

YAG-TR<sup>3+</sup> ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒՐԳԱՅԻՆ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ  
ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՒՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՆՑՈՒՄԸ

Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Հաշվված է էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի ռեզոնանսային փոխանցման հավանականությունը հազվագյուտ հողի խմբի Nd<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>, Er<sup>3+</sup> 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 — Yb<sup>3+</sup>, Er<sup>3+</sup> համակարգի, որտեղ որոշիչ դեր կարող են կատարել նաև փոխանցման ինդուկտիվ մեխանիզմները:

THE TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY  
BETWEEN IMPURITY IONS IN YAG—TR<sup>3+</sup> CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, F. P. SAFARYAN

Based on detailed calculations of transition matrix elements, the probabilities of electron excitation energy transfer between TR<sup>3+</sup> impurity ions in the crystals YAG-TR<sup>3+</sup> (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

Յ. Վ. ՐՕՏՕՄՅԱՆ, [Վ. Գ. ՐՄԽԼԻՆ]

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, инжестируемого 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  $\omega$  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  $B_\varphi$ :

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

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

Здесь

$$\alpha_n^2 = \left( n\omega \frac{a}{u} \right)^2 (1 - \beta^2 \epsilon_n) = \frac{(a^0 \rho / c)^2}{1 - i\nu/n\omega} + \left( \frac{n\omega a}{u\gamma} \right)^2,$$

$j_n^{(b)}$  — 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,  $\omega_p^2 = 4\pi N e^2/m$ ,  $\nu$  — 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  $B_\varphi$  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

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

$\tilde{\alpha}_n = \alpha_n (\omega_p = 0) = \pi \omega a / u_i'$ ,  $I_m$  и  $K_m$  — модифицированные функции Бесселя,  $\text{Re } \alpha_n > 0$ . 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  $j^{(0)} = \bar{n} u_i$ ,  $\bar{n}$  — средняя плотность электронов в пучке,  $\eta(x)$  — функция Хевисайда,  $h$  — глубина модуляции. При этом коэффициенты  $j_n$  равны:

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

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

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

где  $\alpha = \alpha_1$ ,  $A = A_1$ , 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)  $\alpha \rho$ ,  $\tilde{\alpha} \rho_0 \gg 1$  (т. е.  $|\alpha| \gg 1$ ),

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

где  $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_1$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_1$ . Отсюда следует, что при  $\text{Re } \alpha \gg 1$  переменная часть поля заметно отлична от нуля (неэкспоненциально мала) лишь в узком скин-слое толщиной  $\sim a' / \text{Re } \alpha$  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 ( $\rho_0 - 1 \leq 1 / \text{Re } \alpha$ ). В случае резонансной частоты модуляции ( $\alpha + \varepsilon \tilde{\alpha} = 0$ ), 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.

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

$$B_z = \bar{B}_z + \frac{\hbar}{V \rho} B^{(0)} \operatorname{Re} \left[ \frac{\alpha + \varepsilon \rho_0 \tilde{\alpha}^2 \ln \tilde{\alpha} \rho_0}{\alpha - \varepsilon \rho_0 \tilde{\alpha}^2 \ln \tilde{\alpha} \rho_0} e^{-\varepsilon(2\varepsilon_0 - \varepsilon - 1)} + e^{-\varepsilon(1 - \rho_1)} \right] \frac{e^{i\tau}}{\alpha}. \quad (9)$$

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

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

пучок индуцирует в плазме поверхностную волну на частоте\*

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

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

Амплитуда этой волны может значительно превосходить (если только  $\rho_0$  не очень велико) собственное поле пучка во всем его поперечном сечении:

$$B_\varphi = B_{\text{своб}} + B^{(0)} \frac{h\rho}{\rho_0^2} \frac{\left(1 - \frac{\omega_p^2 R^2}{2u^2\gamma^2} \ln \frac{1}{x\rho_0}\right) \cos \tau - \frac{v}{\omega} \sin \tau}{\left(1 - \frac{\omega_p^2 R^2}{2u^2\gamma^2} \ln \frac{1}{x\rho_0}\right)^2 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2}. \quad (14)$$

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

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

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  $(c/\omega_p a)^2 (1 + v/\omega) \ll 1$  совпадает при этом с условием нейтрализации непрерывного пучка, если под  $\omega$  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  $u\gamma/\omega$ .

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 сохранят 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. 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 ՌԵՑԻՄՈՎ ՄՈԴՈՒԼԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ ԴԱՇՏԵՐԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՐՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված են մոդուլացված էլեկտրոնային փնջի դաշտերը խիտ պլազմայում: Գտնված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում փնջի մագնիսական դաշտը շեղորացվում է, ինչպես նաև այն պայմանները, երբ փոփոխվում է պլազմային դաշտում 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

Л. С. ПЕТРОСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 сентября 1985 г.)

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