядке по слабым полям $E_{3,4}$. При этом пренебрегается как истощением накачки, так и амплитудной и фазовой модуляциями ее импульсов. В этом приближении решения для элементов матрицы плотности $\rho_{ij} = a_i^* a_j$, $i, j = 1, 2$, были найдены в [2]; здесь мы приводим результат для a_1 и a_2 :

$$a_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 \pm \Delta_1(t)/\Omega'(t))^{1/2}, \quad (2.1)$$

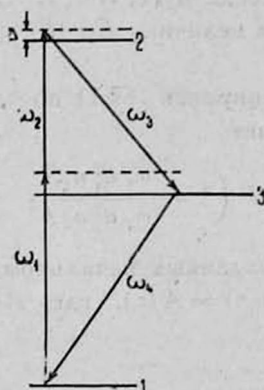
$$a_2(t) = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} (1 \mp \Delta_1(t)/\Omega'(t))^{1/2}, \quad (2.2)$$

где

$$\Delta_1(t) = \Delta + \hbar^{-1} (\Delta \zeta_2(t) - \Delta \zeta_1(t)), \quad \Omega' = \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega^2}, \quad (3)$$

$\Omega(t)$ — двухфотонная частота Раби,

$$\Omega(t) = \hbar^{-2} \left| \sum_n d_{2n} d_{n1} \left(\frac{1}{\omega_{n1} - \omega_1} + \frac{1}{\omega_{n1} - \omega_2} \right) E_1 E_2 \right|,$$



d_{ij} — матричный элемент перехода $i \rightarrow j$, второй член в $\Delta_1(t)$ представляет собой оптический штарк-эффект или динамическую поляризуемость,

$$\Delta \zeta_i(t) = - [\chi_i(\omega_1) E_1^2(t) + \chi_i(\omega_2) E_2^2(t)], \quad (4)$$

$$\chi_i(\omega_j) = 2 \sum_n d_{in} d_{ni} \omega_{ni} / \hbar (\omega_{ni}^2 - \omega_j^2), \quad i, j = 1, 2.$$

Верхний знак в (2) соответствует случаю, когда начальная двухфотонная расстройка $\Delta > 0$ и $\Delta_1(t = -\infty) > 0$, нижний знак — случаю $\Delta < 0$ и $\Delta_1(t = -\infty) < 0$. Условие адиабатичности записывается в виде

$$\left| \frac{1}{\Delta_1} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\Omega(t)}{\Omega'(t)} \right| \ll \frac{\Omega(t)}{\Omega'(t)}. \quad (5)$$

Уравнения для a_3 и амплитуд полей $E_{3,4}$ в переменных z и $\tau = t - z/c$ имеют вид

$$\partial a_3 / \partial \tau = i \Delta_3 a_3 + \frac{i}{\hbar} d_1 a_1 E_4^* + \frac{i}{\hbar} d_2 a_2 E_3, \quad (6)$$

$$\partial E_3 / \partial z = 2i\pi N \frac{\omega_3}{c} d_2 a_2(\tau) a_3(z, \tau), \quad (7.1)$$

$$\partial E_4 / \partial z = 2i\pi N \frac{\omega_4}{c} d_1 a_1(\tau) a_3^*(z, \tau), \quad (7.2)$$

где $d_{1,2}$ — соответственно матричные элементы переходов $1 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 2$,

$$\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_3 + \hbar^{-1} (\Delta \zeta_2 - \Delta \zeta_3), \quad \Delta_3 = \Delta_1 - \Delta_2,$$

N — плотность паров, а $\Delta \zeta_3$ определяется формулой (4). В (6), (7) использовано условие фазового синхронизма в виде $k_1 + k_2 = k_3 + k_4$.

В приближении заданного поля из (7) следует простое соотношение между E_3 и E_4 :

$$E_4^*(z, \tau) = - \frac{\omega_2 d_1 a_1(\tau)}{\omega_3 d_2 a_2(\tau)} (E_3(z, \tau) - E_3(0, \tau)). \quad (8)$$

При отсутствии входного сигнала на частоте ω_3 поле $E_3(0, \tau)$ определяется спонтанными процессами, и поскольку нас интересует случай больших усиления, то $E_3(z, \tau) \gg E_3(0, \tau)$.

Вообще говоря, к уравнениям (6), (7) следовало бы добавить также уравнение для населенности $n_3(z, \tau)$ уровня 3, которое имеет вид

$$\partial n_3(z, \tau) / \partial \tau = -4a_1 d_1 \hbar^{-1} \text{Im}(a_3 E_4) - 4a_2 d_2 \hbar^{-1} \text{Im}(a_3 E_3^*)$$

с начальным значением $n_3(z, -\infty) = 0$. Однако наше приближение линейной теории по $E_{3,4}$ означает, что всегда $n_3(z, \tau) \ll 1$. Это условие с учетом (8) налагает ограничение на величину E_3 : $|E_3| \ll \hbar / d_2 a_2 T$, где T — длительность импульсов.

Подставив (8) в (6) и продифференцировав (7.1) по τ , для $F = E_3(z, \tau) / a_2$ находим следующее уравнение

$$\partial^2 F / \partial z \partial \tau = i \Delta_3 \frac{\partial F}{\partial z} + 2\pi N \frac{\omega_3}{\hbar c} a_2^2 d_2^2 F \left(1 - \frac{\omega_4 d_1^2 n_1}{\omega_3 d_2^2 n_2} \right), \quad (9)$$

которое решается методом Римана при заданных начальном и граничном условиях: $\partial E_3(z, -\infty) / \partial \tau = 0$, $E_3(0, \tau) = A(\tau)$, где $A(\tau)$ — поле спонтанных шумов.

Решение (9) имеет вид

$$E_3(z, \tau) = A(\tau) + 2za_2(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \exp \left[i \int_{\tau'}^{\tau} d\tau'' \Delta_3(\tau'') \right] \times \\ \times A(\tau') \frac{c(\tau')}{a_2(\tau')} I_1(\psi(\tau', \tau)) \psi^{-1}(\tau', \tau), \quad (10)$$

$$c(\tau) = 2\pi N \frac{\omega_3}{\hbar c} d_2^2 a_2^2(\tau) \left(1 - \frac{\omega_4 d_1^2 n_1(\tau)}{\omega_3 d_2^2 n_2(\tau)} \right),$$

$$\psi(\tau', \tau) = 2 \left[z \int_{\tau'}^{\tau} d\tau'' c(\tau'') \right]^{1/2},$$

где I_1 — модифицированная функция Бесселя 1-го порядка. Формула (10) представляет собой решение для нестационарного ГКР в общем случае и из нее следует, что необходимым условием для генерации излучения на частоте ω_3 является требование

$$1 - \frac{2j_1 + 1}{2j_2 + 1} \frac{f_{12} n_1(\tau)}{f_{23} n_2(\tau)} > 0,$$

где j_1 и j_3 — полные моменты уровней 1 и 3. В противном случае $I_1(x)$ заменяется на обычную функцию Бесселя $J_1(x)$, которая исчезает с ростом z , и $E_3(z, \tau)$ остается на уровне спонтанных шумов. Поэтому если $\frac{2j_1+1}{2j_3+1} \frac{f_{13}}{f_{32}} > 1$, то это требование однозначно означает выполнение условия адиабатического инвертирования атомов среды:

$$\frac{n_2(\tau)}{n_1(\tau)} > \frac{2j_1+1}{2j_3+1} \frac{f_{13}}{f_{32}} > 1. \quad (11)$$

При этом в (10) пределы интегрирования по τ заменяются на $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$, где τ_1, τ_2 — границы области импульсов накачки, где их интенсивности удовлетворяют условию (11).

Интенсивность ГКР легко найти из (10), если задать корреляционную функцию $A(\tau)$ в виде

$$\frac{c}{2\pi} \langle A(\tau) A^*(\tau') \rangle = J_{\text{сп}} \delta(\tau - \tau') \Delta\nu,$$

где $J_{\text{сп}}$ — интенсивность спонтанных шумов [3], а $\Delta\nu$ — частотная ширина ГКР.

3. Условие адиабатичности (5), которое является основным требованием в вышеприведенном рассмотрении, сильно упрощается в пренебрежении амплитудной и фазовой модуляциями импульсов накачки и принимает вид

$$|\Delta| \cdot T \frac{\eta}{1 + \eta^2} \gg 1, \quad \eta = \frac{J_2 d_2^2}{J_1 d_1^2}, \quad (12)$$

где $J_{1,2}$ — интенсивности импульсов накачки.

Таким образом, условия (11) и (12) обеспечивают возможность генерации излучения ГКР.

Рассмотрим конкретное применение этих условий к случаю двухфотонного возбуждения перехода $6s^2(^1S_0) - 6s7s(^1S_0)$ в парах бария, где промежуточным состоянием служит уровень $6s6p(^1P_0)$, $d_1 = 7,8 \times 10^{-18}$ СГСЭ, $d_2 = 5,6 \cdot 10^{-18}$ СГСЭ. В качестве накачки можно использовать излучение пикосекундного лазера на частоте $\omega_2 = 9490 \text{ см}^{-1}$ и его вторую гармонику на частоте $\omega_1 = 18800 \text{ см}^{-1}$ с гауссовым распределением интенсивностей

$$J_{1,2}(\tau) = J_{1,2} \exp(-4\tau^2/T^2).$$

При $\Delta/2\pi = 10 \text{ см}^{-1}$, $(\omega_2 - \omega_1)/2\pi = -800 \text{ см}^{-1}$ условия (11) и (12) выполняются с большим запасом, если $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T = 200 \text{ пс}$, $J_1 = 10 \text{ ГВт/см}^2$, $J_2 = 0,2 \text{ ГВт/см}^2$. Интенсивность спонтанных шумов при $\Delta\nu/\epsilon \simeq 2 + 3 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\Omega = 10^{-3} \text{ срад}$ порядка $J_{\text{сп}} = 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$. При этом область интегрирования по τ есть $-T/3 \leq \tau \leq T/3$, и на расстоянии $z = 3 \text{ см}$ интенсивность ГКР становится порядка 10^6 Вт/см^2 . Отметим, что в этой области $\tau n_2(\tau)/n_1(\tau) > 4$.

Автор признателен М. Л. Тер-Микаеляну и М. А. Саркисяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаслян М. А., Саркисян М. А. Препринт ИФН-75-26, Аштарак, 1975.
2. Grishkowsky D., Loy M. T. Phys. Rev., A12, 1117 (1975).
3. Яриш А. Квантовая электроника. Изд. Советское радио, М., 1980.

**ՀԻՊԵՐԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄԸ ԵՎ ԻՆՔՆԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ԱՂԻԱՔԱՏԻԿ ՇՐՋՈՒՄԸ
ՄԵՏԱԼԻ ԳՈՒՐՇԻՆԵՐԻ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ**

ՅՈՒ. Պ. ՄԱԼԱԿՅԱՆ

Քննարկվում է մետաղի գոլորշիների երկֆոտոնային զրգոման ժամանակ հիպերկոմբինացիոն ջրման և ատոմի մակարդակների բնակեցումների ինքնինդուկցված ադիաբատիկ շրջման երևույթի միջև եղած կապը, որի հիման վրա առաջարկվում է փորձի սխեմա բարիումի գոլորշիների մեջ այդ երևույթի դիտարկման համար:

THE HYPER-RAMAN SCATTERING AND SELF-INDUCED ADIABATIC INVERSION IN METALLIC VAPOURS

YU. P. MALAKYAN

The relation between the two-photon adiabatic inversion and the stimulated electronic hyper-Raman scattering in metal vapours is discussed. On this basis an experiment for the observation of adiabatic inversion effect in barium vapours is proposed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 78-84 (1987),

УДК 535.341

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В СИСТЕМЕ ИАГ— TR^{3+}

Г. Г. ДЕМИРХАНЫАН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 ноября 1985 г.)

Вычислены вероятности элементарных актов резонансной передачи энергии электронного возбуждения между примесными ионами в системе ИАГ— TR^{3+} ($TR = Yb, Er, Nd$). Рассмотрены как «дальнодействующие» механизмы передачи (индуктивно-резонансный (ИРП), вынужденный диполь-дипольный (ВДП), электрон-фононный (ЭФП)), так и «короткодействующие» механизмы. Показано, что механизм ЭФП (наряду с ВДП и ИРП для ИАГ— Yb^{3+}) приводит к эффективному переносу энергии.

1. Введение

Известно, что к эффективной передаче энергии электронного возбуждения между примесными ионами в конденсированной среде может привести как кулоновское взаимодействие примесных ионов (индуктивно-резонансная передача (ИРП)) [1, 2], так и электрон-фононное взаимодействие

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаслян М. А., Саркисян М. А. Препринт ИФН-75-26, Аштарак, 1975.
2. Grishkowsky D., Loy M. T. Phys. Rev., A12, 1117 (1975).
3. Яриш А. Квантовая электроника. Изд. Советское радио, М., 1980.

**ՀԻՊԵՐԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄԸ ԵՎ ԻՆՔՆԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ԱՂԻԱՔԱՏԻԿ ՇՐՋՈՒՄԸ
ՄԵՏԱԼԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ**

ՅՈՒ. Պ. ՄԱԼԱԿՅԱՆ

Քննարկվում է մետաղի գոլորշիների երկֆոտոնային զրգոման ժամանակ հիպերկոմբինացիոն ջրման և ատոմի մակարդակների բնակեցումների ինքնինդուկցված ադիաբատիկ շրջման երևույթի միջև եղած կապը, որի հիման վրա առաջարկվում է փորձի սխեմա բարիսմի գոլորշիների մեջ այդ երևույթի դիտարկման համար:

THE HYPER-RAMAN SCATTERING AND SELF-INDUCED ADIABATIC INVERSION IN METALLIC VAPOURS

YU. P. MALAKYAN

The relation between the two-photon adiabatic inversion and the stimulated electronic hyper-Raman scattering in metal vapours is discussed. On this basis an experiment for the observation of adiabatic inversion effect in barium vapours is proposed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 78-84 (1987),

УДК 535.341

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В СИСТЕМЕ ИАГ— TR^{3+}

Г. Г. ДЕМИРХАНИЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 ноября 1985 г.)

Вычислены вероятности элементарных актов резонансной передачи энергии электронного возбуждения между примесными ионами в системе ИАГ— TR^{3+} ($TR = Yb, Er, Nd$). Рассмотрены как «дальнодействующие» механизмы передачи (индуктивно-резонансный (ИРП), вынужденный диполь-дипольный (ВДП), электрон-фононный (ЭФП)), так и «короткодействующие» механизмы. Показано, что механизм ЭФП (наряду с ВДП и ИРП для ИАГ— Yb^{3+}) приводит к эффективному переносу энергии.

1. Введение

Известно, что к эффективной передаче энергии электронного возбуждения между примесными ионами в конденсированной среде может привести как кулоновское взаимодействие примесных ионов (индуктивно-резонансная передача (ИРП)) [1, 2], так и электрон-фононное взаимодействие

(ЭФВ) примесных ионов с колебаниями решетки (электрон-фононная передача (ЭФП) (см., например, [3, 4] и цитированные там работы). Применительно к кристаллам, активированным ионами группы переходных металлов, где прямые электродипольные переходы запрещены по четности, в [5] наряду с ИРП рассматривалась также передача (ВДП), индуцированная вынужденными дипольными переходами Джадда-Оффелта. Судить о доминирующей роли того или иного механизма передачи, как показывают проведенные в [5—7] оценки, без предварительных расчетов соответствующих вероятностей для конкретных кристаллических систем невозможно.

В [8] приведены наиболее общие выражения для вероятностей ИРП и резонансной ЭФП, которые наряду с членами, описывающими передачу энергии за счет прямых электрических мультипольных переходов, содержат также обменные члены¹. Вероятности обменных механизмов передачи энергии для системы ИАГ— Nd^{3+} рассчитаны в [11], а вероятность «дальнодействующей» ЭФП (которая подобно диполь-дипольной ИРП зависит от расстояния R между примесными ионами как $1/R^6$) для ИАГ— Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} — в [4].

В настоящей работе на основе детального вычисления матричных элементов с учетом штарковской структуры электронных состояний примесных ионов найдены вероятности ЭФП, ИРП и ВДП по формулам работ [4, 5, 8] для кристаллических систем ИАГ— TR^{3+} ($TR = Nb, Yb, Er$). Отметим, что теория ВДП [5] дает лишь усредненное значение вероятности передачи без учета штарковской структуры участвующих в процессе передачи электронных уровней.

2. Вероятность элементарного акта передачи

Вероятность элементарного акта резонансной передачи энергии электронного возбуждения от донора (d) к акцептору (a) можно записать в виде [1, 8]:

$$W_{d \rightarrow a} = 2\pi |B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)|^2 S, \quad (1)$$

где λ' и λ (μ' и μ) — соответственно возбужденное и основное электронные состояния донора (акцептора), $B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)$ — зависящая от расстояния R между донором и акцептором амплитуда перехода, вид которой определяется взаимодействием, индуцирующим передачу, S — интеграл перекрытия спектральных функций распределения, соответствующих электронным переходам $\lambda' \rightarrow \lambda$ и $\mu' \rightarrow \mu$.

Для механизма ИРП коэффициенты $B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)$ имеют вид (ось z направлена вдоль прямой, соединяющей ядра примесных ионов) [5, 8]:

$$B(\lambda', \lambda, \mu', \mu) = \sum_{k_1 k_2} \sum_m \frac{4\pi e^2}{R^{k_1+k_2+1}} \langle \lambda' | D_{k_1 m} | \lambda \rangle \langle \mu' | D_{k_2 m}^* | \mu \rangle \times \\ \times (-1)^{k_2} (k_1 + k_2)! [(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)(k_1 + m)!(k_1 - m)! \times \\ \times (k_2 + m)!(k_2 - m)!]^{-1/2}, \quad (2)$$

¹ По поводу нерезонансной кулоновской передачи см. [9] и цитированные там работы, а нерезонансной ЭФП — [10].

где член $k_1 = k_2 = 1$ соответствует диполь-дипольной передаче, $k_1 = 1$, $k_2 = 2$ — диполь-квадрольной и т. д.

Соответствующая формула для обменной кулоновской передачи получается из (2) заменой в ней волновых функций состояний $|\lambda\rangle$ на $\langle\mu'|$ и $\langle\mu'|$ на $|\lambda\rangle$ [8]. Однако, как показано в [11], при любых концентрациях примесных ионов обменная ЭФП в ИАГ— TR^{3+} более эффективна, чем обменная кулоновская передача.

Для дальнедействующей ЭФП с одним и тем же ближайшим окружением донорного и акцепторного ионов имеем [4]

$$|B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)|^2 = \frac{\hbar^3}{16\pi^6 \rho^2 E^4} \sum_{\Gamma_{ig} n} |\langle\lambda'| V(\Gamma_{ig} n) |\lambda\rangle \times \\ \times \langle\mu'| V(\Gamma_{ig} n) |\mu\rangle|^2 I_{\Gamma_{ig} n}^2(R), \quad (3)$$

где

$$V(\Gamma_{ig} n) = \sum_{km} A_k V_k^m(\Gamma_{ig} n) D_{km}.$$

Выражения для коэффициентов A_k , $V_k^m(\Gamma_{ig} n)$ и интеграла $I_{\Gamma_{ig} n}(R)$ для различных неприводимых представлений Γ_{ig} (n — строка представления Γ_{ig}) кубического окружения приведены в [4].

Для обменного механизма ЭФП, когда колебания решетки рассматриваются в длинноволновом приближении, имеем [11]

$$B(\lambda', \lambda, \mu', \mu) = \frac{3N}{2\rho \Omega v_0^2} \sum_{k_1 k_2} \langle\lambda'| V_{k_1}^{(1)} |\mu'\rangle \langle\lambda| V_{k_2}^{(1)} |\mu\rangle, \quad (4)$$

где $V_k^{(1)}$ — однофононный член в гамильтониане ЭФВ, зависящий от электронных тензорных операторов $r^k Y_{km}(\vartheta, \varphi)$ ранга k [12].

В формулах (2) — (4) введены следующие обозначения: $D_{km} = \sum_i r_i^k Y_{km}(\vartheta_i, \varphi_i)$ (суммирование ведется по всем эквивалентным электронам, r_i , ϑ_i , φ_i — сферические координаты i -го электрона примесного иона), ρ — плотность кристалла, E — передаваемая энергия электронного возбуждения, N — число ионов в элементарной ячейке, Ω — объем элементарной ячейки, v_0 — средняя скорость акустических волн в кристалле.

Вероятность элементарного акта ВДП определяется выражением [5]

$$\overline{W} = \frac{1}{(2J_{\lambda'} + 1)(2J_{\mu} + 1)} \frac{2}{3} \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{R^3} \right)^2 \sum_{l, l'} \Omega_l^{(d)} \Omega_{l'}^{(a)} \times \\ \times |\langle J_{\lambda'} \| u_l \| J_{\lambda} \rangle \langle J_{\mu'} \| u_{l'} \| J_{\mu} \rangle|^2 \bar{S}, \quad (5)$$

где J_{λ} — полный угловой момент электронного состояния λ в представлении LS -связи, Ω_l ($l = 2, 4, 6$) — параметры Джадда — Офелта, u_l — неприводимые единичные тензорные операторы; $\bar{S}$ — усредненный по штарковским компонентам интеграл перекрытия функций спектрального распределения переходов $\lambda' \rightarrow \lambda$ и $\mu \rightarrow \mu'$, который при температурах $\sim 100K$, когда в основном заселены нижние штарковские состояния, может быть представлен в виде

$$\bar{S} = \frac{1}{(2j_k + 1)(2j_{k'} + 1)} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{\lambda'k} + \Gamma_{\lambda k}}{\Delta^2 + \left(\frac{\Gamma_{\lambda'k} + \Gamma_{\lambda k}}{2} \right)^2},$$

где $\Gamma_{\lambda'k} = \Gamma_{\lambda'} + \Gamma_k$ (Γ — ширина электронного состояния ν), Δ — расстройка резонанса.

Вычисление входящих в (2)–(4) матричных элементов сводится к вычислению матричных элементов по волновым функциям свободного иона. Последнее можно осуществить по хорошо известной генеалогической схеме Рака.

3. Передача энергии в системе ИАГ — Er^{3+} , Yb^{3+} , Nd^{3+}

В кристаллической системе ИАГ — Er^{3+} нами выбраны три канала передачи энергии — один миграционный и два кросс-релаксационных:

- I) $\lambda_1'(^4I_{13/2}) \rightarrow \lambda_1(^4I_{15/2})$, $\mu_1(^4I_{15/2}) \rightarrow \mu_1'(^4I_{13/2})$;
- II) $\lambda_1'(^4I_{13/2}) \rightarrow \lambda_2(^4I_{9/2})$, $\mu_1(^4I_{13/2}) \rightarrow \mu_7'(^4I_{15/2})$;
- III) $\lambda_1'(^4I_{13/2}) \rightarrow \lambda_2(^4I_{9/2})$, $\mu_1(^4I_{13/2}) \rightarrow \mu_8'(^4I_{15/2})$,

где индексы i уровней λ_i и μ_i нумеруют штарковские состояния этих уровней, начиная с самого нижнего.

Выбор указанных кросс-релаксационных (КР) каналов обусловлен тем, что именно ими в [13] объясняется работа эрбиевого лазера в стационарном режиме на самоограниченном переходе $4I_{11/2} \rightarrow 4I_{13/2}$. Кроме того, все три канала передачи являются резонансными (расстройка резонанса КР переходов составляет лишь 2–3 см⁻¹, что лежит в пределах ширины рассматриваемых электронных уровней), и поэтому для вычисления их вероятностей можно применить формулы (2)–(5).

В кристаллических системах ИАГ — Nd^{3+} и ИАГ — Yb^{3+} нами выбраны миграционные каналы $^4F_{3/2} \rightleftharpoons ^4I_{9/2}$ и $^2F_{5/2} \rightleftharpoons ^2F_{7/2}$, которые наиболее полно исследованы в экспериментальном отношении [14, 15].

Волновые функции штарковских состояний рассматриваемых мультиплетов содержатся в работах [4, 16, 17]. Результаты количественных вычислений вероятностей элементарных актов передачи приведены в таблице. При этом для входящих в (2)–(4) параметров были использованы следующие значения: $\rho = 4,56 \text{ г см}^{-3}$, $N = 160$, $v_0 = 5,58 \cdot 10^5 \text{ см с}^{-1}$, $\Omega = 1,2^3 \text{ нм}^3$, $\bar{r}_{Er}^2 = 0,666 \text{ а. е.}$, $\bar{r}_{Nd}^2 = 2,4 \text{ а. е.}$, $\bar{r}_{Yb}^2 = 0,613 \text{ а. е.}$ Двухцентровые радиальные интегралы, которые неявно входят в формулу (4), рассчитаны численными методами. Для ширины соответствующих спектральных линий ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} использованы их экспериментальные значения [15, 18], а для иона Er^{3+} использованы рассчитанные по формулам [17] следующие значения при $T = 100 \text{ К}$: $\Gamma_2(^4I_{9/2}) = 0,73 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_3(^4I_{9/2}) = 0,51 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_1(^4I_{13/2}) = 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_1(^4I_{15/2}) = 0,05 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_7(^4I_{15/2}) = 10,5 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_8(^4I_{15/2}) = 13,4 \text{ см}^{-1}$. Величины параметров Ω_i взяты из [19]. В таблице приведены также эффективные расстояния (R_0) между примесными ионами, определенные из

Таблица

TR^{3+}	ЭФП				ИРП		ВДП	
	дальнодействующий		обменный		W, e^{-1}	$R_0, \text{\AA}$	W, e^{-1}	$R_0, \text{\AA}$
	W, e^{-1}	$R_0, \text{\AA}$	W, e^{-1}	$R_0, \text{\AA}$				
Er^{3+} I	$2,5 \cdot 10^{-4} Z^4 R^{-6}$	10,8	$2,6 \cdot 10^{23} Z^4 \langle r^2 \rangle_2^4$	5,2	$5,5 \cdot 10^{-69} R^{-10}$	9	$8 \cdot 10^{-40} R^{-6}$	13
II	~ 0	—	$6,4 \cdot 10^{20} Z^4 \langle r^2 \rangle_1^4$	3,7	$2 \cdot 10^{-74} R^{-10}$	2,7	$1,2 \cdot 10^{-39} R^{-6}$	8
III	$7,2 \cdot 10^{-42} Z^4 R^{-6}$	5	$5,4 \cdot 10^{20} Z^4 \langle r^2 \rangle_1^4$	3,7	$6,7 \cdot 10^{-73} R^{-10}$	4		
Nd^{3+} I	$4,1 \cdot 10^{-40} Z^4 R^{-6}$	7	$1,1 \cdot 10^{24} Z^4 \langle r^2 \rangle_2^4$	6,2	$2 \cdot 10^{-131} R^{-18}$	3,5	$5 \cdot 10^{-39} R^{-6}$	10,4
Yb^{3+} I	$6 \cdot 10^{-40} Z^4 R^{-6}$	9,5	$2,6 \cdot 10^{22} Z^4 \langle r^2 \rangle_2^4$	4,7	$3,7 \cdot 10^{-63} R^{-10}$	9,2	$1 \cdot 10^{-39} R^{-6}$	10,3

условия $W(R_0)\tau=1$ при $Z=1$ а. е. (Z — эффективный заряд ионов первой координационной сферы, τ — время внутрицентральной релаксации возбужденного уровня, с которого идет передача: $\tau_{Nd}=256$ мкс, $\tau_{Er}=6,4$ мкс, $\tau_{Yb}=1,17$ мс).

Сравнение приведенных в таблице значений вероятности с экспериментальными значениями микропараметров передачи [4, 14, 15] ($[C_{dd}]_{Nd}=1,2 \cdot 10^{-39}$ см³с⁻¹, $[C_{dd}]_{Yb}=1,3 \cdot 10^{-39}$ см³с⁻¹, $[C_{dd}]_{Er}=5,8 \cdot 10^{-40} \times \times$ см³с⁻¹) показывает, что рассматриваемые здесь процессы миграции могут быть удовлетворительно описаны как в рамках ЭФ механизма передачи (с подходящим выбором параметра $Z=1-1,5$ а. е.), так и с помощью механизма ВДП. Кроме того, к эффективной миграции энергии приводит также квадруполь-квадрупольный механизм ($R_0 \approx 9$ Å), что согласуется с содержащимися в [5] оценками. Таким образом, при определении скорости миграции необходимо учитывать все три механизма передачи: ЭФ, ВДП и ИР.

Для скорости КР переходов при 50%-ом содержании ионов Er^{3+} ЭФ механизм приводит к значению $\omega = 1,5 \cdot 10^4 Z^4$, которое при $Z=1,3$ а. е. согласуется с экспериментальным значением $5 \cdot 10^4$ с⁻¹ (получаемым из данных работы [13], если считать, что в процессах КР переходов участвует 1% примесных ионов), в то время как механизм ВДП дает завышенное значение $\omega = 2 \cdot 10^6$ с⁻¹. Такое расхождение, по-видимому, можно объяснить тем, что для рассматриваемых здесь КР переходов мы используем численные значения для параметров Ω_i , найденные из спектроскопических измерений, проведенных для других переходов [19]. Что касается обменных механизмов передачи, то они могут дать ощутимый вклад в вероятность переноса лишь при максимальных концентрациях примесных ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Förster Th. Ann. Physik, 2, 55 (1948); Zs. Naturf., 4a, 321 (1949); Discussion Faraday Soc., 27, 7 (1959).
2. Dexter D. L. J. Chem. Phys., 21, 836 (1953).
3. Сафарян Ф. П., Демирханян Г. Г. ЖЭТФ, 86, 2170 (1984).
4. Safaryan F. P., Demirkhanyan G. G. Sol. State Comm., 56, 187 (1985).
5. Kushida T. J. Phys. Soc. Japan, 34, 1318, 1327, 1334 (1973).
6. Axe J. D., Weller P. E. J. Chem. Phys., 40, 3066 (1964).
7. Imbush G. F. Phys. Rev., 153, 326 (1967).
8. Сафарян Ф. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 295 (1981).
9. Перлин Ю. Е., Ткачук А. М., Клокишнер С. И. Оптика и спектроскопия, 55, 3 (1983).
10. Сафарян Ф. П. ДАН АрмССР, 71, 28 (1980); 73, 146 (1981).
11. Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 212 (1983).
12. Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П. Ученые записки ЕрГУ, № 2, 61 (1981).
13. Багдасаров Х. С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 1765 (1984).
14. Васильев И. В. и др. ЖЭТФ, 56, 122 (1969).
15. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Щербаков И. А. ЖЭТФ, 66, 2118 (1974).
16. Pearson J. J. et al. Phys. Rev., 159, 251 (1967).
17. Сафарян Ф. П. ФТТ, 19, 1947 (1977); 20, 1563 (1978).
18. Kushida T. Phys. Rev., 185, 500 (1969).
19. Kaminskii A. A. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 71, 291 (1982).

YAG-TR³⁺ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՒՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՆՑՈՒՄԸ

Դ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱԳԱՐՅԱՆ

Հաշվված է էլեկտրոնային զրգուման էներգիայի ռեզոնանսային փոխանցման հավանականությունը հազվագյուտ հողի խմբի Nd³⁺, Yb³⁺, Er³⁺ իոնների միջև, որոնք գտնվում են փտրիում-ալյումինումի նուսաբարի (YAG) բյուրեղում որպես խառնուրդներ: Քննարկված են էներգիայի փոխանցման ինչպես հեռազգող, այնպես էլ մոտազգող ինդուկտիվ և էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմները: Ցույց է տրված, որ վերը նշված բյուրեղային համակարգերում էներգիայի փոխանցումը տեղի է ունենում հիմնականում էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմի շնորհիվ բացառությամբ YAG — Yb³⁺, Er³⁺ համակարգի, որտեղ որոշիչ դեր կարող են կատարել նաև փոխանցման ինդուկտիվ մեխանիզմները:

THE TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY BETWEEN IMPURITY IONS IN YAG—TR³⁺ CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, F. P. SAFARYAN

Based on detailed calculations of transition matrix elements, the probabilities of electron excitation energy transfer between TR³⁺ impurity ions in the crystals YAG-TR³⁺ (TR = Yb, Er, Nb) have been obtained. The long-range and short-range mechanisms of energy transfer induced by the multipole-multipole and electron-phonon interactions are considered. It is shown that the long-range electron-phonon and multipole-multipole mechanisms lead to efficient energy transfer.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, г. 22, вып. 2, 84—89 (1987)

УДК 533.95

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МОДУЛИРОВАННЫМ ПУЧКОМ В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

Э. В. РОСТОМЯН, [В. Г. РУХЛИН]

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 3 ноября 1985 г.)

Исследована структура полей, индуцированных в плотной плазме релятивистским электронным пучком с модулированной плотностью тока вдали от фронта пучка. Найдены условия, при которых имеет место эффект магнитной нейтрализации собственного поля пучка, а также условия, при которых пучок возбуждает сильную поверхностную волну плазменного столба. Эта волна может существенно влиять на динамику распространения пучка.

Взаимодействие предварительно модулированного электронного пучка с плазмой представляет интерес в связи с возможностью управления спектром возбуждаемых пучком волн в плазме, генерацией электромагнитных

YAG-TR³⁺ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՒՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՆՑՈՒՄԸ

Դ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱԳԱՐՅԱՆ

Հաշվված է էլեկտրոնային զրգուման էներգիայի ռեզոնանսային փոխանցման հավանականությունը հազվագյուտ հողի խմբի Nd³⁺, Yb³⁺, Er³⁺ իոնների միջև, որոնք գտնվում են Խորհում-ալյումինումի նուսաբարի (YAG) բյուրեղում որպես խառնուրդներ: Քննարկված են էներգիայի փոխանցման ինչպես հեռազգող, այնպես էլ մոտազգող ինդուկտիվ և էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմները: Ցույց է տրված, որ վերը նշված բյուրեղային համակարգերում էներգիայի փոխանցումը տեղի է ունենում հիմնականում էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմի շնորհիվ բացառությամբ YAG — Yb³⁺, Er³⁺ համակարգի, որտեղ որոշիչ դեր կարող են կատարել նաև փոխանցման ինդուկտիվ մեխանիզմները:

THE TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY BETWEEN IMPURITY IONS IN YAG—TR³⁺ CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, F. P. SAFARYAN

Based on detailed calculations of transition matrix elements, the probabilities of electron excitation energy transfer between TR³⁺ impurity ions in the crystals YAG-TR³⁺ (TR = Yb, Er, Nb) have been obtained. The long-range and short-range mechanisms of energy transfer induced by the multipole-multipole and electron-phonon interactions are considered. It is shown that the long-range electron-phonon and multipole-multipole mechanisms lead to efficient energy transfer.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, г. 22, вып. 2, 84—89 (1987)

УДК 533.95

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МОДУЛИРОВАННЫМ ПУЧКОМ В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

Э. В. РОСТОМЯН, [В. Г. РУХЛИН]

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 3 ноября 1985 г.)

Исследована структура полей, индуцированных в плотной плазме релятивистским электронным пучком с модулированной плотностью тока вдали от фронта пучка. Найдены условия, при которых имеет место эффект магнитной нейтрализации собственного поля пучка, а также условия, при которых пучок возбуждает сильную поверхностную волну плазменного столба. Эта волна может существенно влиять на динамику распространения пучка.

Взаимодействие предварительно модулированного электронного пучка с плазмой представляет интерес в связи с возможностью управления спектром возбуждаемых пучком волн в плазме, генерацией электромагнитных

воли большой амплитуды, коллективными методами ускорения и др. [1]. Для увеличения амплитуды волны необходимо повышать ток пучка, что, в свою очередь, требует решения задачи магнитной нейтрализации пучка [2]. Динамика полей, возбуждаемых на фронте модулированного пучка, инжектируемого в плазменный волновод, исследовалась в работе [3].

В настоящей работе рассматривается задача о возбуждении электромагнитных полей в плазме модулированным по току релятивистским электронным пучком в установившемся состоянии. Такое состояние реализуется в диссипативной среде—плазме—на расстояниях от фронта пучка, превышающих диффузионную длину. На указанных расстояниях затухают возмущения, вызванные нарастающим средним током пучка, и сохраняются лишь возмущения, обусловленные переменным током модулированного пучка [4].

Пусть электронный пучок с радиусом a , скоростью u , частотой модуляции ω и максимальной плотностью n_m распространяется вдоль оси z через плазменный столб с радиусом R и плотностью N . Ток пучка и индуцируемые им поля, являющиеся периодическими функциями от $(t - z/u)$, можно представить в виде разложений в ряды Фурье

$$f = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n e^{in\tau} = \bar{f} + 2 \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} f_n e^{in\tau}, \quad \tau = \omega(t - z/u), \quad (1)$$

$$f_n = \int_0^{2\pi} \frac{d\tau}{2\pi} f e^{-in\tau}, \quad \bar{f} = \int_0^{2\pi} \frac{d\tau}{2\pi} f = f_0.$$

В случае плотной плазмы $N \gg n_m$ пучок можно рассматривать как малое возмущение, слабо искажающее равновесную плотность плазмы; при этом можно получить следующие уравнения для фурье-гармоник полей E_z и B_z :

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \rho \frac{d}{d\rho} - \alpha_n^2 \right) E_n = 4\pi i a^2 \frac{n\omega}{u^2} (\beta^2 - \epsilon_n^{-1}) j_n^{(b)}, \quad (2)$$

$$B_n = \frac{i\beta u}{n\omega a} \frac{\epsilon_n}{1 - \beta^2 \epsilon_n} \frac{d}{d\rho} E_n.$$

Здесь

$$\alpha_n^2 = \left(n\omega \frac{a}{u} \right)^2 (1 - \beta^2 \epsilon_n) = \frac{(a n \rho / c)^2}{1 - i\nu / n\omega} + \left(\frac{n\omega a}{u\gamma} \right)^2,$$

$j_n^{(b)}$ — фурье-гармоника плотности тока пучка, $\rho = r/a$, $\beta = u/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\epsilon_n = 1 - \omega_p^2 / n\omega (n\omega - i\nu)$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m$, ν — частота столкновений электронов плазмы.

Решив уравнения (2) в плазме ($\rho < \rho_0 = R/a$) и вне ее ($\rho > \rho_0$, вакуум или нейтральный газ) и воспользовавшись условием непрерывности E_z и B_z на границе раздела сред $\rho = \rho_0$, а также ограниченностью полей на оси и при $\rho \rightarrow \infty$, запишем выражение для B_n в области плазмы $\rho \leq \rho_0$ в виде

$$B_n = 4\pi \frac{a}{c} z_n \left[A_n I_1(z_n \rho) \int_0^{\rho_0} I_0(z_n \rho') + I_1(z_n \rho) \int_{\rho_0}^{\rho} K_0(z_n \rho') + \right. \\ \left. + K_1(z_n \rho) \int_0^{\rho} I_0(z_n \rho') \right] j_n^{(b)}(\rho') \rho' d\rho', \quad (3)$$

где

$$A_n = \frac{a_n K_1(\tilde{a}_n \rho_0) K_0(z_n \rho_0) - \tilde{a}_n \varepsilon_n K_0(\tilde{a}_n \rho_0) K_1(z_n \rho_0)}{z_n K_1(\tilde{a}_n \rho_0) I_0(z_n \rho_0) + \tilde{a}_n \varepsilon_n K_0(\tilde{a}_n \rho_0) I_1(z_n \rho_0)},$$

$\tilde{a}_n = z_n (\omega_p = 0) = \pi \omega a / u_i$, I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя, $\text{Re } a_n > 0$. При $\rho_0 \rightarrow \infty$, $A_n \rightarrow 0$ выражение для B_n переходит в соответствующее выражение для неограниченной плазмы.

Для пучка, гармонически модулированного и однородного по радиусу с резкой границей при $r = a$, имеем

$$j_{(b)} = j^{(0)} [1 + h \cos \tau] \eta (1 - \rho), \quad (4)$$

где $j^{(0)} = e \bar{n} u_i$, $\bar{n}$ — средняя плотность электронов в пучке, $\eta(x)$ — функция Хевисайда, h — глубина модуляции. При этом коэффициенты j_n равны:

$$j_0 = j^{(0)}, \quad j_1 = (1/2) j^{(0)} h, \quad j_n = 0 \text{ для } n > 1. \quad (5)$$

Выражение для магнитного поля B_z такого пучка, согласно (1) и (5), сильно упрощается и принимает вид

$$B_z = \bar{B}_z + 2hB^{(0)} \text{Re} \left[A I_1(z) I_1(z\rho) + \begin{cases} K_1(z) I_1(z\rho) & \rho \leq 1 \\ I_1(z) K_1(z\rho) & \rho > 1 \end{cases} \right] e^{i\tau}, \quad (6)$$

где $z = z_1$, $A = A_1$, а $\bar{B}_z$ — собственное среднее магнитное поле пучка: $\bar{B}_z = B^{(0)} \rho$ для $\rho \leq 1$ и $\bar{B}_z = B^{(0)} / \rho$ для $\rho > 1$, $B^{(0)} = 2\pi \frac{a}{c} j^{(0)}$.

Ниже выражение (6) будет проанализировано для азимутального магнитного поля в области пучка в наиболее характерных случаях, охватывающих практически всю область изменения параметров системы.

1) $a\rho, \tilde{a}\rho_0 \gg 1$ (т. е. $|z| \gg 1$),

$$B_z = \bar{B}_z + B^{(0)} \frac{h}{V\rho} \text{Re} \left[\frac{a - \varepsilon \tilde{a}}{a + \varepsilon \tilde{a}} e^{-a(2\rho_0 - \rho - 1)} + e^{-a(1 - \rho)} \right] \frac{e^{i\tau}}{a}, \quad (7)$$

где $\tilde{a} = \tilde{a}_1$, $\varepsilon = \varepsilon_1$. Отсюда следует, что при $\text{Re } a \gg 1$ переменная часть поля заметно отлична от нуля (неэкспоненциально мала) лишь в узком скин-слое толщиной $\sim a / \text{Re } a$ вблизи поверхности пучка. Ограниченность плазмы сказывается только на величине поля в этом слое, и то лишь при условии, что радиус плазмы близок к радиусу пучка ($\rho_0 - 1 \leq 1 / \text{Re } z$). В случае резонансной частоты модуляции ($a + \varepsilon \tilde{a} = 0$), когда

$$\omega = \omega_p (1 + \gamma^2)^{-1/2} \gg \nu, \quad (8)$$

пучок возбуждает в скин-слое поверхностную волну, амплитуда которой может значительно превышать собственное поле пучка. Таким образом, в случае, когда $|\alpha| \gg 1$, практически во всем поперечном сечении пучка за исключением узкого скин-слоя у его поверхности переменная часть поля мала по сравнению с постоянной $B_z = \bar{B}_z$, так что имеет место магнитная нейтрализация переменного собственного магнитного поля пучка.

$$2) \alpha \rho_0 \ll 1 \ll \alpha \rho \quad (\text{т. е. } \omega R / u \gamma \ll 1 \ll \omega_p r c^{-1} / \sqrt{1 + \nu/\omega}, \alpha \gg 1),$$

$$B_z = \bar{B}_z + \frac{\hbar}{V_p} B^{(0)} \operatorname{Re} \left[\frac{\alpha + \varepsilon \rho_0 \tilde{\alpha}^2 \ln \tilde{\alpha} \rho_0}{\alpha - \varepsilon \rho_0 \tilde{\alpha}^2 \ln \tilde{\alpha} \rho_0} e^{-\varepsilon(2\rho_0 - \rho - 1)} + e^{-\varepsilon|1 - \rho|} \right] \frac{e^{i\tau}}{\alpha}. \quad (9)$$

Здесь ситуация аналогична предыдущему случаю, лишь несколько изменяется вид той части поля, которая соответствует ограниченности плазмы. Возбуждение поверхностной волны в скин-слое возможно, однако только для ультрарелятивистских пучков ($\gamma^2 \gg 1$), а резонансная частота модуляции равна

$$\omega = (u \gamma / R) \exp(-\gamma^2 \beta u / \omega_p R) \gg \nu. \quad (10)$$

Можно считать, что и в этом случае имеет место магнитная нейтрализация переменного собственного поля пучка.

$$3) \alpha \ll 1 \ll \alpha \rho_0 \quad (\text{т. е. } \rho_0 \gg 1).$$

Так как здесь $R \gg a$, то первое слагаемое в квадратных скобках в (6), учитывающее ограниченность плазмы, мало (причем мало экспоненциально, если $\rho_0 \operatorname{Re} \alpha \gg 1$), так что ограниченность плазмы мало существенна. Магнитное поле

$$B_z = \bar{B}_z (1 + \hbar \cos \tau) \equiv B_{\text{собр}} \quad (11)$$

близко к собственному полю пучка. Поэтому в рассмотренном случае (здесь $|\alpha| \ll 1$) плазма слабо реагирует на изменения тока пучка — магнитная нейтрализация переменного собственного поля пучка отсутствует.

$$4) \alpha \rho_0 \ll 1 \quad (\text{т. е. } \alpha \ll 1),$$

$$B_z = B_{\text{собр}} + B^{(0)} \rho \hbar \operatorname{Re} \frac{-\alpha^2 \ln \alpha \rho_0 + \varepsilon \tilde{\alpha}^2 \ln \tilde{\alpha} \rho_0}{2 - \varepsilon \tilde{\alpha}^2 \rho_0^2 \ln \tilde{\alpha} \rho_0} e^{i\tau}. \quad (12)$$

При этом условии наиболее сильно проявляется отличие индуцированных в ограниченной плазме полей по сравнению со случаем неограниченной плазмы.

При условии

$$(\omega_p^2 R^2 / 2u^2 \gamma^2) \ln(1/\alpha \rho_0) \approx 1$$

пучок индуцирует в плазме поверхностную волну на частоте*

* Возбуждение аналогичной поверхностной волны фронтом непрерывного пучка, инжектируемого в плазму, рассмотрено в работе [5].

$$\omega = (u_{\parallel}/R) \exp(-2u^2 \gamma^2/\omega_p^2 R^2). \quad (13)$$

Амплитуда этой волны может значительно превосходить (если только ρ_0 не очень велико) собственное поле пучка во всем его поперечном сечении:

$$B_{\varphi} = B_{\text{св}} + B^{(0)} \frac{\hbar p}{\rho_0^2} \frac{\left(1 - \frac{\omega_p^2 R^2}{2u^2 \gamma^2} \ln \frac{1}{\alpha \rho_0}\right) \cos \tau - \frac{\nu}{\omega} \sin \tau}{\left(1 - \frac{\omega_p^2 R^2}{2u^2 \gamma^2} \ln \frac{1}{\alpha \rho_0}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2}. \quad (14)$$

Поле такой волны может сильно влиять на динамику пучка.

Проведенное исследование магнитного поля, индуцированного в плазме однородным по радиусу, гармонически модулированным по току электронным пучком, показывает, что практически реализовать режим магнитной нейтрализации переменного собственного поля пучка можно лишь при условии

$$|a|^2 \sim \frac{(\omega_p a/c)^2}{1 + \nu/\omega} + \left(\frac{a\omega}{u\gamma}\right)^2 \gg 1. \quad (15)$$

Первое слагаемое в правой части (16) обусловлено индуцированным плазменным током, второе — током смещения. В случае низкочастотной модуляции пучка током смещения можно пренебречь, так что переменное поле пучка компенсируется полем индуцированного плазменного тока. Условие $(c/\omega_p a)^2 (1 + \nu/\omega) \ll 1$ совпадает при этом с условием нейтрализации непрерывного пучка, если под ω понимать обратное время нарастания его тока. Если же частота модуляции высока, то можно пренебречь индуцированным плазменным током — электроны плазмы не успевают реагировать на изменения пучкового тока. Магнитная нейтрализация переменного поля пучка происходит в этом случае за счет ЭДС самоиндукции, возникающей в пучке при его модуляции на высокой частоте. Роль плазменной скин-глубины при этом играет величина u/ω .

Если пучок промодулирован не гармонически, то проведенное исследование относится, строго говоря, лишь к постоянной части и первой гармонике магнитного поля, индуцированного пучком. Однако если выполнено условие (15) для первой гармоники, то, как нетрудно видеть, оно тем более будет выполнено и для всех остальных гармоник, а сделанные выводы сохраняют свою силу и для такого пучка. Учитывая результаты работы [2], можно утверждать, что эти выводы останутся в силе и для пучка с плавным радиальным профилем. В этом случае в неравенстве (15) надо лишь под a понимать характерный поперечный масштаб неоднородности плотности пучка. Кроме того, при условии (15) индуцированное неоднородным по радиусу пучком поле будет не скинированным, а объемно распределенным.

Таким образом, условие магнитной нейтрализации переменной части поля модулированного пучка является довольно общим. В режиме магнитной нейтрализации переменного поля пучка все его частицы движутся в одном и том же магнитном поле, равном среднему собственному полю пучка. При этом для сохранения поперечного равновесия пучка необходимо,

чтобы его поперечное тепловое давление уравновешивало давление среднего магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 3, 442 (1977).
2. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. Атомиздат, М., 1980.
3. Джавадшвили Дж. И., Рухлин В. Г. Физика плазмы, 8, 1199 (1982).
4. Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. Тезисы докладов 4-ой Всесоюзной конференции «Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой». Ташкент, 1985.
5. Росинский С. Е. и др. ЖЭТФ, 66, 1350 (1974).

ԿԱՅՈՒՆԱՅՎԱԾ ՌԵՔԻՄՈՎ ՄՈԴՈՒԼԱՅՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ ԴԱՇՏՆԵՐԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՐՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված են մոդուլացված էլեկտրոնային փնջի դաշտերը խիտ պլազմայում: Դտնված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում փնջի մագնիսական դաշտը շեղորացվում է, ինչպես նաև այն պայմանները, երբ փոխըզ զրգոում է պլազմային զանգված մակերևութային ալիք: Այդ ալիքը կարող է էականորեն փոփոխել փնջի տարածման դինամիկան:

THE STEADY STATE FIELDS IN PLASMA INDUCED BY A MODULATED BEAM

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

The structure of fields induced in dense plasma by a relativistic electron beam with modulated current density far from the beam front has been considered. The conditions were found under which the effect of magnetic neutralization of the proper field of the beam took place as well as the conditions of excitation of a strong surface wave of plasma sheet by the beam were specified. This wave could strongly influence the dynamics of beam propagation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 89—94 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА, ИНДУЦИРОВАННОЕ ИНТЕНСИВНЫМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. С. ПЕТРОСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 сентября 1985 г.)

Решена задача об изменении поляризации ультракотких импульсов света вблизи двухфотонного резонанса с учетом параметрической связи меж-

чтобы его поперечное тепловое давление уравновешивало давление среднего магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 3, 442 (1977).
2. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. Атомиздат, М., 1980.
3. Джавахишвили Дж. И., Рухлин В. Г. Физика плазмы, 8, 1199 (1982).
4. Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. Тезисы докладов 4-ой Всесоюзной конференции «Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой». Ташкент, 1985.
5. Росинский С. Е. и др. ЖЭТФ, 66, 1350 (1974).

ԿԱՅՈՒՆԱՅՎԱԾ ՌԵՔԻՄՈՎ ՄՈԴՈՒԼԱՅՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ ԴԱՇՏՆԵՐԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՐՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված են մոդուլացված էլեկտրոնային փնջի դաշտերը խիտ պլազմայում: Դտնված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում փնջի մագնիսական դաշտը շեղորացվում է, ինչպես նաև այն պայմանները, երբ փոխըզ զրգոում է պլազմային զանգված մակերևութային ալիք: Այդ ալիքը կարող է էականորեն փոփոխել փնջի տարածման դինամիկան:

THE STEADY STATE FIELDS IN PLASMA INDUCED BY A MODULATED BEAM

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

The structure of fields induced in dense plasma by a relativistic electron beam with modulated current density far from the beam front has been considered. The conditions were found under which the effect of magnetic neutralization of the proper field of the beam took place as well as the conditions of excitation of a strong surface wave of plasma sheet by the beam were specified. This wave could strongly influence the dynamics of beam propagation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 89—94 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА, ИНДУЦИРОВАННОЕ ИНТЕНСИВНЫМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. С. ПЕТРОСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 сентября 1985 г.)

Решена задача об изменении поляризации ультракотких импульсов света вблизи двухфотонного резонанса с учетом параметрической связи меж-

ду круговыми компонентами интенсивного и зондирующего импульсов. Оптическая анизотропия среды индуцируется интенсивным эллиптически-поляризованным импульсом. Показано, что входная линейная поляризация пробной волны в среде превращается в эллиптическую с параметрами, осциллирующими как во времени, так и в пространстве. Эти изменения обусловлены нестационарным характером взаимодействия, что ослабляется при увеличении расстройки резонанса.

Явление индуцированного поворота плоскости поляризации в квазистационарных условиях изучено в работе [1]. Этот поворот обусловлен оптической анизотропией, индуцированной интенсивным поляризованным излучением. Благодаря высокой чувствительности, это явление широко применяется в спектроскопии газовых [2—9] и конденсированных [10—13] сред. Особый интерес представляет нестационарное изменение поляризации пробного излучения. Детальное исследование этого явления откроет новые возможности для применения в спектроскопии быстрых процессов.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование изменения поляризации пробного ультракороткого импульса (УКИ) света в поле интенсивного эллиптически-поляризованного УКИ в условиях двухфотонного резонанса. Рабочей средой являются пары щелочных металлов.

Выбрана следующая схема взаимодействия: пробная волна с частотой ω связывает основной уровень $nS_{1/2}$ с первым возбужденным дублетом $nP_{1,2,3/2}$, а сильная волна с частотой ω_s — дублет $nP_{1,2,3/2}$ с более возбужденным уровнем $n'S_{1/2}$. Предполагается, что расстройка однофотонного резонанса ε_1 намного больше спектральной ширины импульсов и ширины дублетного расщепления. Из-за ничтожно малой заселенности возбужденных уровней сильная волна проходит через среду без изменения, поэтому ее амплитуда E_s зависит только от параметра $\tau = t - z/c$.

При указанных условиях решение уравнений Шредингера и Максвелла в резонансном приближении для круговых компонент $E^{(\pm)} = E_x \pm iE_y$ слабого поля дает следующие выражения:

$$E^{(+)}(z, \tau) = e^{iqz} \left\{ E^{(+)}(0, \tau) - \sqrt{\beta z} E_s^{(+)}(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} \exp \{-i\varepsilon(\tau - \tau') + iz[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')]\} [E^{(+)}(0, \tau') E_s^{(-)}(\tau') + E^{(-)}(0, \tau') E_s^{(+)}(\tau')] \times \right. \\ \left. \times \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')])}{\sqrt{\Pi(\tau) - \Pi(\tau')}} d\tau' \right\}, \quad (1)$$

$$E^{(-)}(z, \tau) = e^{iqz} \left\{ E^{(-)}(0, \tau) - \sqrt{\beta z} E_s^{(-)}(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} \exp \{-i\varepsilon(\tau - \tau') + iz[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')]\} [E^{(+)}(0, \tau') E_s^{(-)}(\tau') + E^{(-)}(0, \tau') E_s^{(+)}(\tau')] \times \right. \\ \left. \times \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\Pi(\tau) - \Pi(\tau')])}{\sqrt{\Pi(\tau) - \Pi(\tau')}} d\tau' \right\}, \quad (2)$$

где $E^{(+)}(0, \tau)$ — амплитуда круговых компонент слабой волны на входе в среду, ε — расстройка двухфотонного резонанса, $J_1(\nu)$ — функция Бесселя. Здесь введены обозначения:

$$q = \frac{\pi N \omega |d_1|^2}{\hbar \varepsilon_1 c}, \quad \beta = \frac{\pi N \omega |d_1|^2 d_4^2}{4 \hbar^3 \varepsilon_1^2 c}, \quad \alpha = \frac{|d_4|^2}{4 \hbar^2 \varepsilon_1}, \quad (3)$$

$$\Pi(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} (|E_s^{(-)}|^2 + |E_s^{(+)}|^2) d\tau' = 2 \int_{-\infty}^{\tau} (|E_{sx}|^2 + |E_{sy}|^2) d\tau', \quad (4)$$

N — плотность атомов, $d_{1,4}$ — приведенные матричные элементы соответственно переходов $nS_{1/2} - nP_{1/2}$ и $nP_{1/2} - n'S_{1/2}$. В формулах (1) и (2) член $i\alpha |\Pi(\tau) - \Pi(\tau')|$ в экспоненте подынтегральных выражений обусловлен высокочастотным штарковским сдвигом возбужденных уровней.

Изменение поляризации пробной волны происходит не только за счет изменения заселенностей магнитных подуровней атомов, но и за счет параметрической связи между «+» и «-» компонентами сильной и пробной волн. Если на входе в среду имеем только одну круговую компоненту слабой волны, например $E^{(-)}(0, \tau)$ ($E^{(+)}(0, \tau) = 0$), то благодаря параметрической перекачке энергии E -компоненты в среде рождается $E^{(+)}(z, \tau)$ -компонента.

Комплексный характер декартовых компонент $E_{x,y}(z, \tau)$ означает, что входная линейная поляризация пробной волны в общем случае превращается в эллиптическую, причем угол поворота главных осей и эксцентриситет эллипса претерпевают сложные осцилляции как во времени, так и в пространстве.

Для получения более конкретных результатов предположим подобность импульсов ($E_s(\tau) \sim E(0, \tau)$) и малость штарковских смещений энергетических уровней. Тогда при точном двухфотонном резонансе ($\varepsilon = 0$) имеем

$$E_y(z, \tau) = -e^{iqz} \frac{\eta_1 - i\eta_2}{2} E(0, \tau) [1 - J_0(\nu)], \quad (5)$$

$$E_x(z, \tau) = e^{iqz} E(0, \tau) \left\{ 1 - \frac{1 + \eta_3}{2} [1 - J_0(\nu)] \right\}, \quad (6)$$

где $\nu = 2\sqrt{\beta z \Pi(\tau)}$, η_1, η_2, η_3 — поляризационные параметры Стокса для сильной волны. Как и в случае квазистационарного взаимодействия, изменение линейной поляризации зондирующего импульса обусловлено круговой (η_2) и линейной под углом 45° (η_1) поляризациями сильной волны.

Для угла поворота главных осей Θ и эксцентриситета Δ эллипса поляризации пробной волны получаем

$$\operatorname{tg} 2\Theta = - \frac{\eta_1 [1 - J_0(\nu)] \left\{ 1 - \frac{1 + \eta_3}{2} [1 - J_0(\nu)] \right\}}{1 - (1 + \eta_3) [1 - J_0(\nu)] \left\{ 1 - \frac{\eta_3}{2} [1 - J_0(\nu)] \right\}}, \quad (7)$$

$$\Delta = \sqrt{1 - b_1^2/b_2^2} \quad (8)$$

где

$$b_{1,2} = \sqrt{(1 + \gamma_{12}) \left[\frac{1 - \gamma_{13}}{2} - \frac{1 + \gamma_{13}}{2} J_0^2(\nu) \right] + \gamma_{12} \gamma_{13} J_0(\nu) \mp \sqrt{(1 - \gamma_{12}) \left[\frac{1 - \gamma_{13}}{2} - \frac{1 + \gamma_{13}}{2} J_0^2(\nu) \right] - \gamma_{12} \gamma_{13} J_0(\nu)}} \quad (9)$$

Как видим, угол поворота и эксцентриситет имеют сложную осциллирующую зависимость от параметра ν . Заметим, что угол поворота Θ не зависит от круговой поляризации, а эксцентриситет Δ от линейной под углом 45° поляризации сильной волны. Если $\eta_1 = 0$, то образовавшийся эллипс поляризации слабого импульса не поворачивается относительно осей x, y ($\Theta = 0$), а если $\eta_2 = 0$, то поляризация остается линейной ($\Delta = 1$).

В эксперименте обычно измеряется энергия y -компоненты пробной волны, выражение для которой имеет вид

$$W_y = W(0) \frac{\eta_1^2 + \eta_2^2}{4} \left\{ 1 - \frac{2J_1(2\sqrt{B})}{\sqrt{B}} + J_0^2(2\sqrt{B}) + J_1^2(2\sqrt{B}) \right\} \quad (10)$$

Здесь $B = \frac{4\pi}{c} W_s \beta z$, W_s и $W(0)$ — полные энергии сильного и слабого импульсов соответственно на входе в среду.

Из формулы (10) видно, что изменение поляризации одинаковым образом зависит от плотности среды, длины прохождения и энергии накачки. Зависимость отношения $W_y/W(0)$ от комбинированного параметра B приведена на рис. 1. При малых B (нестационарности не успевают развиваться)

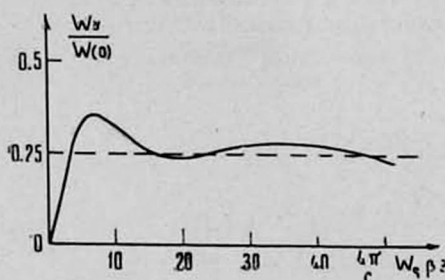


Рис. 1.

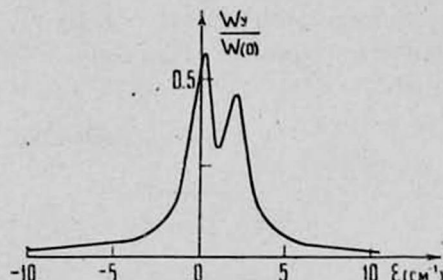


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость отношения $W_y/W(0)$ от параметра $B = 4\pi/c \cdot W_s \beta z$ ($\eta_1^2 + \eta_2^2 = 1$).

Рис. 2. Зависимость отношения $W_y/W(0)$ от расстройки двухфотонного резонанса ε . Расчеты проведены для паров натрия ($Nz = 8,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $W_s = 28 \text{ мДж/см}^2$, $\eta_1^2 + \eta_2^2 = 1$).

для указанного отношения получается квадратичная зависимость. При увеличении B начинаются осцилляции и при больших B отношение $W_y/W(0)$ стремится к значению $(\eta_1^2 + \eta_2^2)/4$.

Представляет интерес рассмотреть зависимость W_y от расстройки резонанса. Численные расчеты показывают, что эта зависимость имеет вид, представленный на рис. 2 (для импульсов предполагалась форма $E(0, \tau)$; $E_s(\tau) \sim \text{ch}^{-1}(\tau/\tau_0)$). Смещение двугорбой резонансной кривой относительно значения расстройки $\varepsilon = 0$ обусловлено штарковским сдвигом энергетических уровней. Ширина провала — порядка спектральной ширины импульсов. В отличие от стационарного случая провал между горбами не достигает нулевого значения, так как в этом случае штарковский сдвиг не постоянен (он меняется в соответствии с амплитудой сильного импульса), в результате чего и получается некоторое среднее значение, отличное от нуля. Вдали от резонанса W_y падает по закону $1/\varepsilon^2$, и в этом случае закономерности аналогичны квазистационарному случаю.

Выражаю глубокую благодарность В. М. Арутюняну и А. Ж. Мурадяну за постановку задачи и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 69, 44 (1975).
2. Арутюнян В. М., Адоны Г. Г., Шахназарян Н. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 27 (1976).
3. Wisman C., Hansch T. W. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
4. Liao P. T., Bjorklund G. C. Phys. Rev., A15, 2009 (1977).
5. Keller J.-C., Delsart C. Opt. Commun., 20, 147 (1977).
6. Адоны Г. Г., Кочарян А. М. Оптика и спектроскопия, 40, 719 (1976).
7. Шалагин А. М. ЖЭТФ, 73, 99 (1977).
8. Kaftandjian V. P., Talin B., Klein L. J. de Physique, 40, 1037 (1979).
9. Арутюнян В. М. и др. Тезисы докладов IX Всесоюзной конф. по КНО, Ленинград, ч. II, 1978, с. 44.
10. Shank C. V., Ippen E. P. Appl. Phys. Lett., 26, 62 (1975).
11. Буров Л. И., Саржевский А. М. ДАН БССР, 26, 325 (1982).
12. Kuwata M., Mita T., Nagasawa N. Opt. Commun., 40, 238 (1982).
13. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 47, 1627 (1983).

ԳԵՐԿԱՐՃ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ԷԼԵՊՏԻԿ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ

Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Զուգահեռ է գերկարճ լուսային իմպուլսների բեռնացման փոփոխության խնդիրը երկֆոտոն-
ակզոնանսի մոտ հաշվի առնելով ինտենսիվ և թույլ իմպուլսների շրջանային բաղադրիչների
միջև պարամետրիկ կապը: Միջավայրի օպտիկական ոչլիզոտրոպությունը ստեղծվում է ուժեղ
էլիպտիկ բեռնացված գերկարճ իմպուլսով: Ցույց է տրված, որ թույլ ալիքի մուտքի գծային-
բեռնացումը միջավայրում վերածվում է էլիպտիկ բեռնացման, որի պարամետրերը տատան-
վում են յամանակի ընթացքում և տարածության մեջ: Այդ փոփոխությունները պայմանավորված
են փոխազդեցության ոչստացիոնար բնույթով, որը թուլանում է ակզոնանսի ապալարի մեծաց-
մամբ:

CHANGE OF POLARIZATION OF ULTRASHORT PULSES OF LIGHT INDUCED BY AN INTENSE ELLIPTICALLY POLARIZED PULSE

L. S. PETROSYAN

The problem of polarization change of ultrashort pulses of light near the two-photon resonance is solved taking into account the parametric coupling between circular components of an intense and probing pulses, the optical anisotropy of the medium being induced by the intense elliptically polarized pulse. It is shown that the initial linear polarization of the probing wave in the medium becomes elliptical with parameters oscillating both in time and in space. These changes are due to the non-stationary nature of the interaction reducing at the increase of resonance detuning.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 94—99 (1987)

УДК 621.382

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЛИ УГЛОВОЕ СУЖЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Г. К. АВЕТИСЯН, К. З. АЦАГОРЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 декабря 1985 г.)

Показана возможность энергетического или углового сужения пучков заряженных частиц на основе явления «отражения» от лазерного импульса в вынужденных черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах. Для реальных значений параметров энергетический или угловой разброс можно уменьшить на порядок.

Известно, что в вынужденном черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах, начиная с некоторого критического значения интенсивности, поперечная электромагнитная волна ведет себя подобно потенциальному барьеру и происходит неупругое «отражение» частицы от волны [1—3]. На основе этого явления в работах [4—6] был предложен способ монохроматизации пучков заряженных частиц, обладающих достаточно большими значениями энергетического разброса по сравнению с угловым. В настоящей работе обсуждается результат «отражения» пучка частиц с произвольными значениями энергетического и углового разбросов, что приводит либо к монохроматизации пучка, либо к уменьшению угловой расходимости, в зависимости от соотношения между величинами углового и энергетического разбросов. При этом оказывается, что монохроматизация возможна и без жесткого ограничения на угловые разбросы, предполагаемого в работах [4—6].

Рассмотрим сначала «отражение» пучка частиц в вынужденном черенковском процессе. Пусть пучок заряженных частиц с энергетическим (Δ_0) и угловым (δ_0) разбросами взаимодействует с плоской поперечной волной

CHANGE OF POLARIZATION OF ULTRASHORT PULSES OF LIGHT INDUCED BY AN INTENSE ELLIPTICALLY POLARIZED PULSE

L. S. PETROSYAN

The problem of polarization change of ultrashort pulses of light near the two-photon resonance is solved taking into account the parametric coupling between circular components of an intense and probing pulses, the optical anisotropy of the medium being induced by the intense elliptically polarized pulse. It is shown that the initial linear polarization of the probing wave in the medium becomes elliptical with parameters oscillating both in time and in space. These changes are due to the non-stationary nature of the interaction reducing at the increase of resonance detuning.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 94—99 (1987)

УДК 621.382

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЛИ УГЛОВОЕ СУЖЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Г. К. АВЕТИСЯН, К. З. АЦАГОРЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 декабря 1985 г.)

Показана возможность энергетического или углового сужения пучков заряженных частиц на основе явления «отражения» от лазерного импульса в вынужденных черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах. Для реальных значений параметров энергетический или угловой разброс можно уменьшить на порядок.

Известно, что в вынужденном черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах, начиная с некоторого критического значения интенсивности, поперечная электромагнитная волна ведет себя подобно потенциальному барьеру и происходит неупругое «отражение» частицы от волны [1—3]. На основе этого явления в работах [4—6] был предложен способ монохроматизации пучков заряженных частиц, обладающих достаточно большими значениями энергетического разброса по сравнению с угловым. В настоящей работе обсуждается результат «отражения» пучка частиц с произвольными значениями энергетического и углового разбросов, что приводит либо к монохроматизации пучка, либо к уменьшению угловой расходимости, в зависимости от соотношения между величинами углового и энергетического разбросов. При этом оказывается, что монохроматизация возможна и без жесткого ограничения на угловые разбросы, предполагаемого в работах [4—6].

Рассмотрим сначала «отражение» пучка частиц в вынужденном черенковском процессе. Пусть пучок заряженных частиц с энергетическим (Δ_0) и угловым (δ_0) разбросами взаимодействует с плоской поперечной волной

в среде с показателем преломления $n > 1$. Введем безразмерный параметр интенсивности волны $\xi = eA/mc^2$ (A — амплитуда векторного потенциала). Тогда величина критической интенсивности, выше которой вынужденный черенковский процесс протекает только в одном направлении (либо поглощение фотонов поля, либо излучение) и происходит «отражение» частицы, определяется формулой [1]

$$\xi_{кр.} = \frac{\gamma(1 - n^2 \cos^2 \vartheta)^2}{2\beta(n^2 - 1)|\sin \vartheta|}, \quad \vartheta \neq 0. \quad (1)$$

Здесь ϑ — угол между скоростью частицы и направлением распространения волны, $\beta = v/c$, $\gamma = E/mc^2$.

Ход вынужденного процесса зависит от начальной скорости частицы, что видно из выражения для изменения энергии частицы после взаимодействия [1]:

$$E' - E = \frac{2E}{n^2 - 1}(1 - n^2 \cos^2 \vartheta). \quad (2)$$

Таким образом, чтобы при «отражении» пучка частиц его средняя энергия не изменилась, необходимо направить ось пучка под черенковским углом ϑ_0 к лазерному лучу, т. е.

$$n\beta_0 \cos \vartheta_0 = 1, \quad (3)$$

где $\beta_0 = v_0/c$, v_0 — средняя скорость частиц в пучке.

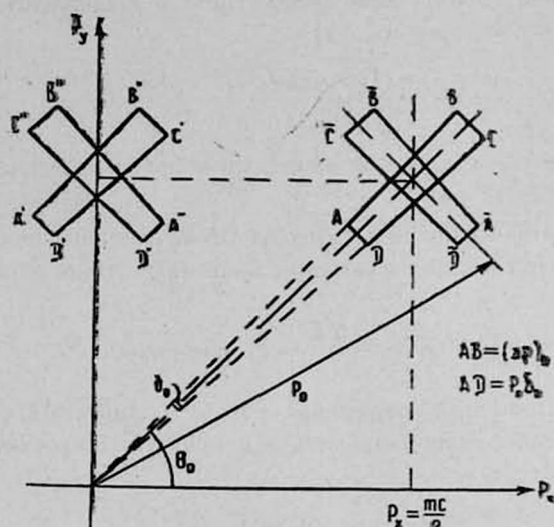
Поскольку у нас имеется один свободный параметр (для данного β_0 параметры ϑ_0 и n связаны условием (3)), с его помощью можно управлять изменением энергии (2) частиц после «отражения» и получить минимальный конечный разброс пучка по энергии (монохроматизация). Физически понятно, что при монохроматизации будет увеличиваться угловая расходимость пучка и, наоборот, угловое сужение пучка приведет к демонхроматизации. Продемонстрируем графически возможность монохроматизации или углового сужения пучка в нерелятивистском случае, где картина весьма наглядна (см. рисунок).

Пусть начальный пучок в импульсном пространстве занимает площадь $ABCD$ (AB соответствует энергетическому разбросу, AD — угловому). В сопутствующей волне системе пучок будет занимать площадь $A'B'C'D'$. Поскольку в этой системе взаимодействие происходит со «стоячим барьером» (упругое отражение), то площадь $A''B''C''D''$ пучка после отражения получится из $A'B'C'D'$ симметричным отображением относительно оси P_y ($P'_x = -P_x$, $P'_y = P_y$). Переходя снова в лабораторную систему, получим площадь $\tilde{A}\tilde{B}\tilde{C}\tilde{D}$, симметричную $ABCD$ относительно оси $P_x = mc/n$.

Из рисунка следует, что при $\beta_0 < (\Delta p)_0/p_0$ происходит монохроматизация пучка, а в обратном случае $\beta_0 > (\Delta p)_0/p_0$ — угловое сужение пучка, причем эти процессы происходят тем эффективнее, чем больше асимметрия между начальными значениями углового и энергетического разбросов. Так как площадь $\tilde{A}\tilde{B}\tilde{C}\tilde{D}$ равна площади $ABCD$, то фазовый объем пучка не меняется при монохроматизации, в согла-

сии с теоремой Лиувилля. Оптимальный вариант в нерелятивистском случае получается при $\vartheta_0 = 45^\circ$, когда угловой разброс превращается в энергетический и наоборот ($\delta = (\Delta p)_0/p_0$, $(\Delta p/p_0) = \delta_0$).

В релятивистском случае графическая картина усложняется. Ко-



нечный энергетический разброс в этом случае найдем аналитически, проследив с помощью формулы (2) за изменением энергии частиц, лежащей в интервале от $E_0 - E_0 \Delta_0/2$ до $E_0 + E_0 \Delta_0/2$. Если средние параметры пучка (v_0, ϑ_0) удовлетворяют черенковскому условию (3), то энергия частиц в пучке после „отражения“ во втором порядке по начальным разбросам равна

$$E' = E_0 \left\{ 1 + \left[1 - \frac{2}{(n^2 - 1) \gamma_0^2 \beta_0^2} \right] \frac{\Delta E}{E_0} + \frac{2 \operatorname{tg} \vartheta}{n^2 - 1} \Delta \vartheta + \right. \\ \left. + \frac{1}{(n^2 - 1) \gamma_0^2 \beta_0^2} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 + \frac{(\Delta \vartheta)^2}{n^2 - 1} + \frac{2 \operatorname{tg} \vartheta}{(n^2 - 1) \beta_0^2} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right) \Delta \vartheta \right\}, \quad (4)$$

где :

$$-\frac{\Delta_0}{2} \leq \frac{\Delta E}{E_0} \leq \frac{\Delta_0}{2}, \quad -\frac{\delta_0}{2} \leq \Delta \vartheta \leq \frac{\delta_0}{2}.$$

Для пренебрежения членами высшего порядка малости в (4) необходимо, чтобы $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll 1$ и $\Delta_0 \ll \beta_0^2$.

Исходя из выражения (4), можно показать, что если $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 > \Delta_0$, то конечный разброс по энергии всегда больше начального и монохроматизация невозможна (аналогично случаю $\delta_0 > (\Delta p)_0/p_0$ нерелятивистского предела). Если же $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 < \Delta_0$, то конечный энергетический разброс может быть меньше начального, причем своего минимального значения он достигает при условии

$$(n^2 - 1) \beta_0^2 \gamma_0^2 = 2. \quad (5)$$

При выполнении условия (5) конечный энергетический разброс равен

$$\Delta = \beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 + \frac{\Delta_0^2}{8 \beta_0^2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что монохроматизация имеет место, когда $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll \Delta_0$.

Условия (3) и (5) определяют угол, под которым нужно направлять ось пучка относительно лазерного луча, чтобы происходила монохроматизация:

$$\cos \vartheta_0 = \frac{1}{\sqrt{2 - \beta_0^2}}. \quad (7)$$

Отметим, что полученное выражение (6) для конечного разброса пучка совпадает с результатом предыдущих работ [4-6], если $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll \Delta_0^2$.

Перейдем теперь к обсуждению случая углового сужения пучка. Углы относительно лазерного луча, под которыми движутся частицы после «отражения», определяются выражением

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \vartheta' = \operatorname{tg} \vartheta_0 + & \left[\frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} - \frac{2n^2}{n^2 - 1} \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \right] \Delta \vartheta + \frac{2n^2 \operatorname{tg} \vartheta_0}{(n^2 - 1) \gamma_0^2 \beta_0^2} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right) \Delta \vartheta - \\ & - \operatorname{tg} \vartheta_0 \left[\frac{n^2}{n^2 - 1} + \frac{n^2 + 1}{n^2 - 1} \left(\frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} - \frac{2n^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}{n^2 - 1} \right) \right] (\Delta \vartheta)^2 + \\ & + \operatorname{tg} \vartheta_0 \frac{n^2 [4n^2 - 3(n^2 - 1) \gamma_0^2]}{(n^2 - 1) \beta_0^4 \gamma_0^4} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 + \\ & + \frac{2n^2}{(n^2 - 1) \beta_0^2 \gamma_0^2} \left(1 - 2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \frac{n^2 + 1}{n^2 - 1} \right) \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right) \Delta \vartheta. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 < \Delta_0$, когда возможна монохроматизация, конечный угловой разброс всегда больше начального и угловое сужение пучка невозможно (случай $\delta_0 < (\Delta p)_0 / p_0$ нерелятивистского предела). В обратном случае $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 > \Delta_0$ конечный угловой разброс может уменьшаться. Он минимален при том же условии (5), когда для него имеем

$$\delta = \frac{\Delta_0}{\gamma_0 \beta_0^2} + \frac{\gamma_0 \delta_0^2}{8}. \quad (9)$$

Угловое сужение пучка происходит тогда, когда $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \gg \Delta_0$.

Выражения (6) и (9) показывают, что в случае, когда происходит монохроматизация ($\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll \Delta_0$), конечный угловой разброс пучка увеличивается и, наоборот, при угловом сужении пучка ($\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \gg \Delta_0$) происходит демонхроматизация, в соответствии с теоремой Лиувилля.

Заметим, что монохроматизация или угловое сужение происходят при одном и том же условии (5) в зависимости от соотношения между начальными разбросами: $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0$ больше или меньше Δ_0 (имеется аналогия с нерелятивистским случаем: условие $\vartheta_0 = 45^\circ$, $\delta \geq (\Delta p)_0 / p_0$). Как следует из (6) и (9), в первом порядке по начальным разбросам происходит взаимная трансформация разбросов пучка: $\Delta_0 \leftrightarrow \beta_0^2 \gamma_0 \delta_0$.

Для реализации монохроматизации или углового сужения пучка необходимо, чтобы энергетические потери частиц из-за неупругих рассеяний

на атомах среды (ионизационные и излучательные потери) были намного меньше энергии когерентного взаимодействия частиц с лазерным излучением (разумеется, и угол многократного рассеяния должен быть много меньше черенковского угла). Для этого необходимо, чтобы показатель преломления среды был достаточно близок к единице. Но, с другой стороны, при $n - 1 \ll 1$ увеличивается величина интенсивности волны $\xi_{кр}$, необходимая для явления «отражения» (см. (1)), а максимальное значение ξ ограничено порогом ионизации среды ($\xi_{кр}^2 < \xi_{max}^2 < \varepsilon/mc^2$, где ε — энергия первой ионизации атомов среды). Анализ показывает, что оптимальные значения показателя преломления среды $n - 1 \sim 10^{-3} + 10^{-5}$ (газы при нормальном давлении и температуре, для CO_2 $n - 1 \simeq 4,48 \times 10^{-4}$, а для He $n - 1 \simeq 3,47 \cdot 10^{-5}$). Для таких сред условие малости ионизационных потерь выполняется всегда. Например, монохроматический пучок электронов с энергией ≈ 100 МэВ в газовой среде He (при нормальных условиях) на длине ≈ 100 см из-за ионизационных потерь приобретает энергетическую ширину $\approx 6,2$ кэВ [7], тогда как когерентное изменение энергии частицы — порядка сотен кэВ. Тем не менее для практической реализации более целесообразно использовать вакуумные варианты эффекта «отражения» [2,3].

Один из таких вариантов эффекта «отражения» основан на вынужденном комптоновском процессе. Геометрия при этом такова: средняя скорость пучка направлена под углом ϑ_0 к лазерному импульсу с частотой ω_1 , на встречу которому распространяется второй импульс с частотой ω_2 .

В этом случае все результаты можно получить из черенковского случая, формальным образом подставив в формулы (2)–(8) вместо n выражение

$$n = \left| \frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} \right|, \quad (10)$$

а критическое значение поля будет определяться следующей формулой

$$\xi_{кр} = \frac{\gamma_0 \sqrt{2}}{\sqrt{n^2 - 1}} \left(\operatorname{tg} \vartheta_0 \delta_0 + \frac{\Delta_0}{\gamma_0^2 \beta_0^2} \right). \quad (11)$$

Условие оптимальной монохроматизации или углового сужения (5) имеет вид

$$(\omega_1 - \omega_2)^2 = 2 \omega_1 \omega_2 (\gamma_0^2 - 1). \quad (12)$$

Ограниченность частотного диапазона существующих лазеров сужает область монохроматизации пучка частиц с помощью встречных лазерных импульсов, поскольку при этом требуется определенное для данного пучка соотношение между частотами волн. В этом случае, как видно из (12), самая благоприятная ситуация имеет место для нерелятивистских пучков, когда $\omega_1 \sim \omega_2$. При этом можно использовать гармоники лазерного излучения или даже ширину частотного спектра одного лазера. Для релятивистских пучков требуется, чтобы $\omega_1 \gg \omega_2$, что трудно осуществить для имеющихся лазеров. Поэтому для релятивистских пучков можно использовать явление «отражения» в вынужденном модуляционном процессе. В этом слу-

чае в (2)–(8), (11) следует заменить $n \rightarrow 1 + \lambda/l$, где λ — длина волны лазерного излучения, l — пространственный период магнитного поля ондулятора. Условие оптимальной монохроматизации (углового сужения) здесь имеет вид

$$\frac{\lambda}{l} \left(2 + \frac{\lambda}{l} \right) = \frac{2}{\gamma_0^2 - 1}. \quad (13)$$

Приведем некоторые численные оценки. Для электронного пучка с энергией $E_0 \sim 50$ МэВ, $\Delta_0 \sim 10^{-2}$, $\delta_0 \sim 10^{-5}$ после „отражения“ от лазера на неодимовом стекле ($\lambda \simeq 1$ мкм) в газовой среде с показателем преломления $n - 1 \sim 10^{-4}$ в режиме монохроматизации энергетический разброс уменьшается на порядок. Необходимая напряженность поля лазерного излучения $\sim 5 \cdot 10^5$ В/см, а черенковский угол $\theta_0 \sim 10^{-2}$ рад. Для достижения такой степени монохроматизации в магнитном ондуляторе с шагом $l \sim 1$ см требуемая напряженность магнитного поля $H \sim 100$ Гс. В обратном режиме угловой разброс пучка с начальным значением $\delta_0 \sim 10^{-3}$ рад уменьшается на порядок, для чего в черенковском процессе необходима напряженность лазерного поля $\sim 5 \cdot 10^7$ В/см или напряженность ондуляторного поля $H \sim 1$ кГс (при тех же значениях остальных параметров).

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Аветисян Г. К. Квантовая электроника, 1, 54 (1972).
2. Haroutunian V. M., Avetissian H. K. Phys. Lett., 59A, 115 (1976).
3. Avetissian H. K. et al. Phys. Lett., 66A, 161 (1978).
4. Avetissian H. K. Phys. Lett., 69A, 399 (1978).
5. Аветисян Г. К. ЖТФ, 10, 2118 (1979).
6. Аветисян Г. К. и др. Письма в ЖЭТФ, 34, 561 (1981).
7. Piestrup M. A. et al. J. Appl. Phys., 46, 132 (1975).

ԼԻՏԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՆՋԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԿԱՄ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ՑՐՎԱԾՔՆԵՐԻ ՓՈՔՐԱՑՈՒՄԸ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Հ. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Զ. ՀԱՏԱԳՈՐՏՅԱՆ

Քննարկված է լիցքավորված մասնիկների փնջերի էներգետիկ կամ անկյունային ցրվածքների փոքրացման հնարավորությունը, հիմնված հարկադրական շերտնկովյան, կոմպտոնյան և օնդուլատորային պրոցեսներում լազերային իմպուլսից մասնիկի «անդրադարձման» երևույթի վրա: Պարամետրերի իրականացնելի արժեքների դեպքում էներգետիկ կամ անկյունային ցրվածքները կարելի է մի կարգ փոքրացնել:

THE REDUCTION IN THE ENERGY SPREAD OR DIVERGENCE OF CHARGED PARTICLE BEAMS BY MEANS OF A LASER PULSE

H. K. AVETISSYAN, K. Z. HATSAGORTSYAN

The possibility of reducing the beam energy spread or divergence using the phenomenon of charged particle „reflection“ from a laser pulse in stimulated Cherenkov, Compton and undulator processes is shown. For practicable values of parameters the energy spread or divergence can be reduced by one order of magnitude.

УДК 535.538.61

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ УСИЛЕНИЯ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ

М. А. ГАНАПЕТЯН, А. А. ГЕВОРГЯН, О. С. ЕРИЦЯН, Ж. О. НИНОЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 июня 1985 г.)

Приведены результаты наблюдения усиления поворота плоскости поляризации (изменения азимута поляризации) и стабилизации азимута поляризации. Эксперимент выполнен на пластинке кристаллического кварца, вырезанной параллельно оптической оси.

1. В последнее время повысился интерес к совершенствованию техники измерения слабых изменений состояния поляризации света. Это связано с тем, что теоретически предсказаны эффекты (см., например, [1—3]), экспериментальное подтверждение которых требует измерения слабых поворотов плоскости поляризации.

Существуют разные методы повышения чувствительности поляриметрических измерений [4, 5]. В частности, в [5] описывается метод использования дихроичной пластинки в качестве усилителя поворота плоскости поляризации; при этом усиление достигается за счет уменьшения интенсивности света.

Так как усиление (и стабилизация, которая может рассматриваться как усиление с коэффициентом усиления, меньшим 1) имеет место при условии $|d\psi/d\varphi| \neq 1$ (φ и ψ — азимуты поляризации волн, падающей на среду (φ) и взаимодействовавшей с ней (ψ)), то оно возможно при неэквивалентности разных азимутов поляризации падающей волны: неэквивалентность приводит к нелинейной зависимости между ψ и φ и, следовательно, к возможности отличия $|d\psi/d\varphi|$ от 1. В работе [6] указано на наличие усиления при прохождении света через анизотропную магнитоактивную, анизотропную негиротропную пластинку и слой холестерического жидкого кристалла и приведены результаты расчета усиления для однородной негиротропной пластинки. Изучение нелинейной зависимости между азимутами поляризации падающей и прошедшей волн в случае анизотропной магнитоактивной пластинки проведено в [7]; в частности, была исследована зависимость поворота большой полуоси эллипса поляризации и эллиптичности поляризации прошедшего света от азимута и эллиптичности поляризации падающей волны. В работе [8] исследовалось влияние гиротропии и поглощения на характер зависимости азимута поляризации падающей волны для естественно-активной анизотропной пластинки.

Неэквивалентность азимутов в случае анизотропных однородных пластинок, слоев холестерических жидких кристаллов и дихроичных пласти-

нок обусловлена анизотропией; для последних она заключается в зависимости поглощения от азимута поляризации. При отражении света от изотропной среды неэквивалентность обусловлена различием коэффициентов отражения волн с p - и s -поляризацией [9].

2. Ниже приводятся результаты измерений усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации на пластинке кристаллического кварца, вырезанной параллельно оптической оси. В такой ситуации, как известно [10], наличие гиротропии при падении света с электрическим полем, параллельным или перпендикулярным оптической оси, приводит лишь к слабой эллиптичности порядка 10^{-3} с поворотом эллипса всего на несколько угловых минут*. Благодаря малости этих эффектов в нашем эксперименте гиротропия кварца не обнаруживалась. Измерялась зависимость азимута поляризации прошедшей световой волны (ψ) от азимута поляризации падающей волны (φ). Измерения проводились на установке, схематически изображенной на рис. 1а. Установка состоит из источника света 1 (лазер ЛГ-75), поляризатора 2, анизотропной ячейки 3, анализатора 4, детектора 5 (фотодиод ФД-24К). Ячейка представляет собой установленную перпендикулярно лучу кварцевую кристаллическую пластинку с оптической осью, лежащей в плоскости пластинки.

Измерения проводились с помощью компенсационной схемы для подавления оптических шумов и повышения чувствительности измерения (рис. 1б). При нормальном падении плоско-поляризованной волны на кварцевую пластинку выходящая волна в общем случае является эллиптически-поляризованной. Азимут поляризации ψ измерялся посредством нахождения минимума интенсивности, соответствующего совпадению направления пропускания анализатора с направлением малой полуоси эллипса поляризации. Результаты измерений приведены на рис. 2. Кривая 1 соответствует

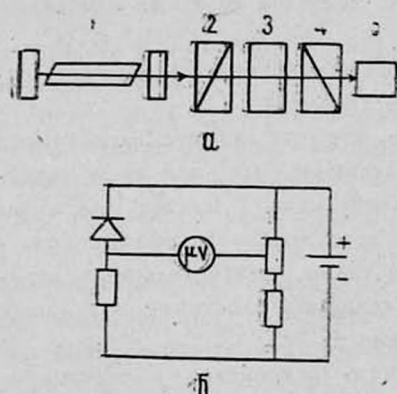


Рис. 1.

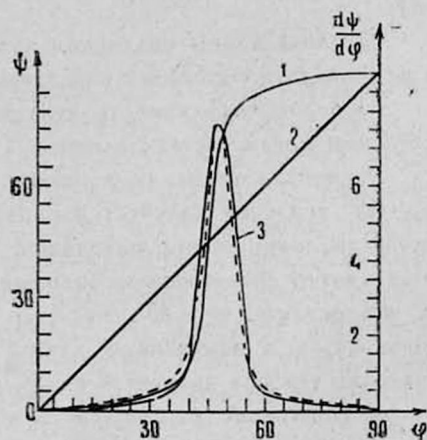


Рис. 2.

зависимости ψ от φ кварцевой пластинки с толщиной $d = 3,307$ мм (по оси ординат отложены средние трех измерений азимута ψ). Кривая 2 соответствует той же зависимости для оптически-изотропного стекла (использо-

* Это обусловлено тем, что эллипсы поляризации собственных волн в пластинке сильно вытянуты.

ванного для контрольного измерения). На основе экспериментальных данных была вычислена производная азимута поляризации ψ по азимуту поляризации φ ($d\psi/d\varphi$). Кривая 3 соответствует зависимости $d\psi/d\varphi$ от азимута поляризации падающей волны для кварцевой пластинки. Максимальная абсолютная ошибка измерения азимута поляризации прошедшей волны соответствует азимутам, близким к 45° , и не превышает 5° .

3. *Обсуждение результатов.* Как следует из рис. 2, для изотропного стекла зависимость ψ от φ является линейной с крутизной графика, равной 1, т. е. $\psi = \varphi$ и производная $d\psi/d\varphi$ постоянна и равна единице. Для кварцевой пластинки величина $|d\psi/d\varphi|$ может быть как больше единицы, так и меньше единицы. Это свойство анизотропной пластинки может быть использовано как для стабилизации азимута поляризации (в областях, где $d\psi/d\varphi \ll 1$), так и для усиления (в областях, где $|d\psi/d\varphi| > 1$) поворота плоскости поляризации (или поворота эллипса поляризации).

Усиление было рассчитано нами также на ЭВМ на основе формул работы [6]. Расчеты были выполнены при значениях параметров $\epsilon_1 = 2,40808$ и $\epsilon_2 = 2,37992$ (ϵ_1, ϵ_2 — главные значения тензора диэлектрической проницаемости кварца на длине волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$) при разных толщинах пластинки (шаг изменения толщины пластинки был равен 10^{-4} мм). Значения ϵ_1 и ϵ_2 на указанной длине волны были найдены с помощью интерполяции табличных данных показателей преломления для кварца. Наилучшее совпадение расчетного графика с экспериментальным получилось при $d = 3,3197$ мм (рис. 2, пунктир). Некоторое расхождение теоретических и экспериментальных результатов может быть обусловлено несколькими факторами:

1) пластинка не была идеально плоско-параллельной, т. е. имелся разброс толщины ($d = 3,307$ мм — усредненное значение толщины пластинки);

2) длина волны излучения лазера могла меняться во время измерений и не совпадать с номинальной длиной;

3) перпендикулярность луча к пластинке обеспечивалась неточно (отклонения могли составить около 1 углового градуса).

Расчеты, а также эксперимент показали, что при азимуте поляризации $\varphi = 45^\circ$ усиление получается близким к максимальному; при этом эллиптичность поляризации выходящей волны наибольшая и близка к 1. Этим объясняется сравнительно большая ошибка в эксперименте вблизи азимута поляризации $\varphi = 45^\circ$. Расчеты показали также чувствительность величины $d\psi/d\varphi$ к изменениям длины волны, толщины пластинки и главных значений тензора диэлектрической проницаемости.

4. *Изменение разрешающей способности устройства, измеряющего азимут.*

Пусть перед лучом света с эллиптичностью поляризации $\mathcal{E}_0$ поставлен николю, причем направление пропускания николя перпендикулярно большой полуоси эллипса поляризации. При вращении николя на угол $\delta\varphi$ интенсивность света, прошедшего через николю, изменится на величину

$$\delta J_0 = (1 - \mathcal{E}_0^2)(1 + \mathcal{E}_0^2)^{-1}(\delta\varphi)^2 J_0,$$

где J_0 — интенсивность падающего света. Если перед николем поставить

анизотропную пластинку, то интенсивность света, падающего на николь, станет J_4 , а эллиптичность поляризации станет равной $\mathcal{E}$. Повернем николь на угол $\delta\psi$ относительно положения, в котором направление пропускания перпендикулярно большой полуоси эллипса поляризации. Интенсивность света, прошедшего через николь, изменится на величину

$$\delta J_4 = (1 - \mathcal{E}^2)(1 + \mathcal{E}^2)^{-1} (\delta\psi)^2 J_4.$$

Для сравнения разрешающих способностей устройства с никодем, измеряющего азимут, в двух случаях, когда перед никодем поставлена пластинка и когда ее нет, необходимо приравнять друг другу δJ_0 и δJ_4 , откуда для отношения R указанных разрешающих способностей получаем

$$R = \left| \frac{d\psi}{d\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right| = \sqrt{\frac{1 - \mathcal{E}^2}{1 + \mathcal{E}^2} \left(\frac{1 - \mathcal{E}_0^2}{1 + \mathcal{E}_0^2} \right)^{-1} \frac{J_4}{J_0} \left(\frac{d\psi}{d\varphi} \right)^2}. \quad (1)$$

На рис. 3 приведены графики, характеризующие усиление при

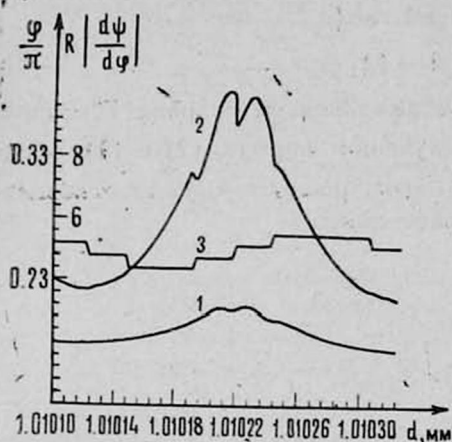


Рис. 3. Зависимость $R_{\max}$, $d\psi/d\varphi$ и $\varphi_{\max}$ от толщины пластинки (кривые 1, 2, 3 соответственно); $\varepsilon_1 = 2,40684$, $\varepsilon_2 = 2,37869$, $\lambda = 6438 \text{ \AA}$.

$J_0 = J_4$, $\mathcal{E}_0 = 0$. Кривая 1 определяет зависимость $R_{\max}$ от толщины d , где $R_{\max}$ — максимальное значение R , достигаемое при изменении φ , когда толщина d пластинки фиксирована. Для кривой 2 по оси ординат отложены значения коэффициента усиления по азимуту, соответствующие значениям азимута $\varphi_{\max}$, для которых R достигает максимума. Ломаная линия характеризует зависимость $\varphi_{\max}$ от d . Как следует из рис. 3, во всем представленном (довольно широком) интервале одновременно имеем $R_{\max} > 1$ и $d\psi/d\varphi > 1$. Благодаря тому, что $R_{\max}$ значительно отличается от 1, приближение $J_0 \simeq J_4$ (неучет потерь интенсивности в пластинке) не влияет на справедливость соотношения $R_{\max} > 1$.

При

$$T_1^2 \cos^2 \varphi = T_2^2 \sin^2 \varphi,$$

где

$$T_{1,2} = 4n_{1,2} \left\{ 16n_{1,2}^2 \cos^2 \left(\frac{\omega}{c} n_{1,2} d \right) + 4(1 + n_{1,2}^2)^2 \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \left(\frac{\omega}{c} n_{1,2} d \right) \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad n_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_{1,2}},$$

выражение для R принимает простой вид

$$R^2 = \frac{T_1^2 \cos^2 \varphi + T_2^2 \sin^2 \varphi}{4 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi |\cos(\Phi_x - \Phi_y)|}, \quad (2)$$

$$\Phi_{x,y} = \arctg \left\{ (1 + n_{1,2}^2) (2n_{1,2})^{-1} \operatorname{tg} \left(\frac{\omega}{c} n_{1,2} d \right) \right\}.$$

Полагая $n_{1,2} \approx 1,5$, получаем, что $T_{1,2}$ изменяются (в зависимости от ω, d) в пределах от $1 - \Delta_{1,2}$ до 1, $\Delta_{1,2} \leq 0,08$. Пренебрегая величиной $\Delta_{1,2}$ относительно 1, из (2) получаем

$$R^2 = \frac{1 - (\Delta_1 + \Delta_2)}{|\cos(\Phi_x - \Phi_y)|}. \quad (3)$$

При $R^2 > 1$ коэффициент усиления $|d\psi/d\varphi|$ также больше 1 (так как R^2 получается из $|d\psi/d\varphi|$ умножением последнего на величину $(1 - \mathcal{E}^2)(1 + \mathcal{E}^2)^{-1}$, которая меньше 1; считаем, что $\mathcal{E}_0 = 0$), поэтому одновременно имеем $R > 1$ и $|d\psi/d\varphi| > 1$, если

$$|\cos(\Phi_x - \Phi_y)| < |1 - (\Delta_1 + \Delta_2)|.$$

В случае, когда одновременно с выполнением условия $T_1^2 \cos^2 \varphi = T_2^2 \sin^2 \varphi$, использованного при получении формул (2) и (3), обращается в нуль $\cos(\Phi_x - \Phi_y)$, поляризация прошедшей волны становится круговой и понятие усиления теряет смысл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 36, 964 (1959).
2. Алексеев В. А., Зельдович Б. Я., Собельман И. И. УФН, 118, 385 (1976).
3. Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях. Изд. Наука, М., 1981.
4. Запасский В. С. ЖПС, 37, 181 (1982).
5. Запасский В. С. Опт. и спектр., 47, 810 (1979).
6. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 70 (1984).
7. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Опт. и спектр., 49, 920 (1980).
8. Гречушников Б. Н. и др. Кристаллография, 25, 603 (1980).
9. Свиташев К. К., Хасанов Т. Опт. и спектр., 54, 538 (1983).
10. Федоров Ф. И., Константинова А. Ф. Опт. и спектр., 12, 505 (1962).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ԱԶԴՄՈՒՄԻ ԿԱՅՈՒՆԱՑՄԱՆ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄԸ

Մ. Ա. ԳԱՆԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ժ. Հ. ՆԻՆՈՅԱՆ

Բերվում են բեկոացման հարթության պտույտի ուժեղացման և բեկոացման աղիմուտի
Հայտնացման փորձարարական դիտման արդյունքները: Փորձը կատարվել է օպտիկական առանց-
քին զուգահեռ կտրված բյուրեղային կվարցի թիթեղով:

AN EXPERIMENTAL OBSERVATION OF THE AMPLIFICATION OF POLARIZATION PLANE ROTATION AND OF POLARIZATION AZIMUTH STABILIZATION

M. A. GANAPETYAN, A. H. GEVORGYAN, H. S. ERITSYAN, G. H. NINOYAN

The results of an experimental observation of the amplification of polarization plane rotation and of stabilization of polarization azimuth of the light passing through quartz plates are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 105—109 (1987)

УДК 681.7.068

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕТОВОДАХ

В. С. БАБАЯН, Т. В. БАБКИНА, В. С. БУТЫЛКИН,
В. В. ГРИГОРЬЯНЦ, П. С. ФИШЕР

Институт радиотехники и электроники АН СССР

(Поступила в редакцию 5 марта 1986 г.)

Исследованы механизмы прохождения мощных импульсов пикосекундной длительности по одномодовым анизотропным световодам. Показано влияние индуцированного нелинейностью вращения эллипса поляризации на пропускание системы поляризатор—световод—анализатор.

Одним из последних достижений оптоэлектроники является создание нового типа сред — анизотропных волоконных световодов (АВС), способных за счет эллиптичности распределения показателя преломления сердцевинны поддерживать распространение двух взаимно ортогональных мод. Электрическое поле мощных световых импульсов при распространении их в АВС может привести к развитию кубических по полю явлений нелинейной оптики, таких как наведенное двулучепреломление и вращение эллипса поляризации излучения [1]. Нелинейные свойства анизотропных световодов явились основой для создания ряда устройств. Описаны сверхскоростные затворы [2], оптические логические ячейки [3], системы для дискриминации световых импульсов по мощности [4]. Однако некоторые особенности пропускания излучения системами с АВС не нашли удовлетворительного толкования в упомянутых работах [3, 4]. Целью настоящей работы является детальное изучение зависимости пропускания системы из АВС и анализатора от начальной ориентации плоскости поляризации мощного излучения относительно осей системы.

Вектор электрического поля излучения, распространяющегося по АВС, описывается суперпозицией двух ортогональных мод:

$$E = [x C_x(z) + \hat{y} C_y(z)] f(x, y) e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

AN EXPERIMENTAL OBSERVATION OF THE AMPLIFICATION OF POLARIZATION PLANE ROTATION AND OF POLARIZATION AZIMUTH STABILIZATION

M. A. GANAPETYAN, A. H. GEVORGYAN, H. S. ERITSYAN, G. H. NINOYAN

The results of an experimental observation of the amplification of polarization plane rotation and of stabilization of polarization azimuth of the light passing through quartz plates are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 105—109 (1987)

УДК 681.7.068

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕТОВОДАХ

В. С. БАБАЯН, Т. В. БАБКИНА, В. С. БУТЫЛКИН,
В. В. ГРИГОРЬЯНЦ, П. С. ФИШЕР

Институт радиотехники и электроники АН СССР

(Поступила в редакцию 5 марта 1986 г.)

Исследованы механизмы прохождения мощных импульсов пикосекундной длительности по одномодовым анизотропным световодам. Показано влияние индуцированного нелинейностью вращения эллипса поляризации на пропускание системы поляризатор—световод—анализатор.

Одним из последних достижений оптоэлектроники является создание нового типа сред — анизотропных волоконных световодов (АВС), способных за счет эллиптичности распределения показателя преломления сердцевинны поддерживать распространение двух взаимно ортогональных мод. Электрическое поле мощных световых импульсов при распространении их в АВС может привести к развитию кубических по полю явлений нелинейной оптики, таких как наведенное двулучепреломление и вращение эллипса поляризации излучения [1]. Нелинейные свойства анизотропных световодов явились основой для создания ряда устройств. Описаны сверхскоростные затворы [2], оптические логические ячейки [3], системы для дискриминации световых импульсов по мощности [4]. Однако некоторые особенности пропускания излучения системами с АВС не нашли удовлетворительного толкования в упомянутых работах [3, 4]. Целью настоящей работы является детальное изучение зависимости пропускания системы из АВС и анализатора от начальной ориентации плоскости поляризации мощного излучения относительно осей системы.

Вектор электрического поля излучения, распространяющегося по АВС, описывается суперпозицией двух ортогональных мод:

$$E = [x C_x(z) + \hat{y} C_y(z)] f(x, y) e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

где $C_j = c_j e^{ik_j z}$ — комплексные амплитуды, $f(x, y)$ — пространственное распределение электрического поля, $k_j = 2\pi n_j / \lambda_0$ — постоянные распространения поляризованных мод, n_j ($j = x, y$) — главные значения показателя преломления АВС. В общем случае при ориентации плоскости поляризации излучения под углом θ к оси x АВС (рис. 1) излучение на выходе АВС будет поляризовано эллиптически, так что

$$\left(\frac{E_x}{c_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{c_y}\right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{c_x c_y} \cos \Phi = \sin^2 \Phi, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{c_x}{c_y}, \quad (2)$$

где $\Phi = \Phi_x - \Phi_y = 2\pi L(n_x - n_y)/\lambda$ — набегающая с длиной разность фаз между поляризованными модами. Длина участка АВС, на котором набегают разность фаз $\Phi = 2\pi$, называется длиной межмодовых биений и равна $L_0 = \lambda/(n_x - n_y)$.

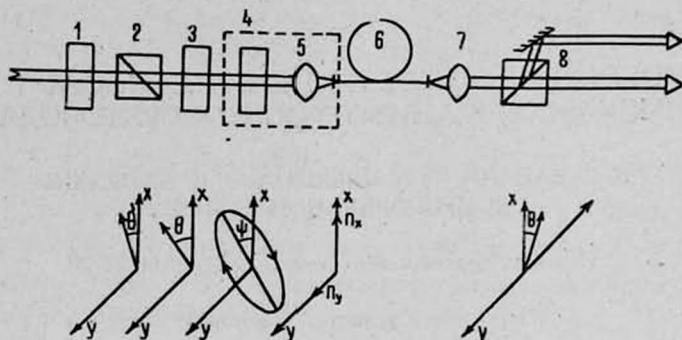


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — аттенуатор, 2 — поляризатор, 3 — гиратор, 4 — компенсатор, 5, 7 — объективы, 6 — отрезок АВС, 8 — анализатор. Показаны также ориентация осей АВС и состояние поляризации на входе и выходе системы при $P = 5\pi/\beta L$; угол наклона ψ большой полуоси эллипса поляризации определяется так: $\operatorname{tg} 2\psi = \operatorname{tg} \left(2 \frac{c_x}{c_y} \right) \times$

$$\times \cos \theta \Phi_x, \quad \theta = \frac{\pi}{4}.$$

Волновое уравнение, учитывающее нелинейность взаимодействия поля мощного излучения со средой, записывается в виде

$$\frac{d^2 E_i}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{ij} E_j = -4\pi \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 P_{\text{нл}}, \quad i, j = x, y, \quad (3)$$

где линейный диэлектрический тензор ε_{ij} диагонален и имеет ненулевые элементы $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_1$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_2$. Ввиду малости линейной анизотропии исследуемых АВС ($n_x - n_y = 10^{-4} - 10^{-5}$) возникающая нелинейная поляризация для эффектов третьего порядка по полю такая же, как и в случае изотропной среды. Следовательно,

$$P_{\text{нл}} = A(|E|^2) E_i + \frac{1}{2} B(E^2) E_i^*, \quad (4)$$

где A и B — нелинейные восприимчивости.

Подставляя (4) в (3) и учитывая (1), получим уравнения для комплексных амплитуд в виде

$$\frac{\partial c_x}{\partial z} = i\beta \left[\left(\sigma + \frac{1}{2} \right) |c_x|^2 c_x + \sigma |c_y|^2 c_x + \frac{1}{2} e^{-4ikz} c_y^2 c_x^* \right],$$

$$\frac{\partial c_y}{\partial z} = i\beta \left[\left(\sigma + \frac{1}{2} \right) |c_y|^2 c_y + \sigma |c_x|^2 c_y + \frac{1}{2} e^{4ikz} c_x^2 c_y^* \right], \quad (5)$$

где

$$\sigma = A/B, \quad k = \frac{\pi(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\lambda n}, \quad \beta = \frac{4\pi\chi}{3\lambda}, \quad \chi = \frac{4\pi n_2}{nc A_{eff}} \cdot 10^7,$$

n_2 — нелинейная константа. Для кварца $n_2 = 1,1 \cdot 10^{-13}$ СГСЭ, $A_{eff} \approx$ площадь сечения сердцевинки АВС.

В работе [4] влияние нелинейности учитывалось введением соответствующих добавок к осям эллипса показателя преломления АВС:

$$\begin{aligned} n_x &= n_{x0} + \chi \left(E_x^2 + \frac{2}{3} E_y^2 \right), \\ n_y &= n_{y0} + \chi \left(E_y^2 + \frac{2}{3} E_x^2 \right), \end{aligned} \quad (6)$$

что является следствием усреднения третьего члена в правой части уравнений (5) в случае больших значений k . Однако при $n_x - n_y = 10^{-1}$, $\lambda = 1$ мкм имеем $k \sim \pi$, и учет третьего члена в уравнениях (5) приводит к вращению эллипса поляризации относительно осей АВС [1], что подтверждается результатами настоящего исследования и непосредственно сказывается на пропускании света всей системой.

Длина биений исследуемых нами АВС была выбрана равной 150 и 170 см. Диаметр сердцевинки АВС — соответственно 3 и 4 мкм, длины обоих отрезков — 4 м. Источником мощных импульсов служил лазер на ИАГ: Nd с пассивной синхронизацией мод. Длительность импульса на $\lambda = 1064$ нм составляла 25 пс по уровню 0,1, энергия в импульсе — 0,2 мДж. Схема установки представлена на рис. 1. Импульсы проходили через аттенюатор, поляризатор, устройство для поворота плоскости поляризации, компенсатор, 20-кратный объектив, вводящий излучение в АВС, исследуемый отрезок АВС, выходной объектив и анализатор. Компенсатор, введенный в систему для упрощения исследований, был изготовлен из пластины кальцита. Поворот кристалла вокруг оси y эквивалентен внесению дополнительного фазового сдвига между x - и y -составляющими поля в системе световод—компенсатор и дополнению общей фазовой расстройки между обеими поляризованными модами до значения 2π :

$$\Phi + \delta\Phi_x = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_x - n_y) + n'_x d = 2\pi,$$

где n'_x — один из главных показателей преломления кристалла, d — толщина кристалла. Таким образом, на выходе АВС сохраняется плоская поляризация с азимутом, определяемым из (1). Из общих соображений ясно, что для слабых импульсов расположения компенсатора до отрезка АВС и после него совершенно эквивалентны по отношению к полному набегу фазы. Анализ показывает, что в отсутствие потерь в компенсаторе эта эквивалентность сохраняется и в случае мощных импульсов.

Результаты проведенных исследований представлены на рис. 2а и б. На рис. 2а приведены зависимости эллиптичности и азимута эллипса поляризации от мощности излучения при ориентации поляризации исходно-

го излучения под углом 45° к осям АВС. Видна эволюция исходной поляризации от линейной через эллиптическую снова к линейной, но ортогональной. Мощность в АВС, необходимая для одного такого цикла, была равна 350 Вт. Расчетная мощность равна 400 Вт для АВС с вышеуказанными параметрами. Следует отметить, что в работе [4] делается предположение о бесконечном росте уровня мощности при указанной ориентации для получения ощутимых искажений исходной поляризации. Учет вращения эллипса поляризации приводит к изменению пропускания всей системы.

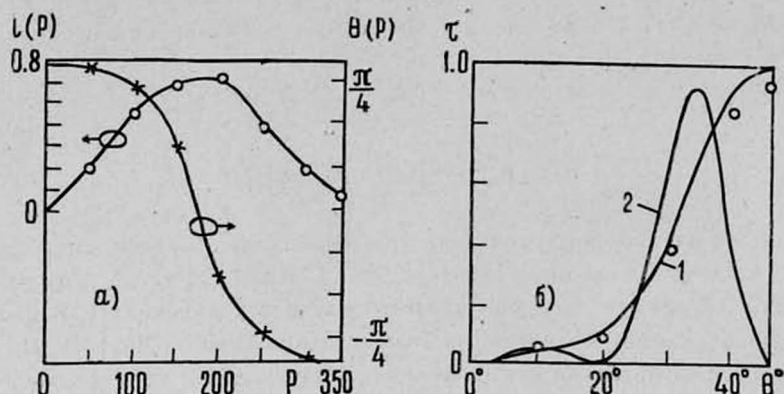


Рис. 2. а) Зависимость эллиптичности и угла наклона осей эллипса поляризации от мощности введенного в АВС излучения: $l(P)$ — эллиптичность, $\theta(P)$ — угол наклона большой полуоси эллипса поляризации, P — мощность излучения (в ед. Вт). б) Пропускание анализатора в зависимости от ориентации плоскости поляризации вводимого в АВС излучения относительно осей компенсатора при $P = 350$ Вт: 1 — расчетная кривая зависимости пропускания от азимута поляризации [1] с экспериментальными точками; 2 — теоретическая зависимость, приведенная в работе [4] (τ — пропускание, θ — угол наклона плоскости поляризации вводимого излучения).

На рис. 2б 1 — расчетная кривая зависимости пропускания от азимута поляризации [1] с наложенными на нее экспериментальными точками. Видно вполне удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными. Небольшое расхождение в области малых углов объясняется ограниченным динамическим диапазоном системы регистрации. На том же рисунке кривая 2 представляет теоретическую зависимость, приведенную в работе [4]. Параллельно на фотохронографе «Агат» проводился контроль длительности прошедшего излучения. Установлено уменьшение длительности выходного импульса, прошедшего через систему со скрещенными анализатором и поляризатором, в 1,5 раз по сравнению с входным импульсом. Укорочение это происходит за счет обрезания участков с небольшой мощностью.

В заключение хочется отметить, что настоящая работа, проделанная с целью изучения свойств АВС, разрешает неоднозначность толкования некоторых результатов [3, 4] и полностью подтверждает правильность выводов [1]. Фундаментальные исследования нелинейных свойств АВС определяют возможности создания новых источников сверхкоротких импульсов, логических ячеек и прочих устройств.

1. Winful H. G. Appl. Phys. Lett., 47, 213 (1985).
2. Dziedzic J. M., Stolen R. H., Ashkin A. Appl. Opt., 20, 1403 (1981).
3. Kitayama K., Kimura Y., Seikai S. Appl. Phys. Lett., 46, 317 (1985).
4. Stolen R. H., Botineau J., Ashkin A. Opt. Lett., 7, 512 (1982).

ԱՆԵԶՈՏՐՈՊ ԼՈՒՍԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒՆՏԵՐԻ
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ

Վ. Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ, Տ. Վ. ԲԱԲԿԻՆԱ, Վ. Ս. ԲՈՒՏԻԼԿԻՆ, Վ. Վ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆՑ, Պ. Ս. ՖԻՇԵՐ

Ուսումնասիրվել են անիզոտրոպ միամոդ լուսատարներում հզոր պիկովայրկյանային իմպուլսների տարածման մեխանիզմները: Ցույց է տրված բևեռացուցիչ, լուսատար, անալիզատոր համակարգի բացթողնման վրա բևեռացման էլիպսի ոչ գծային պտույտի ազդեցությունը:

THE NONLINEAR TRANSMISSION OF PICOSECOND PULSES
THROUGH ANISOTROPIC LIGHT GUIDES

V. S. BABAYAN, T. V. BABKINA, V. S. BUTYLKIN
V. V. GRIGORYANTS, P. S. FISHER

The propagation of high intensity picosecond pulses through single mode anisotropic light guides was investigated. The influence of the nonlinear rotation of the polarization ellipse on the transmission of a polarizer, light guide, analyzer system is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 109—113 (1987)

УДК 537.611.43

ЭПР-ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ
БЕЗМЕТАЛЬНОГО ФТАЛОЦИАНИНА (H_2Pc),
ЛЕГИРОВАННОГО НАТРИЕМ

А. Р. АРУТՅՈՅՅԱՆ, Ա. Տ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Յ. Գ. ՇԱՐՅՈՅՆ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 мая 1986 г.)

Экспериментально исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами безметаллового фталоцианина (H_2Pc) β -модификации и парами натрия, в результате которого образуется соединение $Na_x(H_2Pc)$ с $0 < x \leq 8.5$. Методом ЭПР установлено, что в зависимости от концентрации натрия можно осуществлять до четырех последовательных переносов электронов от атомов натрия к молекуле H_2Pc . Рассмотрены изменения электронной структуры молекулы H_2Pc в зависимости от степени легирования.

1. Winful H. G. Appl. Phys. Lett., 47, 213 (1985).
2. Dziedzic J. M., Stolen R. H., Ashkin A. Appl. Opt., 20, 1403 (1981).
3. Kitayama K., Kimura Y., Seikai S. Appl. Phys. Lett., 46, 317 (1985).
4. Stolen R. H., Botineau J., Ashkin A. Opt. Lett., 7, 512 (1982).

ԱՆԵԶՈՏՐՈՊ ԼՈՒՍԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒՆՏԵՐԻ
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ

Վ. Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ, Տ. Վ. ԲԱԲԿԻՆԱ, Վ. Ս. ԲՈՒՏԻԼԿԻՆ, Վ. Վ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆՑ, Պ. Ս. ՖԻՇԵՐ

Ուսումնասիրվել են անիզոտրոպ միամոդ լուսատարներում հզոր պիկովայրկյանային իմպուլսների տարժման մեխանիզմները: Ցույց է տրված բևեռացուցիչ, լուսատար, անալիզատոր համակարգի բացթողնման վրա բևեռացման էլիպսի ոչ գծային պտույտի ազդեցությունը:

THE NONLINEAR TRANSMISSION OF PICOSECOND PULSES
THROUGH ANISOTROPIC LIGHT GUIDES

V. S. BABAYAN, T. V. BABKINA, V. S. BUTYLKIN
V. V. GRIGORYANTS, P. S. FISHER

The propagation of high intensity picosecond pulses through single mode anisotropic light guides was investigated. The influence of the nonlinear rotation of the polarization ellipse on the transmission of a polarizer, light guide, analyzer system is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 109—113 (1987)

УДК 537.611.43

ЭПР-ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ
БЕЗМЕТАЛЬНОГО ФТАЛОЦИАНИНА (H_2Pc),
ЛЕГИРОВАННОГО НАТРИЕМ

А. Р. АРУТՅՈՒՅԱՆ, Ա. Տ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Յ. Գ. ՇԱՐՅՈՅՆ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 мая 1986 г.)

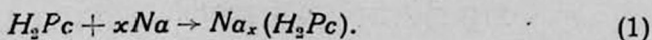
Экспериментально исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами безметаллового фталоцианина (H_2Pc) β -модификации и парами натрия, в результате которого образуется соединение $Na_x(H_2Pc)$ с $0 < x \leq 8.5$. Методом ЭПР установлено, что в зависимости от концентрации натрия можно осуществлять до четырех последовательных переносов электронов от атомов натрия к молекуле H_2Pc . Рассмотрены изменения электронной структуры молекулы H_2Pc в зависимости от степени легирования.

В работах [1—5] было показано, что металлофталоцианины MPc ($M=H_2, Cu, Zn, Pc=C_{32}H_{16}N_8$) взаимодействуют в растворе со щелочными металлами с образованием многозарядных молекулярных анионов MPc .

С целью исследования магнитных взаимодействий между парамагнитными анионами большой интерес представляет получение образцов MPc , легированных щелочным металлом в твердой фазе. В настоящей работе методом ЭПР исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами H_2Pc β -модификации и натрием в зависимости от концентрации щелочного металла.

Исходные фталоцианины очищались двойной возгонкой в вакууме ($10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст.), после чего легировались натрием по методике, описанной в работе [6]. Спектры ЭПР снимались на радиоспектрометре X-диапазона РЭ-1306. Концентрация натрия определялась путем сопоставления навесок исходных и легированных образцов H_2Pc .

Взаимодействие между поликристаллическими образцами H_2Pc β -модификации и натрием можно описать реакцией



Нами исследованы различные образцы $Na_x(H_2Pc)$, в которых концентрация натрия изменялась в интервале $0 < x \leq 8,5$.

Исходные образцы H_2Pc имели сигнал ЭПР с интегральной интенсивностью $I \approx 10^{16}$ спин/г, шириной линии $\Delta H = 6$ Гс и $g = 2,0030$, обусловленный структурными дефектами и комплексами с переносом заряда, образованными с молекулярным кислородом [7]. При легировании натрием появляется новый сигнал ЭПР с $g = 2,0021$, интенсивность и ширина линии которого сильно зависят от концентрации натрия в образце (рис. 1). На графике зависимости $I(x)$ можно выделить четыре диапазона:

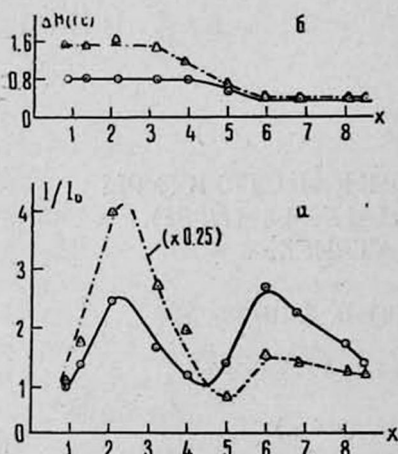


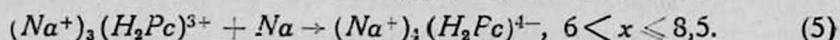
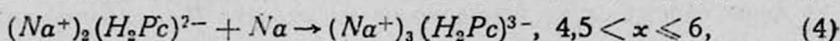
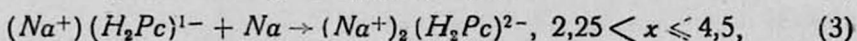
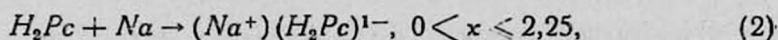
Рис. 1. Зависимость относительной интегральной интенсивности I/I_0 (а) и ширины линии сигнала ЭПР (б) образцов $Na_x(H_2Pc)$ от концентрации натрия при 300 (○) и 77К (Δ); $I_0 = 1 \cdot 10^{19}$ спин/г.

I ($0 < x \leq 2,25$), II ($2,25 < x \leq 4,5$), III ($4,5 < x \leq 6$), IV ($6 < x \leq 8,5$). В диапазонах I и III увеличение x сопровождается возрастанием, а в II и IV — уменьшением концентрации парамагнитных центров в образце. При этом ширина линии сигнала ЭПР и ее температурная зависимость в диапазонах I и II отличны от аналогичных характеристик в диапазонах III и IV.

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим взаимодействие между H_2Pc и натрием с учетом распределения зарядов, а также качественно электронную структуру H_2Pc и ее изменение при легировании. В работах [1—5, 8] было установлено, что взаимодействие между фталоцианином и натрием как в растворе, так и в твердом теле, приводит к переносу электронов от щелочного металла к фталоцианину; при этом образуются молекулярные анионы фталоцианина и катионы щелочного металла. Можно полагать, что в нашем случае также имеет место перенос заряда от натрия к молекуле H_2Pc , о чем свидетельствуют резкие изменения магнитных и электрических характеристик образцов при легировании (в частности, электропроводность возрастает на 5—7 порядков).

Согласно этому предположению в диапазоне $0 < x \leq 2,25$ имеет место образование парамагнитных моноанионов $(H_2Pc)^{1-}$, концентрация которых возрастает с увеличением x . Узкая линия сигнала ЭПР ($\Delta H = 1$ Гс) и значение $g = 2,0021$ свидетельствуют о том, что парамагнетизм моноанионов обусловлен неспаренным π -электроном, делокализованным по всему фталоцианиновому кольцу. Уменьшение концентрации парамагнитных центров с увеличением x в диапазоне $2,25 < x \leq 4,5$ мы связываем с тем, что при легировании образуются преимущественно диамагнитные дианионы $(H_2Pc)^{2-}$. Аналогично, возрастание интегральной интенсивности сигнала ЭПР в диапазоне $4,5 < x \leq 6$ и уменьшение в диапазоне $6 < x \leq 8,5$ обусловлено последовательным образованием парамагнитных трианионов $(H_2Pc)^{3-}$ и диамагнитных тетраанионов $(H_2Pc)^{4-}$ соответственно.

Таким образом, в целом процесс взаимодействия H_2Pc с Na схематически можно представить в виде совокупности следующих четырех последовательных процессов:



Следует иметь в виду, что в каждом из рассмотренных диапазонов x помимо доминирующего процесса могут иметь место и остальные. Обращает на себя внимание значительное несоответствие значений x , определенных при помощи взвешивания и следующих из формул (2)—(5). Такое расхождение заставляет предположить, что не весь натрий взаимодействует с фталоцианином по указанным формулам. Часть натрия, по-видимому, может расходоваться на побочные процессы, которые не приводят к образованию новых парамагнитных центров.

Рассмотрим теперь качественно, как процессы переноса зарядов (2)—(5) влияют на электронную структуру H_2Pc . Электронная структура π -электронов фталоцианинового кольца была рассчитана методом Хюккеля в рамках симметрии D_{4h} [9], которая имеет место для большинства металлофталоцианинов [2]. Однако молекулы H_2Pc имеют более низкую симметрию D_{2h} , что приводит к расщеплению молекулярных орбиталей (МО) симметрии e_g , как это было показано для аналогичных соединений порфиринов [10].

Первый электрон, перенесенный на фталоцианиновое кольцо от натрия в процессе (2), очевидно занимает наинизшую незаполненную МО a_{1g} (рис. 2а), что и обуславливает парамагнетизм моноанионов $(H_2Pc)^{1-}$. Тот факт, что дианионы $(H_2Pc)^{2-}$ являются диамагнитными, позволяет сделать вывод, что второй электрон также занимает МО a_{1g} (рис. 2б) и спаривается с первым. Аналогичным образом третий и четвертый электроны приводят к заполнению МО симметрии b_{1g} , что схематически показано на рис. 2в, г. Некоторое различие параметров спектров ЭПР $(H_2Pc)^{1-}$ и $(H_2Pc)^{3-}$, по-видимому, связано с тем, что неспаренные спины находятся на различных МО: a_{1g} и b_{1g} соответственно.

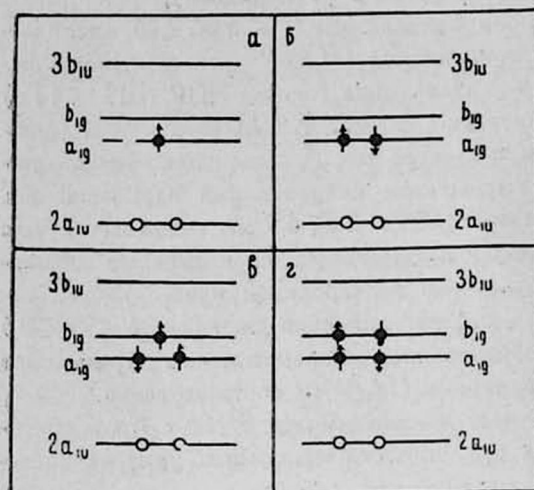


Рис. 2. Схема молекулярных орбиталей валентных π -электронов фталоцианинового кольца анионов $(H_2Pc)^{n-}$ при $n=1$ (а), $n=2$ (б), $n=3$ (в), $n=4$ (г).

Необходимо отметить, что максимально достигнутое экспериментальное значение интегральной интенсивности сигнала ЭПР соответствует всего лишь одному спину примерно на 40 молекул H_2Pc . Такая низкая концентрация спинов видимо обусловлена тем, что неспаренные спины, находящиеся на достаточно близко расположенных молекулах, могут попарно компенсировать друг друга посредством магнитного взаимодействия антиферромагнитного характера. Следовательно, экспериментально наблюдаемый сигнал ЭПР обусловлен не всеми одно- или трехзарядными анионами H_2Pc , а только теми, которые в ближайшей окрестности не имеют аниона, содержащего неспаренный спин.

Таким образом, в настоящей работе методом ЭПР однозначно установлено, что при взаимодействии поликристаллических образцов β - H_2Pc с парами натрия получают последовательно моно-, ди-, три- и тетраанионы безметалльного фталоцианина. Необходимо иметь в виду, что многозарядные анионы H_2Pc образуются в твердой фазе, в то время как в работе [11] на многочисленных примерах показано, что в квазиодномерных кристаллах с сегрегированными стопками (структуры которых аналогичны β -модификации MPc) зарядить все молекулы даже однократно связано с трудностями вследствие сильных кулоновских корреляций между заряженными молекулами. В свете вышесказанного, очевидно, представляет большой научный и практический интерес исследование таких систем, в кото-

рых аккумулярован большой заряд, до четырех на молекулу в твердой матрице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маслов В. Г., Сидоров А. Н. Теоретическая и экспериментальная химия, 7, 832 (1971).
2. Taube R. Z. Chem., 6, 8 (1966).
3. Guzy C. M. et al. J. Chem. Soc. (A), 997 (1969).
4. Rollman L. D., Iwamoto R. T. J. Am. Chem. Soc., 90, 1455 (1968).
5. Hush N. S., Iwamoto J. R. J. Am. Chem. Soc., 89, 2976 (1967).
6. Арутюнян А. Р., Григорян Л. С., Шароян Э. Г. Тезисы докладов I Всесоюзной школы-семинара по физике и химии интеркалирования. Харьков, 1985.
7. Шароян Э. Г., Тихомирова Н. Н., Блюменфельд Л. А. Журнал структурной химии, 6, 843 (1965).
8. Сидоров А. Н. ДАН СССР, Физика, 215, 1349 (1974).
9. Kobayashi H. J. Chem. Soc. Japan, 82, 272 (1961).
10. Соловьев К. Н. Оптика и спектроскопия, 10, 737 (1961).
11. Torrance J. B., Silverman B. D. Phys. Rev., B15, 788 (1977).

ՆԱՏՐԻՈՒՄՈՎ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ՈՉ ՄԵՏԱԼԱՅԻՆ ՖԵՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ (H_2Pc) ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԷՊՌ ՄԵԹՈԴՈՎ

Ա. Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Լ. Ս. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված է β -մոդիֆիկացիայի ու մետաղային ֆտալոցիանինի (H_2Pc) բաղադրյալների և նատրիումի զուրյունների փոխազդեցությունը, որի հետևանքով ստացվում է $Na_x(H_2Pc)$ միացությունը, որտեղ $0 < x \leq 8.5$, էՊՌ մեթոդով միարժեքորեն ցույց է տրվում, որ կախված x -ի արժեքներից կարելի է իրականացնել մինչև չորս էլեկտրոնների հաջորդական անցումներ նատրիումի ատոմներից H_2Pc -ի մոլեկուլին, առաջացնելով (H_2Pc) $^{n-}$ տեսքի մոլեկուլային անիոններ, որտեղ $n=1, 2, 3, 4$, ընդ որում $n=1, 3$ արժեքների դեպքում անիոնները պարամագնիսային են, իսկ $n=2, 4$ դեպքում՝ դիամագնիսային: Դիտարկված է H_2Pc -ի մոլեկուլի էլեկտրոնային կառուցվածքի փոփոխությունը կախված լեգիրացման աստիճանից:

EPR STUDY OF THE ELECTRONIC STRUCTURE OF SODIUM DOPED METAL-FREE PHTHALOCYANINE (H_2Pc)

A. R. HARUTYUNYAN, L. S. GRIGORYAN, E. G. SHAROYAN

The interaction between polycrystalline β - H_2Pc samples and sodium vapour, as a result of which $Na_x(H_2Pc)$ compounds with $0 < x \leq 8.5$ are formed, has been investigated. It was definitely established by means of EPR, that depending on the value of x up to four electrons can be transferred from sodium atoms to the H_2Pc molecule with the formation of (H_2Pc) $^{n-}$ ($n=1, 2, 3, 4$) molecular anions. The anions are paramagnetic at $n=1, 3$ and diamagnetic at $n=2, 4$. The paramagnetic properties of mono- and trianions are due to unpaired π -electrons delocalized over the phthalocyanine ring. The change in the electronic structure of H_2Pc molecule is considered as a function of the level of sodium doping.

УДК 621.315.592

ТЕРМОЭДС МОНОКРИСТАЛЛОВ $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te <In>$

Ю. А. АБРАМЯН, К. З. ПАПАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 21 октября 1985 г.)

Исследована температурная зависимость коэффициента термоэдс α монокристаллов $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$, легированных ~ 1 ат. % In . На основе экспериментальных данных и проведенных оценок найдено изменение положения уровня индия и ширины запрещенной зоны в зависимости от состава материала и процентного содержания индия. Дано качественное объяснение наблюдаемым эффектам.

В настоящее время большое внимание как с научной, так и с прикладной точек зрения привлекают исследования твердых растворов $PbTe$ — $SnTe$ — одного из наиболее важных материалов для фотоэлектроники и лазерной техники. Этим и объясняется то, что в основном исследуются их фотоэлектрические свойства и мало внимания уделяется их термоэлектрическим свойствам. Однако ряд исследований [1—3] показали, что этот материал может быть успешно применен в термоэлектричестве. В работе [4] приводится сравнительно высокое значение термоэлектрической добротности, $\sim 1,35 \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$.

Введение In в сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с $x < 0,2$ приводит к появлению уровня ϵ_0 в зоне проводимости, фиксирующего энергию Ферми ϵ_F , если концентрация In превышает концентрацию других дефектов [5,6]. Уровень ϵ_0 уменьшается как с увеличением температуры [5,6], так и с увеличением x , причем уменьшаясь линейно с ростом x , ϵ_0 может пересечь энергетическую щель и выйти в валентную зону [7] (следует отметить, что пересечение с краями зон ϵ_C и ϵ_V не сопровождается особенностями в зависимости $\epsilon_0(x)$ — уровень движется, как бы не ощущая зонной структуры [7]).

В настоящей работе в диапазоне температур 77—370 К исследуется температурная зависимость коэффициента термоэдс α монокристаллов $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ с примесью индия (~ 1 ат. %). Образцы n -типа выращивались методом пар—жидкость—кристалл (ПЖК). Индий вводился в процессе роста. Концентрация носителей при 77 К составляла $\sim 5,7 \cdot 10^{15}$, а при 300 К — $\sim 4,7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Метод ПЖК не обеспечивает равномерного распределения In вдоль выращиваемого слитка, поэтому исследованные образцы имели несколько различное содержание индия.

График зависимости $\alpha(T)$, приведенный на рис. 1, показывает, что максимумы кривых для трех исследованных образцов лежат в пределах ~ 400 —450 мкВ/град в диапазоне температур 90—100 К.

Из исследований эффекта Холла в работах [8, 9, 10] для

$Pb_{1-x}Sn_xTe$ с различным процентным содержанием индия (N_{In}) следует, что с повышением N_{In} концентрация носителей в области примесной проводимости уменьшается.

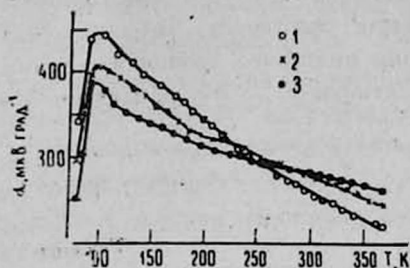


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента термоэдс для монокристаллов $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$, легированных ~ 1 ат. % In

По данным работ [3, 6—14] нами построена таблица, из которой видно, что с увеличением процентного содержания индия энергия активации индиевого уровня $\varepsilon_A = \varepsilon_C - \varepsilon_0$ растет. Этим и объясняется уменьшение концентрации носителей с увеличением N_{In} . С уменьшением концентрации носителей α увеличивается [15]. Следовательно, повышение N_{In} должно привести к росту α в области примесной проводимости. На основе вышесказанного можно предположить, что для трех образцов на рис. 1 $N_{In}(1) > N_{In}(2) > N_{In}(3)$.

Согласно [8—10] в области температур 20—100 К наступает полная ионизация примесей, т. е. концентрация носителей с повышением температуры в этой области почти не изменяется, а при температурах выше 100 К наступает область смешанной проводимости, т. е. концентрация носителей увеличивается. Этим, очевидно, можно объяснить наличие максимума у коэффициента термоэдс наших образцов в области температур 90—100 К, а также падение α при дальнейшем повышении температуры.

В работах [10, 13] сообщалось об увеличении ширины запрещенной зоны у $Pb_{1-x}Sn_xTe < In >$ с ростом процентного содержания индия. По нашему мнению это явление можно объяснить следующим образом. С повышением процентного содержания индия растет число локализованных электронов на уровне ε_0 , что увеличивает локальную перестройку решетки (смещение атомов) вокруг примесного центра. Вместе с тем при увеличении концентрации примесных центров взаимодействие их посредством полей упругих деформаций становится настолько большим, что изменение зарядового состояния примесных центров приобретает корреляционный характер, так как перестройка одного из центров повышает вероятность перестройки соседних [16—18]. Естественно, что при этом свойства образцов должны качественно измениться.

Из вышесказанного следует, что введение индия в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при $N_{In} \geq 0,5$ ат. % приводит к деформации решетки. Следовательно, можно провести аналогию между деформацией, вызванной введением индия, и деформацией, которая возникает при внешних давлениях. Согласно [11], уровень индия при внешних давлениях закреплен относительно середины запрещенной зоны. Поэтому можно предположить, что с повышением N_{In} энергия активации индиевого уровня растет за счет увеличения ширины запрещенной зоны, т. е. повышение процентного содержания индия

приводит к раздвижению L -зон (дна зоны проводимости и потолка валентной зоны), а уровень индия по отношению к середине запрещенной зоны не меняется. Из этого следует, что $\Delta \varepsilon_g = 2 \Delta \varepsilon_A$. Именно такая оценка в расчетах ширины запрещенной зоны ε_g использовалась нами при составлении таблицы. На основе этой таблицы была построена энергетическая диаграмма (рис. 2) зависимости положения индиевого уровня и ширины запрещенной зоны от x при различных значениях N_{In} , откуда следует, что

Энергетическое положение уровня индия ε_0 относительно дна зоны проводимости и ширина запрещенной зоны для $Pb_{1-x}Sn_xTe < In >$ при разных значениях x и N_{In} ($T = 77K$).

Таблица

x , ат. %	N_{In} , ат. %	ε_0 , мэВ	ε_g , мэВ	Примечание
0,1	—	—	154	При составлении таблицы использовались: скорость изменения ε_g с температурой $-4 \cdot 10^{-4}$ эВ·град $^{-1}$ [6]; скорость изменения уровня индия ε_0 с температурой $-(1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ эВ·град $^{-1}$ [22]; зависимость ε_g от состава x при различных температурах T [14]: $\varepsilon_g = 0,187 - 0,543x + \frac{4,5 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 50} \text{ эВ.}$
0,1	0,5	+53 [3]	166	
0,1	1	+41	190	
0,1	2,7	+27	218	
0,2	—	—	99	
0,2	0,5	-4	111	
0,2	1	-16	135	
0,2	2,7	-30	163	
0,22	—	—	89	
0,22	0,7	-16 [9,10]	110	
0,22	1	-23 [9,10]	124	
0,22	2,7	-37 [9,10]	152	
0,25	—	—	72	
0,25	0,5	-33 [3,7]	84 [7]	
0,25	1	-45	108	
0,25	2,7	-59	136	

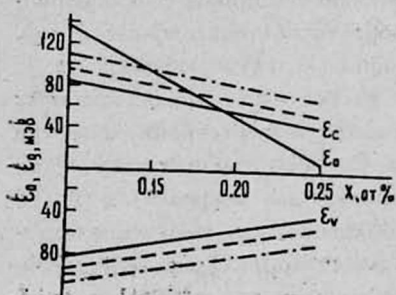


Рис. 2. Энергетическая диаграмма зависимости положения уровня индия ε_0 и ширины запрещенной зоны ε_g от состава x при различных значениях процентного содержания индия ($T = 77 K$)
 $N_{In} = 0,5$ (—); 1 (---);
2,7 ат. % (-.-.-).

скорость увеличения ε_A с повышением x равна $\partial \varepsilon_A / \partial x \approx 575$ мэВ/ат.%, а скорость увеличения ε_A с ростом N_{In} неравномерна: в диапазоне концентраций индия 0,5 — 1 ат. % в среднем $\partial \varepsilon_A / \partial N_{In} \approx 24$ мэВ/ат.%, а в области 1 — 2,7 ат. % — $\partial \varepsilon_A / \partial N_{In} \approx 8,2$ мэВ/ат.%. Соответственно скорость увеличения ε_g с ростом N_{In} при $N_{In} = 0,5 - 1$ ат. % в среднем будет $\partial \varepsilon_g / \partial N_{In} \approx 48$ мэВ/ат.%, а при $N_{In} = 1 - 2,7$ ат. % — $\partial \varepsilon_g / \partial N_{In} \approx 17$ мэВ/ат. %.

Очевидно, что при большом содержании индия наступает насыщение деформации решетки, что можно связать с достижением предела упругости

материала при больших деформациях, выше которого начинается область остаточных деформаций. Этим, вероятно, можно объяснить ухудшение структурного совершенства кристалла при больших концентрациях индия [19] и неустойчивость сопротивления, наблюдаемую во многих работах. Уменьшением скорости $\partial \varepsilon_A / \partial N_{In}$ (при $N_{In} \geq 1$ ат. %) можно объяснить зависимость концентрации носителей тока от содержания индия, приведенную в работе [20]. Вместе с тем уменьшение влияния количества введенного индия на ε_g и ε_A и, соответственно, на концентрацию носителей n можно объяснить также изоструктурным фазовым переходом к четверному соединению $(Pb_{1-x}Sn_x)_{1-y}In_yTe$, как это предлагается в [21].

В заключение следует отметить, что увеличение ширины запрещенной зоны, т. е. эффективной массы носителей, также может сказаться на росте α [15] с повышением процентного содержания индия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полистанский Ю. Г. и др. Электронная техника, Материалы, 11 (196), 76 (1984).
2. Александрова Е. А. и др. Электронная техника, Материалы, 12 (197), 67 (1984).
3. Грузинов Б. Ф. и др. ФТП, 13, 330 (1979).
4. Охотин А. С. и др. Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей. Изд. Наука, М., 1974.
5. Аверкин А. А. и др. ФТП, 5, 91 (1971).
6. Андреев Ю. В. и др. ФТП, 9, 1873 (1975).
7. Акимов Б. А. и др. ФТП, 13, 752 (1979).
8. Гейман К. И. и др. ФТП, 11, 946 (1977).
9. Вул Б. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 29, 21 (1979).
10. Виноградов В. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 32, 22 (1980).
11. Дашевский Э. М., Котельников В. А. ФТП, 16, 533 (1982).
12. Акимов Б. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 29, 11 (1979).
13. Акимов Б. А. и др. ФТП, 15, 2232 (1981).
14. Kasemset D., Fonstad C. G., IEEE, QE — 15, 1266 (1979).
15. Равич Ю. И., Ефимов Е. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца. Изд. Наука, М., 1968.
16. Казан Ю., Кикоин К. А. Письма в ЖЭТФ, 31, 367 (1980).
17. Волков Б. А., Осипов В. В., Панкратов О. П. ФТП, 14, 1387 (1980).
18. Акимов Б. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 39, 222 (1984).
19. Александров О. В., Киселев К. В. Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, Экспериментальная и теоретическая физика, № 5, 22 (1984).
20. Калужная Г. А. и др. Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР. Экспериментальная и теоретическая физика, № 6, 21 (1981).
21. Александров О. В. и др. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 14, 1277 (1978).
22. Вейс А. Н. и др. ФТП, 10, 104 (1976).

$Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te \langle In \rangle$ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԹԵՐՄՈ-ԷԼԵՄԵՆՏ

ՅՈՒ. Ա. ԱՐԴԱՀԱՄՅԱՆ, Կ. Զ. ՓԱՓԱԶՅԱՆ

Հետազոտված են ~ 1 մտ. % ինդիումով ներդրված $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ բյուրեղների թերմո-էլեմենտային հատկությունները: Փորձի տվյալների և արված գնահատումների

Հիման վրա գտնված է ինդիումի մակարդակի դիրքի և արգելված գոտու լայնության փոփոխությունը կախված նյութի բաղադրությունից և ինդիումի տոկոսային պարունակությունից: Բերված է դիտարկված էֆեկտների որակական բացատրությունը:

THE THERMOELECTROMOTIVE FORCE $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te<In>$ SINGLE CRYSTALS

YU. A. ABRAMYAN, K. Z. PAPAZYAN

The temperature dependence of the thermoelectromotive force of $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te<In>$ single crystals ($\sim 1\%$ In) was investigated. Based on experimental data and qualitative estimates both the indium level position variation and the forbidden energy gap width were obtained in dependence of crystal composition and In percentage. A qualitative interpretation of the observed effects is given.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
 ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ
 ИЗВЕСТИЯ
 АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
 ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

- С. М. Мазманиян, В. С. Сардарян. Солитонные решения систем двух нелинейных уравнений с частными производными типа
 $u_t = A(u) u_{xx} + F(u, u_x)$ 65
- К. А. Барсуков, Н. В. Рязанцева. Переходное излучение модулированного тока в волноводе 69
- Ю. П. Малакян. Гиперкомбинационное рассеяние и самоиндуцированное адиабатическое инвертирование при двухфотонном возбуждении паров металлов 74
- Г. Г. Демирханян, Ф. П. Сафарян. Передача энергии электронного возбуждения между примесными ионами в системе ИАГ— TR^{3+} 78
- Э. В. Ростомян, В. Г. Рухлин. Индуцированные модулированным пучком в установившемся режиме поля в плазме 84
- Л. С. Петросян. Изменение поляризации ультракоротких импульсов света, индуцированное интенсивным эллиптически-поляризованным импульсом 89
- Г. К. Аветисян, К. Э. Ацагорцян. Энергетическое или угловое сужение пучков заряженных частиц лазерным импульсом 94
- М. А. Ганяпетян, А. А. Геворгян, О. С. Ерицян, Ж. О. Ниноян. Экспериментальное наблюдение усиления поворота плоскости поляризации и стабилизация азимута поляризации 100
- В. С. Бабаян, Т. В. Бабкина, В. С. Бутылкин, В. В. Григорьянц, П. С. Фишер. Нелинейное распространение пикосекундных импульсов в анизотропных световодах 105
- А. Р. Арутюнян, Л. С. Григорян, Э. Г. Шароян. ЭПР-исследование электронной структуры безметалльного фталоцианина (H_2Pc), легированного натрием 109
- Ю. А. Абрамян, К. Э. Папазян. Термодс монокристаллов
 $Pb_{0,8} Sn_{0,2} Te < In >$ 114

Ր Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ս. Մ. Մազմանյան, Վ. Ս. Սարգսյան. Մասնակի ածանցյալներով ոչ գծային երկու հա- վասարումներից կազմված համակարգերի սոլիտոնային լուծումները	63
Կ. Ա. Բարսուկով, Ն. Վ. Ռյազանցևա. Մոդուլացված հոսանքի անցումային ճառ- գայթումը ալիքատարում	69
Յու. Պ. Մալախյան. Հիպերկոմբինացիոն ցրումը և ինքնինդուցված ադիարատիկ շրճումը մետաղի գոլորշիների երկֆոտոնային զրգուման ժամանակ	74
Գ. Գ. Դեմիրխանյան, Ֆ. Պ. Սաֆարյան. $YAG-TR^{3+}$ համակարգերում խառնուրդային իոնների միջև էլեկտրոնային զրգուման էներգիայի փոխանցումը	78
Է. Վ. Ռոստոմյան, Վ. Գ. Ռուխիկին. Կայունացված ռեծիմով մոդուլացված էլեկտրոնային փնչի դաշտերը պլազմայում	84
Լ. Ս. Պետրոսյան. Գերկարճ լուսային իմպուլսների բեկնացման փոփոխությունը էլիպտիկ բեկնացված ինտենսիվ իմպուլսի ազդեցությամբ	89
Հ. Կ. Ավետիսյան, Կ. Ջ. Հացագործյան. Լիցքավորված մասնիկների փնչերի էներգետիկ կամ անկյունային ցրվածքների փոքրացումը լազերային իմպուլսի միջոցով	94
Մ. Ա. Գաեապետյան, Ա. Հ. Գևորգյան, Հ. Ս. Երիցյան, Ժ. Հ. Նիկոյան. Բեկնացման հար- թույթյան պտույտի ուժեղացման և բեկնացման ադիմառի կայունացման փորձարա- րական դիտումը	100
Վ. Ս. Բաբայան, Տ. Վ. Բաբկինա, Վ. Ա. Բուտիլկին, Վ. Վ. Գրիգորյանց, Պ. Ս. Ֆիշեր. Անի- զոտրոպ լուսատարներում պիկովայրկյանային իմպուլսների ոչ գծային տարածումը	105
Ա. Ռ. Հաբուրյունյան, Լ. Ս. Գրիգորյան, Է. Գ. Շառոյան. Նատրիումով լեզիրացված ոչ մետաղային ֆտալոցիանինի էլեկտրոնային կառուցվածքի ուսումնասիրումը էՊՌ մեթոդով	109
Յու. Ա. Աբրահամյան, Կ. Ջ. Փափազյան. $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te < In >$ բյուրեղների թերմո-էլեկտրոն	114