ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P9 - 9769

С.Т.Иванов

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ПЛАЗМЕ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, ОКРУЖЕННОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ КОЖУХОМ

1976

Р9 - 9769

С.Т.Иванов

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ПЛАЗМЕ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, ОКРУЖЕННОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ КОЖУХОМ

Направлено в ЖТФ

В работе [1] проведен анализ возбуждения электромагнитных волн в плазменном цилиндре со свободной поверхностью. В настоящей работе учитывается влияние металлического кожуха, окружающего плазму.

Рассматривается плазменный цилиндр радиуса r_p, помещенный в волноводе радиуса R. Вдоль оси z системы со скоростью u пропускается релятивистский электронный пучок радиуса r_p. Концентрация n_b электронов пучка удовлетворяет условию

$$n_b \ll n_p , \tag{1}$$

где n_p – концентрация электронов плазмы. Это условие обеспечивает возбуждение пучком собственных волн рассматриваемой системы.

Для удержания пучка от радиального расплывания на систему предполагается наложенным внешнее продольное магнитное поле $\vec{B}_0(0,0,B_0)$, причем

$$\Omega \gg \omega_b \gamma , \tag{2}$$

где Ω – ларморовская, а ω_B – ленгмюровская частоты электронов пучка и $\gamma = (1-u^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор.

По отношению к плазме исследуются два случая:

а) незамагниченной плазмы ($\omega_p \gg \Omega$, где ω_p – ленгмюровская частота электронов плазмы) с изотропной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$.

б) сильно замагниченной плазмы ($\omega_p \ll \Omega$) с поперечной ($\epsilon_\perp = 1$) и продольной ($\epsilon_\parallel = \epsilon_p$) компонентами диэлектрической проницаемости.

Для анализа колебаний на линейной стадии развития неустойчивости воспользуемся дисперсионным уравнением малых колебаний в системе из двух диэлектриков, окруженных кожухом /2/. Для рассматриваемой нами системы из плазмы и вакуума его можно записать в виде:

$$\frac{\omega^2}{k_z^2c^2}\left[\frac{\epsilon_{pb}}{\bar{\kappa}_p}P(\bar{\kappa}_p r_p)-\frac{q_\ell(\kappa_v r_p)}{\kappa_v}\right]\left[\frac{P_\ell(\kappa_p r_p)}{\kappa_p}-\frac{f_\ell(\kappa_v r_p)}{\kappa_v}\right]-$$
$$-\frac{\ell^2}{r_p^2}\left(\frac{1}{\kappa_p^2}-\frac{1}{\kappa_v^2}\right)^2=0, \qquad (3)$$

где

$$\bar{\kappa}_p^2=\frac{\epsilon_{pB}}{\epsilon_\perp}\kappa_p^2,\quad \epsilon_{pb}=\epsilon_p-\frac{\omega_b^2\gamma^{-3}}{(\omega-k_z u)^2},$$

$$\kappa_p^2=k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_\perp,\quad \kappa_v^2=k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2},$$

$$P_\ell(x)=\frac{I'_\ell(x)}{I_\ell(x)},\quad q_\ell=\frac{Q'_\ell(x)}{Q_\ell(x)},\quad f_\ell(x)=\frac{F'_\ell(x)}{F_\ell(x)},$$

$$Q_\ell(x)=I_\ell(x)K_\ell(\kappa_v R)-I_\ell(\kappa_v R)K_\ell(x),$$

$$F_\ell(x)=I_\ell(x)K'_\ell(\kappa_v R)-I'_\ell(\kappa_v R)K_\ell(x),$$

а k_z и ℓ – продольное и азимутальное волновые числа, $I_\ell(x)$ и $K_\ell(x)$ – модифицированные функции Бесселя.

Согласно условию (1), пучок является слабым возмущением и поэтому дисперсионное уравнение в нулевом приближении по пучку дает спектр частот собственных волн $\omega(k_z)$. Взаимодействие пучка с электромагнитной волной приводит к ее раскачке при выполнении условия черенковского резонанса $\omega \simeq k_z u$. Учитывая это, мы не определяем весь спектр $\omega(k_z)$, а находим только

частоты ω_0 возбуждаемых пучком волн при условии $\omega_0=k_z u$. Учет пучковых слагаемых в дисперсионном уравнении приводит к малой поправке $\delta(\omega=\omega_0+i\delta=k_z u+i\delta)$, которая характеризует взаимодействие пучка с волной. При $\mathrm{Re}\,\delta>0$ амплитуда волны нарастает со временем с инкрементом $\mathrm{Re}\,\delta$.

В случае возбуждения коротковолновых по радиусу кожуха колебаний результаты полностью совпадают с теми же для системы без кожуха /1/. При этом коротковолновые по радиусу плазмы колебания всегда некогерентны, а длинноволновые по этому же радиусу некогерентны в незамагниченной плазме и когерентны в сильно замагниченной.

Рассмотрим длинноволновые по радиусу кожуха колебания, когда

$$\kappa_v R,\ \bar{\kappa}_p r_p<1. \qquad (4)$$

Спектр частот и инкремент нарастания аксиально-симметричной ($\ell=0$) волны определяется следующими выражениями:

$$\omega_0^2=\frac{2\ln^2 s}{s^2}\left(1-\frac{2u^2\gamma^2}{\omega_p^2 r_p^2\ln s}+\frac{\omega_p^2 r_p^2}{8c^2\Lambda}\right)\omega_p^2,$$

$$\delta_0=\frac{-1\pm i\sqrt{3}}{2\gamma}\left(\frac{n_B}{2n_p}\cdot\frac{1}{\gamma^2-1}\right)^{1/3}\omega_0. \qquad (5)$$

Здесь $s\equiv R/r_p$, а $\Lambda=1$ в незамагниченной плазме и $\Lambda=\gamma^2-1$ в замагниченной.

Из уравнения (3) и неравенств (4) следует, что возбуждение аксиально-симметричной моды возможно лишь при условии $\ln s>2$, если $\omega_p\gg\Omega$ и $\ln s>2(\gamma^2-1)$, если $\omega_p\ll\Omega$, т.е. если $R\gg r_p$. Заметим еще, что возбуждение этой моды происходит в очень узком интервале концентрации плазмы, определяемом неравенствами

$$G<\omega_p^2<G+\frac{u^2\gamma^2}{r_p^2\ln s}, \qquad (6)$$

где $G=8c^2\Lambda^2 r_0^{-2}\left(-1+\sqrt{1+(\gamma^2-1)/\Lambda\ln s}\right)$.

Иными словами, возбуждение аксиально-симметричной моды в системе с конечным радиусом кожуха происходит в узкой резонансной области параметров пучка и плазмы. При этом наряду с высокой однородностью концентрации плазмы и скорости пучка необходима резкая (по сравнению с длиной волны) граница плазмы.

Перейдем к рассмотрению аксиально-несимметричных ($\ell \neq 0$) мод длинноволновых колебаний. В незамагниченной плазме из (3) получаем следующие выражения для спектра частот и инкремента нарастания колебаний:

$$\omega_\ell^2 = \frac{\eta_\ell}{1+\eta_\ell}\,\omega_p^2,$$

$$\delta_\ell = \frac{-1 \pm i\sqrt{3}}{2\gamma}\left(\frac{n_b}{2n_p}\cdot\frac{\eta_\ell}{2\ell(\ell+1)}\cdot\frac{\omega_\ell^2 r_p^2}{u^2}\right)^{1/3}\omega_\ell, \qquad (7)$$

где $\eta_\ell = (s^{2\ell}-1)(s^{2\ell}+1)^{-1}$.

Инкременты нарастания мод с $\ell \neq 0$ очень близки друг к другу, причем максимальным инкрементом обладает мода с $\ell = 1$. Сравнивая $\mathrm{Re}\,\delta_0$ и $\mathrm{Re}\,\delta_1$, можно показать, что $\mathrm{Re}\,\delta_0 < \mathrm{Re}\,\delta_1$. Следовательно, в незамагниченной плазме неустойчивость многомодова и излучение некогерентно.

В сильно замагниченной плазме для $\ell \neq 0$ уравнение (3) при условии (4) не имеет решения. Следовательно, длинноволновые аксиально-несимметричные колебания в сильно замагниченной плазме не возбуждаются. Тем самым обеспечивается когерентность возбуждаемой аксиально-симметричной ($\ell = 0$) волны.

С точки зрения усиления и генерации электромагнитных волн интерес представляет одномодовая пучковая неустойчивость в сильно замагниченной плазме. Для выяснения ее развития необходимо решать нелинейную нестационарную задачу. Такая задача может быть решена численными методами. В данной работе исследуется лишь стадия насыщения пучковой неустойчивости. Находится тот уровень амплитуды и соответственно энергии

запускаемой в систему волны, выше которого она не нарастает. Учитывая результаты численного решения задачи о возбуждении электромагнитных волн в пространственно неограниченной плазме /3/, можно предположить, что через некоторое время амплитуда возбуждаемой пучком волны начнет колебаться около этого уровня, и процесс становится квазистационарным. Анализ полученного при таком предположении нелинейного уравнения подтверждает наше допущение о стационарности после некоторого уровня насыщения амплитуды волны, который определяется захватом электронов пучка в поле волны.

Чтобы определить амплитуды насыщения поля, воспользуемся методом, предложенным в /4/ и развитым для ограниченных систем в /1,2,5/. Зная поля, легко определить вектор потока электромагнитного излучения (вектор Пойтинга). Отношение вектора Пойтинга к продольному потоку кинетической энергии пучка $n_b m c^2(\gamma-1) u \pi r_B^2$ определяет эффективность преобразования энергии пучка в поток энергии электромагнитного излучения, т.е. КПД рассматриваемой системы:

$$\eta \simeq \frac{\gamma+1}{\gamma^{2/3}}\cdot\left(\frac{2n_b}{n_p}\right)^{1/3} \simeq \left(\frac{2n_b}{n_p}\gamma\right)^{1/3}. \qquad (8)$$

КПД рассматриваемой системы в 4 раза больше, чем в плазменном цилиндре со свободной поверхностью. Зависимости КПД от энергии и плотности тока пучка j_b остаются те же самые – $\eta \sim \gamma^{1/3}$, $j_b^{1/3}$.

Резюмируя результаты работы, можем сказать, что учет влияния кожуха, окружающего плазменный цилиндр со свободной поверхностью, приводит к еще одной возможности возбуждения когерентного электромагнитного излучения в сильно замагниченной плазме. При этом возбуждение имеет резонансный характер и возможно в узкой области параметров плазмы. КПД системы с кожухом увеличивается по сравнению с системой без кожуха.

В заключение мне приятно выразить благодарность профессору А.А.Рухадзе за полезные обсуждения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Т.Иванов. ЖТФ, 46, №4 (1976).
2. С.Т.Иванов, В.Г.Котетишвили, С.Е.Росинский, А.А.Рухадзе. ФТТ, №6 (1976).
3. N.G.Matsiborko et al. Plasma Phys., 14, 591 (1972).
4. Р.И.Ковтун, А.А.Рухадзе. ЖЭТФ, 58, 1709 (1970).
5. S.T.Ivanov, O.V.Dolgenko and A.A.Rukhadze. J.Phys., A8, 585 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1976 года.