Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 314—322 (1982)

ДИНАМИКА ИНДУЦИРОВАННЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПОТОКА ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СЛОЙ ПЛАЗМЫ

Э. В. РОСТОМЯН, В. Г. РУХЛИН

1. Введение

В настоящее время достигнуты большие успехи в создании мощных генераторов электромагнитного излучения СВЧ диапазона, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки. Одним из таких генераторов является мазер на циклотронном резонансе (МЦР), работа которого основана на явлении индуцированного циклотронного излучения электронного пучка [1]. Теория вакуумных МЦР исследует когерентное взаимодействие электронов пучка с полем возбуждаемой электромагнитной волны [2]. Однако с ростом мощности вакуумных МЦР при приближении тока пучка к предельному (вакуумному) значению их к.п.д. существенно падает. Сказывается провисание потенциала пространственного заряда пучка и становится существенным неоднородность энергии электронов по сечению, что резко снижает эффективность резонансного взаимодействия электронов с волной. Заметное увеличение эффективности работы МЦР достигается при заполнении электродинамической системы плазмой, нейтрализующей пространственный заряд и ток пучка, но не экранирующей излучение. Теория плазменных МЦР построена в работе [3] на основе общего формализма электродинамики материальных сред. Такой подход, применяемый, например, в электродинамике плазмы при исследовании плазменных неустойчивостей, является более общим по сравнению с используемым в вакуумной электронике СВЧ и применим, вообще говоря, при любых плотностях пучка и плазмы.

Следует отметить, что теория плазменных генераторов СВЧ излучения — теория коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой в волноводе — построена для случая стационарного, установившегося по длине равновесного состояния пучка. При этом остается открытым вопрос, каким образом в процессе инжекции пучка в плазменный волновод устанавливается то или иное равновесное состояние, при каких условиях пучок вообще может прийти к какому-либо равновесному состоянию и какое время для этого требуется.

Кроме этого при рассмотрении задачи взаимодействия пучка электронов, вращающихся в продольном магнитном поле (потока осцилляторов), с плазмой до настоящего времени ограничивались рассмотрением пространственно неограниченных систем либо систем с плотностью потока, значительно меньшей плотности плазмы, либо ограничивались рассмотрением потоков с малыми поперечными скоростями $v_\perp \ll c$. Эти ограничения связаны со сложностью получения материальных соотношений в ограниченной системе плазма—поток осцилляторов.

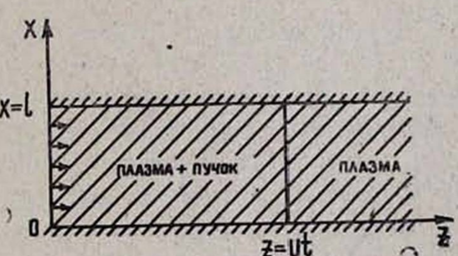
Все эти вопросы требуют рассмотрения нестационарных процессов, связанных с инжекцией и последующим распространением потока осцилляторов в плазме. Процессы, происходящие в плазме при инжекции в нее электронного пучка в условиях заданного тока, т. е. при пренебрежении возмущениями параметров пучка, в неограниченной [4, 5] и ограниченной [6—8] плазме исследованы достаточно полно (см. также [9] и приведенную там литературу).

Учет возмущений пучка в условиях бесконечно сильного магнитного поля [10] показал, что поля, вносимые пучком в плазму, являются зародышем развития неустойчивостей в плазма-пучковых системах. Эти поля экспоненциально растут вследствие резонансного взаимодействия с электронами пучка. При этом максимальный инкремент роста полей равен инкременту нарастания малых возмущений в неограниченной плазме при развитии в ней пучковой неустойчивости.

В настоящей работе решается задача инжекции релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов в слой плазмы, ограниченный проводящими стенками. Найдены структура полей, индуцируемых потоком в плазме, и инкременты их роста вследствие циклотронной раскачки полей резонансными частицами. Такая геометрия задачи представляет интерес в связи с тем, что в сильноточной СВЧ электронике используются трубчатые пучки с толщиной, значительно меньшей радиуса, и в первом приближении такую систему можно рассматривать как систему плоской геометрии.

2. Поля, индуцируемые потоком осцилляторов в слое плазмы, и инкременты их роста

Пусть плоский релятивистский поток осцилляторов с плотностью n_b вдоль оси z инжектируется в момент времени $t=0$ в точке $z=0$ в слой плазмы, ограниченный проводящими стенками $x=0$ и $x=l$. Примем, что толщина пучка совпадает с толщиной слоя плазмы (см. рисунок).



Поля, индуцируемые в слое плазмы потоком, определяются из уравнений Максвелла, которые должны быть дополнены граничными условиями

$$E^{zy}|_{x=0,\,l}=0,\quad E_{xy}|_{z=0}=0$$

и материальными соотношениями, найденными для конкретной модели среды. Плазма считается холодной, чисто электронной, а пучок — моноэнергетическим, с функцией распределения

$$f(\mathbf{p})=\frac{n_b}{2\pi p_{\perp 0}}\delta(p_{\perp}-p_{\perp 0})\delta(p_{\parallel}-p_{\parallel 0}), \tag{1}$$

где $p_{\perp 0}=mv_{\perp 0}\gamma$, $p_{\parallel 0}=mu\gamma$, $\gamma=\left(1-\frac{u^2+v_{\perp 0}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, а $v_{\perp 0}$ и u — поперечная и продольная составляющие скорости. Для такой модели пучка и плазмы материальные соотношения в слое плазмы получаются алгебраическими лишь при условии обратного отражения частиц от границ слоя [11], которые фактически моделируют неограниченную плазму.

Учитывая только однородные по y возмущения и разлагая решения уравнений Максвелла в интеграл Фурье—Лапласа по z и t и в ряд Фурье по x, получаем, например, для поля E_z, индуцируемого потоком в плазме, следующее выражение:

$$E_z(x,z,t)=\sum_{n=1}^{\infty}\sin k_n x\int\limits_{-\infty+i\sigma'}^{\infty+i\sigma'}\frac{d\omega}{2\pi}e^{-i\omega t}\times$$

$$\times\int\limits_{-\infty-i\sigma}^{\infty-i\sigma}\frac{dk_z}{2\pi}e^{ik_z z}\frac{4\pi i\omega}{c^2}\frac{\Delta_z}{\Delta}j_{bn}^{(0)}(\omega,k_z), \tag{2}$$

где $k_n=n\pi/l$, l — толщина слоя плазмы, $\mathrm{Re}\,\sigma,\ \sigma'>0$, $j_{bn}^{(0)}(\omega,k_z)$ — фурье-образ тока пучка,

$$\Delta_z=\left(k_n^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{yy}\right)\left(k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xx}\right)+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{xy}^2,$$

а компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} включают в себя парциальные вклады как от плазмы, так и от пучка:

$$\varepsilon_{ij}=\varepsilon_{ij}^{(p)}+\varepsilon_{ij}^{(b)}.$$

Здесь $\varepsilon_{ij}^{(p)}$ — обычный тензор для холодной магнитоактивной плазмы, а $\varepsilon_{ij}^{(b)}$ — тензор диэлектрической проницаемости релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов, приведенный, например, в [12].

Выражение $\Delta=0$ представляет собой дисперсионное соотношение для системы плазма—поток осцилляторов. Оно же определяет интеграл в (2), поскольку его корни совпадают с полюсами подынтегрального выражения. В нулевом приближении, т. е. при пренебрежении пучком, оно принимает вид

$$\Delta_0=\frac{\omega^2}{c^2}\left(k_n^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{\perp}\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}-k_n^2\varepsilon_{\perp}-k_z^2\varepsilon_{\parallel}\right)-$$

$$-\frac{\omega^4}{c^4}g^2\left(k_n^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{\parallel}\right), \tag{3}$$

где

$$\varepsilon_{\perp}=1-\omega_p^2/(\omega^2-\Omega^2),\quad g=-\omega_p^2\,\Omega/[(\omega^2-\Omega^2)\,\omega],$$

$$\varepsilon_{\parallel}=1-\omega_p^2/\omega^2,\quad \omega_p^2=4\pi n_p e^2/m,\quad \Omega=eB_0/mc$$

(n_p — плотность плазмы, B_0 — внешнее магнитное поле), и определяет частоты возбуждаемых потоком осцилляторов волн в плазме.

Учет пучка малой плотности в дисперсионном соотношении с точностью до членов $\sim n_b$ дает возможность определить инкременты роста полей. В основе этого роста лежат явления черенковской и циклотронной неустойчивостей, суть которых состоит в индуцированном черенковском и циклотронном излучениях электромагнитных волн электронами пучка при их резонансном взаимодействии с плазмой. Эти элементарные механизмы излучения математически проявляются в виде полюсов первого и второго порядка в пучковом вкладе в тензор диэлектрической проницаемости при условии

$$\omega=k_z u+s\frac{\Omega}{\gamma},\quad s=0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \pm 3,\cdots. \tag{4}$$

Условие резонансного взаимодействия (4) при $s=0$ соответствует черенковскому излучению частиц пучка, а при $s\neq 0$ — циклотронному излучению, которое возможно лишь при отличной от нуля поперечной скорости электронов пучка ($v_{\perp 0}\neq 0$), причем излучение происходит на циклотронных гармониках, соответствующих нормальному ($s>0$) и аномальному ($s<0$) эффекту Доплера.

Дисперсионное соотношение для системы плазма — поток осцилляторов слишком сложно. Даже нахождение невозмущенных частот из (3) в общем виде невозможно. Для того, чтобы решить дисперсионное уравнение с учетом пучкового вклада, перейдем в компонентах тензора диэлектрической проницаемости к пределу разреженной плазмы $\omega_p\ll\Omega$. Это возможно потому, что циклотронный резонанс не налагает ограничений на фазовую скорость волн и, следовательно, наличие плазмы не является необходимым для циклотронного резонанса; он возможен и при полном отсутствии плазмы.

При этом в разреженной плазме дисперсионное соотношение и выражения для полей существенно упрощаются. Пучок взаимодействует в основном с E-волной (E_x, E_z, B_y), а дисперсионное соотношение при подстановке значений $\varepsilon_{ij}^{(b)}$ для холодного релятивистского потока осцилляторов принимает вид

$$\Delta=-\frac{\omega^2}{c^2}\left\{k_n^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}-\frac{\omega_b^2\,\Omega^2\left(k_z^2-\dfrac{\omega^2}{c^2}\right)}{\omega^2 k_n^2 u^2\gamma^3}\sum_{s=-\infty}^{s=\infty}\frac{J_s^2(\lambda_n)\,f_s^{(n)}(\omega,k_z)}{[k_z-k_{zs}^{(1)}]^2}\right\}. \tag{5}$$

Поправка к дисперсионному соотношению, обусловленная пучком, мала при условии $|\omega-k_z u-s\Omega/\gamma|^2\gg\omega_b^2/\gamma$, которое ниже считается выполненным. В дисперсионном соотношении (5) пренебрежено членами $\sim(\omega-k_z u-s\Omega/\gamma)^{-1}$, которые значительно меньше членов $\sim(\omega-k_z u-s\Omega/\gamma)^{-2}$ при выполнении резонансных условий (4), и введены следующие обозначения:

$$k_{zs}^{(1)} = \frac{1}{u}\left(\omega - s\frac{\Omega}{\gamma}\right), \quad \lambda_n = k_n v_{\perp 0}\gamma/\Omega, \quad \omega_b^2 = 4\pi n_b e^2/m,$$

$$f_s^{(n)}(\omega, k_z) = s^2\left(k_n^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) + \frac{u^2}{v_{\perp 0}^2}\lambda_n^2\left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) + 2k_z k_n \lambda_n \frac{u}{v_{\perp 0}}.$$

С точностью до членов первого порядка по ω_b дисперсионное соотношение (5) имеет корни в точках:

$$k_z = \pm k_z^{(0)} = \pm\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2},$$

$$k_z = k_{zs}^{(1)} \pm \delta_s, \qquad s = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \cdots, \tag{6}$$

где

$$\delta_s^2 = -a_s^2 F_s^2(\omega), \quad s = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \cdots,$$

$$a_s^2 = \frac{\omega_b^2 \Omega^2 s^2}{k_n^2 c^2 u^2 \gamma^3} J_s^2(\lambda_n)\left[1 - \frac{s_0^2}{s^2}\right], \quad F_s^2 = \frac{(\omega - \omega_1^{(s)})(\omega - \omega_2^{(s)})}{(\omega - \omega_3^{(s)})(\omega - \omega_4^{(s)})},$$

$$\omega_{1,2}^{(s)} = \omega_0^{(s)}(1 \pm \beta), \quad \omega_{3,4}^{(s)} = \omega_0^{(s)}\left[1 \pm \beta\left(1 - \frac{s_0^2}{s^2}\right)^{1/2}\right], \quad \beta = \frac{u}{c},$$

$$\omega_0^{(s)} = s\Omega\gamma_\parallel^2/\gamma, \quad s_0 = k_n c\gamma/\Omega\gamma_\parallel, \quad \gamma_\parallel = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Для значения $s = 0$ поправки к корню $k_{z0}^{(1)} = \omega/u$ получаются из соотношения

$$\delta_0^2 = \frac{\omega_b^2}{u^2\gamma_\parallel^2\gamma} J_0^2(\lambda_n)\frac{\omega^2}{\omega^2 + k_n^2 u^2 \gamma_\parallel^2}. \tag{7}$$

В дальнейшем для простоты будем рассматривать пучок с резким фронтом, однородный по сечению:

$$j_b^{(0)}(x, z, t) = j_0 \eta\left(t - \frac{z}{u}\right), \quad j_0 = \mathrm{const}, \quad \eta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geqslant 0. \end{cases} \tag{8}$$

При этом интегрирование выражения (2) для E_z по k_z с учетом вклада всех полюсов (6) приводит к следующему выражению (с точностью до величин первого порядка по ω_b):

$$E_z = j_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin k_n x \int_{-\infty + i\sigma'}^{\infty + i\sigma'} \frac{d\omega}{\omega^2} e^{-i\omega t}\left\{\frac{k_n^2 u^2 \gamma_\parallel^2/k_z^{(0)}}{\omega^2 + k_n^2 u^2 \gamma_\parallel^2} \times\right.$$

$$\times\left[\left(k_z^{(0)} + \frac{\omega}{u}\right)e^{ik_z^{(0)}z} + \left(k_z^{(0)} - \frac{\omega}{u}\right)e^{-ik_z^{(0)}z}\right] +$$

$$+ \frac{\omega^2\left[e^{i\left(\frac{\omega}{u}+\delta_0\right)} + e^{i\left(\frac{\omega}{u}-\delta_0\right)}\right]}{\omega^2 + k_n^2 u^2 \gamma_\parallel^2} -$$

$$\left. - i\frac{\gamma u}{\Omega}\sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq 0}}^{s=\infty} \frac{a_s}{s} F_s^3(\omega)\left[e^{\Phi_+^{(s)}(\omega)} - e^{\Phi_-^{(s)}(\omega)}\right]\right\}, \tag{9}$$

$$\Phi_{\pm}^{(s)}(\omega)=i\left[\Phi_0^{(s)}+\omega\tau\mp ia_s F_s(\omega)\right],\qquad A_n=2\left[1-(-1)^n\right]/k_n l,$$

$$\Phi_0^{(s)}=s\Omega z/\gamma u,\quad \tau=t-z/u.$$

В последнем слагаемом в сумме по s отсутствует член с $s=0$, который выделен отдельно. Этот член соответствует черенковской раскачке, а остальные члены с $s\neq 0$ — циклотронной раскачке. Ниже нас будет интересовать именно процесс циклотронной раскачки E-волны потоком осцилляторов. Поэтому в дальнейшем мы будем исследовать только третий член в (9). Интегрирование этого члена по ω может быть проведено лишь приближенно. В асимптотическом пределе больших значений τ, когда параметр

$$\varkappa_s=\frac{3}{4}\,\omega_0^{(s)}\left[\frac{\omega_b^2\gamma}{s^2\Omega^2}\,\frac{z^2\tau}{uc}\,J_s^2(\lambda_n)\left(1-\frac{s_0^2}{s^2}\right)^{1/2}\right]^{1/3}\tag{10}$$

велик ($\varkappa_s\gg 1$), интегрирование можно выполнить методом перевала. Учитывая при этом, что седловые точки определяются выражениями

$$\omega_{1,2}^{(\text{пер})}=\omega_{3,4}^{(s)}\mp\frac{\varkappa_s}{3\tau}+i|\varkappa_s|\frac{\sqrt{3}}{\tau},\tag{11}$$

и интегрируя интересующий нас член в (9), получим

$$E_z=\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,E_0\frac{u^3c}{\Omega^4 l_z}\left(\frac{\gamma}{\gamma_\parallel}\right)\sum_{n=1}^{4\,\infty}A_n k_n^2\sin k_n x\sum_{s>s_0}^{\infty}R_s\,e^{\sqrt{3}\varkappa_s}\,\frac{\varkappa_s^{1/2}}{s^1},\tag{12}$$

где

$$E_0=\frac{2\pi l}{u}j_0,\quad R_s=\left(1-\frac{s_0^2}{s^2}\right)^{-1/2}\left[\frac{\cos(\chi_s-\psi_s)}{\lambda_-^2}-\frac{\cos(\chi_s+\psi_s)}{\lambda_+^2}\right],$$

$$\lambda_\pm^2=1\pm\beta\left(1-\frac{s_0^2}{s^2}\right)^{1/2},\quad \chi_s=\omega_0^{(s)}\left(t-\frac{zu}{c^2}\right),$$

$$\psi_s=\omega_0^{(s)}\tau\beta\left(1-\frac{s_0^2}{s^2}\right)^{1/2}-\varkappa_s-\frac{\pi}{12}.$$

В выражении (12) учтены лишь циклотронные гармоники, удовлетворяющие условию $|s|>s_0$. Для гармоник с $s\leqslant s_0$ инкременты нарастания полей не зависят от плотности пучка, что лишено физического смысла, и поэтому такие гармоники в (12) не учтены.

Из формулы (12) видно, что индуцированное потоком осцилляторов поле E_z представлено набором гармоник. Разные гармоники поля растут по-разному. Для гармоники с фиксированным значением s инкремент роста равен $\sqrt{3}\varkappa_s$. В фиксированной точке каждая гармоника нарастает со временем как $\exp(t^{1/3})$ и как $\exp t$ в системе, движущейся вместе с пучком. При этом амплитуда поля становится максимальной на расстоянии 1/3 длины пучка за его фронтом. В этой точке рост поля дается законом

$$E_s\sim\exp\left\{\frac{\sqrt{3}}{2}\left[\frac{\omega_b^2\Omega u}{2\gamma^2 c}(s^2-s_0^2)^{1/2}J_s^2(\lambda_n)\right]^{1/3}t\right\}.\tag{13}$$

Исследование $\varkappa_s$ как функции s показывает, что в условиях $s_0\gg 1$ (что соответствует $l\ll c\gamma/\Omega\gamma_\parallel$, т. е. малой толщине слоя) $\varkappa_s$

принимает максимальное значение при $s=s^*=[s']+1$ (квадратные скобки означают целую часть), где

$$s'=\begin{cases} s_0, & \beta_\perp\gamma_\parallel<1, \\ s_0\beta_\perp\gamma_\parallel, & \beta_\perp\gamma_\parallel>1, \end{cases} \qquad \beta_\perp=\frac{v_{\perp 0}}{c}. \tag{14}$$

Поэтому по истечении достаточно большого времени из всей суммы по s наиболее существенный вклад будет вносить слагаемое с максимальным инкрементом $s=s^*$. В соответствии с этим индуцированное поле при больших временах будет иметь вид

$$E_z=\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,E_0\frac{u^3c}{\Omega^4lz}\left(\frac{\gamma}{\gamma_\parallel}\right)^4\sum_{n=1}^{\infty}A_nk_n^2\sin k_nx\cdot R_{s^*}\frac{\exp\left(\sqrt{3}\,\varkappa_{s^*}\right)\varkappa_{s^*}^{1/2}}{(s^*)^4}, \tag{15}$$

а максимальный инкремент $\sqrt{3}\,\varkappa_s$ при этом равен

$$\sqrt{3}\,\varkappa_s=\frac{3\sqrt{3}}{4}\left(\frac{\omega_b^2\,\Omega z^2\tau}{2\pi\gamma^2uc}\right)^{1/3}\begin{cases}\left(\dfrac{2}{s_0}\right)^{1/6}\left(\dfrac{1}{2}e\beta_\perp\gamma_\parallel\right)^{2s_0/3}, & \beta_\perp\gamma_\parallel\ll 1 \\ 1, & \beta_\perp\gamma_\parallel\approx 1 \\ \dfrac{1}{2}\beta_\perp\gamma_\parallel s_0, & \beta_\perp\gamma_\parallel\gg 1.\end{cases} \tag{16}$$

Таким образом, по истечении достаточно большого времени индуцированное поле фактически является одномодовым. Поле с данной модой $s\gg 1$ можно получить, потребовав выполнения условий

$$\begin{gathered} s>s_0=n\pi c\gamma/l\Omega\gamma_\parallel>s-1, \quad \beta_\perp\gamma_\parallel\lesssim 1, \\ s>\lambda_n=n\pi v_{\perp 0}\gamma/l\Omega>s-1, \quad \beta_\perp\gamma_\parallel\gg 1. \end{gathered} \tag{17}$$

Особый интерес представляет случай $v_{\perp 0}\ll c$, поскольку, строго говоря, только такие пучки могут быть сильноточными. Предполагая при этом толщину слоя достаточно большой для выполнения условия $s_0\ll 1$, получаем следующее значение для инкремента нарастания s-гармоники поля:

$$\sqrt{3}\,\varkappa_s=\frac{3\sqrt{3}}{4}\left[\frac{\omega_b^2\,\Omega}{\gamma^2}\frac{z^2\tau}{uc}\frac{s}{s!}\left(\frac{\lambda_n}{2}\right)^{2s}\right]^{1/3}. \tag{18}$$

Из (18) видно, что максимальным инкрементом обладают гармоники с $s=\pm 1$. Следовательно, в указанных условиях ($v_{\perp 0}\ll c$ и $l\gg c/\Omega$) циклотронное излучение пучка происходит в основном на гармониках $s=\pm 1$, соответствующих нормальному и аномальному эффектам Доплера. Это совпадает с результатом работы [3].

В условиях же тонкого слоя ($v_{\perp 0}\ll c$, $l\ll c/\Omega$) максимальный инкремент нарастания дается первой из формул (16), а индуцированное поле определяется в основном первым членом ряда Фурье и равно

$$\begin{gathered} E_z=-\frac{16}{3}E_0\left(\frac{u}{c}\right)^3\left(\frac{c\gamma}{\Omega\gamma_\parallel}\varkappa^{(0)}\right)^{1/2}e^{\sqrt{3}\,\varkappa^{(0)}}\sin\frac{\pi x}{l}\times \\ \times\sin\frac{\pi c\gamma_\parallel}{l}\left(t-\frac{zu}{c^2}\right)\sin\left(\varkappa^{(0)}+\frac{\pi}{12}\right), \end{gathered} \tag{19}$$

где

$$\varkappa^{(0)} = \frac{3}{4} \frac{A}{\alpha^{1/6}} \left(\frac{1}{2} e \beta_\perp \gamma_\parallel \right)^{2s/3}, \quad A = \left(\frac{\omega_b^2 \Omega z^2 \tau}{\sqrt{2} \pi \gamma_\perp^2 uc} \right)^{1/3}, \quad \alpha = \frac{\pi c \gamma_\perp}{\Omega \gamma_\parallel l}.$$

Интеграл в (9) можно вычислить и в другом предельном случае — при $\varkappa_s \ll 1$. Это условие соответствует областям вблизи плоскости инжекции либо областям вблизи фронта пучка. Вычисления показывают, что и на таких расстояниях индуцированное пучком поле модулировано на частотах, кратных циклотронной.

3. Заключение

Подведем итог проведенному выше анализу нестационарных процессов, связанных с инжекцией релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов в плазменный слой. Поток осцилляторов индуцирует в плазме поля, осциллирующие с частотами, кратными циклотронной (eB_0/mc). Амплитуды этих полей экспоненциально нарастают со временем вследствие резонансного взаимодействия электронов потока с индуцированными полями. При этом на фиксированном расстоянии от плоскости инжекции поле растет как exp $(t^{1/3})$. В системе же, движущейся вместе с пучком, поля растут как exp t. В этом случае инкремент нарастания каждой из гармоник максимален на расстоянии 1/3 длины пучка от его фронта. Это приводит к наличию резкого пика на расстоянии, равном 2/3 длины пучка от плоскости инжекции.

Индуцированные поля, воздействуя на пучок, модулируют его на частотах, кратных циклотронной. Модулированный пучок взаимодействует с индуцированным им же волновым полем, что приводит к дальнейшему росту амплитуды поля. При этом амплитуда индуцированного поля может значительно превосходить собственное поле пучка в вакууме, хотя возмущения пучка все еще малы. Эта амплитуда может также намного превосходить уровень тепловых флюктуаций, нарастающих в системе плазма-пучок, и при этом максимально достижимая в линейном приближении величина поля оказывается порядка поля захвата волной частиц пучка [9].

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Рухадзе за обсуждение работы.

Институт радиофизики
и электроники АН Арм. ССР

Поступила 28. III. 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К.* Радиофизика, 10, 1414 (1967).
2. Релятивистская высокочастотная электроника. Сб. статей под ред. А. В. Гапонова-Грехова, Горький, 1979.
3. *Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.* УФН, 133, 3 (1981).
4. *Рухадзе А. А., Рухлин В. Г.* ЖЭТФ, 61, 177 (1971).
5. *Росинский С. Е., Рухлин В. Г.* ЖЭТФ, 64, 858 (1973).
6. *Росинский С. Е.* и др. ЖЭТФ, 66, 1350 (1974).
7. *Росинский С. Е., Ростомян Э. В., Рухлин В. Г.* Физика плазмы, 2, 49 (1976).
8. *Росинский С. Е., Ростомян Э. В., Рухлин В. Г.* Физика плазмы, 3, 1244 (1977).

9. *Рухадзе А. А.* и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков, Атомиздат, М., 1980.
10. *Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В.* Физика плазмы, 4, 463 (1978).
11. *Кондратенко А. Н.* Плазменные волноводы, Атомиздат, М., 1976.
12. *Ахиезер А. И.* и др. Электродинамика плазмы, Изд. Наука, М., 1974.

ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՇԵՐՏ ՆԵՐՀՈՍՎԱԾ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐՆԵՐԻ ՓՆՋՈՎ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ԴԱՇՏԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՌՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված է պլազմայի շերտ ներհոսված օսցիլյատորների ռելյատիվիստիկ, մոնոէներգետիկ փնջով ինդուկցված դաշտերի զարգացման դինամիկան։ Գտնված են ռեզոնանսային մասնիկների հետ ցիկլոտրոնային փոխազդեցությամբ պայմանավորված դաշտերի աճման տարածա-ժամանակային ինկրեմենտները։

THE DYNAMICS OF INDUCED FIELDS AT THE INJECTION OF OSCILLATORS FLUX INTO A PLASMA LAYER

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

Nonstationary processes connected with the injection and subsequent propagation of a relativistic flux of oscillators into a plasma layer bounded with conducting walls are considered. The structure of fields induced by the flux in plasma and the increments of their space-time increase due to the cyclotron swing of the fields by resonance particles are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 322—328 (1982)

ДВУХЦЕНТРОВОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Д. А. БАДАЛЯН

Как известно, связь между нейтральными атомами и молекулами в отсутствие заметного обмена электронами осуществляется слабыми силами Ван-дер-Ваальса, носящими, главным образом, квантовомеханический характер (см., например, [1]). Однако несмотря на то что их физическая природа достаточно ясна, конкретные расчеты межмолекулярного взаимодействия, особенно для многоатомных молекул, являются слишком сложными, чтобы их можно было бы довести до численных результатов.

В работе [2] построена количественная теория молекулярных кристаллов, где для описания взаимодействия молекул предложен метод эмпирических атомных потенциалов. Согласно этому методу, потенциал межмолекулярного взаимодействия является аддитивной функцией парных взаимодействий атомов, составляющих молекулы. Потенциал же взаимодействия атома i одной молекулы с атомом j другой может быть разбит на два слагае-