

числениях именно эта величина использовалась для определения значений пространственного разрешения путем численного расчета по формуле (1).

На рис. 1 представлены графики изменения пространственного разрешения δ/L , нормированного на диффузионную длину, в зависимости от скорости поверхностной рекомбинации при различных положениях источника (при различных ускоряющих напряжениях). Нетрудно видеть, что существенное улучшение пространственного разрешения достигается при $S > 20$ и при малых глубинах залегания источника, т. е. при низких ускоряющих напряжениях. Увеличение влияния скорости поверхностной рекомбинации приводит к оттоку неосновных носителей заряда к поверхности и за счет этого к уменьшению диффузионного размытия, что в итоге приводит к улучшению пространственного разрешения.

На рис. 2 приведены графики зависимости δ/L от глубины залегания точечного источника. В этом случае пространственное разрешение уменьшается (для данного ускоряющего напряжения) с увеличением S и чем ближе точечный источник расположен к поверхности, тем сильнее влияние поверхностной рекомбинации.

Таким образом, существенное улучшение пространственного разрешения при исследовании полупроводникового материала в режиме НТ РЭМ может быть достигнуто при низких ускоряющих напряжениях и в условиях с высокой скоростью поверхностной рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Leamy H. J.//J. Appl. Phys. 1982. 53, N 6. P. R51. [2] Van Roosbroeck W.//J. Appl. Phys. 1955. 26. P. 380. [3] Селезнева М. А., Куприянова Т. А., Дицман С. А.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1974. 38, № 11. С. 2328. [4] Невзорова Л. Н., Петров В. И., Шитов Н. Н.//Поверхность. 1982. № 11. С. 124. [5] Petrov V. I., Gvozdover R. S.//Scanning. 1991. 13. P. 410.

Поступила в редакцию
14.10.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 538.56

КОРОТКОВОЛНОВЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С ПЛАЗМЕННЫМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ

В. К. Гришин, К. М. Крикет *)

(кафедра общей ядерной физики)

Анализируется эффективность черенковского лазера на свободных электронах с диэлектрическим и плазменным слоями (аксиально-симметричная конфигурация), предназначенного для генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн. Слой плотной плазмы, заполняющей пространство между диэлектриком и трубкой тока, сохраняет высокий уровень поля излучения в районе пучка и заметно повышает КПД системы (~5% в миллиметровом диапазоне).

Черенковские схемы на диэлектрических элементах с пучком электронов различной степени релятивизма в последнее время регулярно обсуждаются в литературе (см., напр., экспериментальные [1—4] и расчетно-аналитические [5, 6] работы). Это не случайно, так как подобные относительно простые схемы позволяют получать электромагнитное излучение с плавно перестраиваемой частотой в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах.

Настоящая работа посвящена исследованию эффективности модификации подобной схемы, включающей плазменные элементы. Известно, что в черенковских лазерах на свободных электронах (ЧЛСЭ), где замагниченный пучок взаимодействует с медленными волнами, коротковолновое излучение сосредоточено вблизи поверхности замедляющей структуры (поверхности диэлектрика) на расстоянии порядка длины воз-

*) Доминиканская Республика,

буждаемой волны. Естественно поэтому стремление экспериментаторов прижать пучок к диэлектрической поверхности, чтобы повысить эффективность его взаимодействия с излучением. Однако при этом в реальном устройстве в зазоре между пучком и диэлектриком будет неизбежно возникать газовая плазма, которая в зависимости от ее плотности может кардинально изменить электродинамические свойства системы (плазма возникает автоматически вследствие взаимодействия частиц с пристеночным газом, но может создаваться и специально). Изменения наиболее существенны, если плазменная частота превышает частоту волны. В этом случае амплитуда волны изменяется вблизи диэлектрика менее резко, что в конечном счете может заметно повысить эффективность взаимодействия пучка и волны. Роль этого эффекта анализируется ниже.

Рассмотрим следующую схему, являющуюся несколько упрощенным прототипом реального устройства. В полубесконечный круглый волновод радиусом R с осью $z > 0$, стенки которого покрыты диэлектрическим слоем толщиной Δ , через входной торец инжектируется тонкий трубчатый электронный пучок. Параметры пучка: радиус трубки тока b , ток I_b , энергия частиц $mc^2(\gamma_0 - 1)$, где релятивистский фактор γ_0 и скорость частиц $v_0 = \beta_0 c$ связаны соотношением $\beta_0 = (1 - 1/\gamma_0^2)^{1/2}$. Между пучком и диэлектриком находится плотная плазма, так что продольная составляющая ее диэлектрического тензора $\epsilon_{zz} = \epsilon_p < 0$. Пучок и плазма замагничены продольным магнитным полем. При $z \sim 0$ в волновод подается начальное возмущение в виде одной из собственных мод E -волны системы, фазовая скорость которой близка к скорости пучка. Взаимодействуя с этой попутной волной, пучок резонансно усиливает ее, а возбуждаемое излучение уносится вместе с пучком в глубь волновода.

Рассмотрим структуру полей. Попутная волна

$$(\mathbf{E}, \mathbf{H}) = (E, \mathbf{H})_{\omega} \exp \{-i\omega t + ikz\} \quad (1)$$

при $\beta_{ph} = \omega/kc \sim \beta_0$ имеет аксиально-симметричную структуру: $\mathbf{E} = (E_r, 0, E_z)$, $\mathbf{H} = (0, H_{\phi}, 0)$. Радиальное распределение полей определяется уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dE_z}{dr} \right) - \kappa_{0,1,2}^2 E_z = 0, \quad (2)$$

и

$$E_r = \frac{ik\epsilon(r)}{\epsilon(r)\omega^2/c^2 - k^2} \frac{dE_z}{dr}; \quad H_{\phi} = \epsilon(r)\beta_{ph}E_r,$$

где $\epsilon(r) = 1$ при $0 < r < R - \Delta = a$ и $\epsilon(r) = \epsilon > 1$ при $a \leq r \leq R$; $\kappa_0^2 = k^2 - \omega^2/c^2$ при $0 < r < b$; $\kappa_1^2 = -\kappa_0^2|\epsilon_p|$ при $b < r < a$; $\kappa_2^2 = \epsilon\omega^2/c^2 - k^2$ при $a \leq r \leq R$, с граничными условиями $E_z(0) < \infty$, $E_z(R) = 0$, $\{E_z\}_{a,b} = 0$ (фигурные скобки указывают скачок соответствующей величины), и

$$\left\{ \frac{dE_z}{dr} \right\}_b = -\frac{2\kappa_0^2 c^2 I_b E_z(b)}{I_0 b \gamma_0^3 (\omega - kv_0)^2}; \quad \left\{ \frac{\epsilon(r)}{\kappa_{0,1}^2} \frac{dE_z}{dr} \right\} = 0, \quad (3)$$

$$I_0 = mc^3/l = 17 \text{ кА.}$$

Обратимся к наиболее интересному коротковолновому случаю, когда в основной зоне $r \geq b$ выполняется неравенство $\kappa_{0,1,2}^2 \gg 1$. Тогда, используя асимптотику обычных и модифицированных бесселевых функций, соответствующие комбинации которых описывают решения уравнения (2), получаем следующее дисперсионное уравнение (в предположении слабосточности пучка, т. е. в комптоновском режиме):

$$D_0 = \frac{\epsilon}{\gamma_{ph} \sqrt{\epsilon \beta_{ph}^2 - 1}} \left(1 + \frac{1}{\alpha} \operatorname{tg}(\kappa_1 \delta) \right) \operatorname{ctg}(\kappa_2 \Delta) + \frac{1}{\alpha} \operatorname{tg}(\kappa_1 \delta) - 1 = \\ = \frac{2kQI_b}{I_0 b \beta_0^2 \gamma_0^4 (\omega - kv_0)^2}, \quad (4)$$

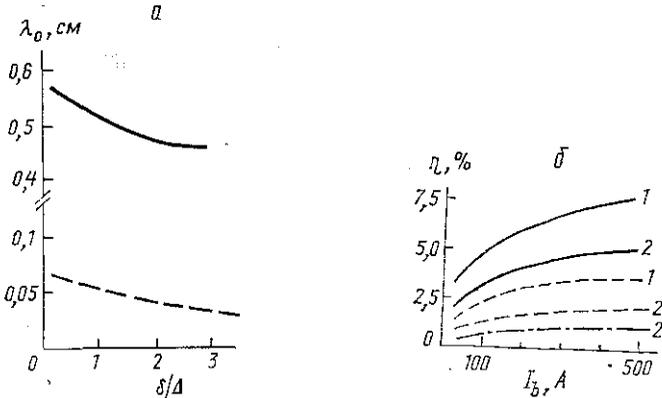
$$Q = 1 - \frac{\epsilon}{\alpha \gamma_{ph} \sqrt{\epsilon \beta_{ph}^2 - 1}} \operatorname{ctg}(\kappa_2 \Delta) \operatorname{tg}(\kappa_1 \delta),$$

где $\gamma_{ph} = (1 - \beta_{ph}^2)^{-1/2}$, $\alpha = \sqrt{|\epsilon_p|}$, $\delta = a - b$ — толщина плазменного слоя. Далее, в процессе анализа будут сравниваться характеристики рассматриваемой плазмен-

ной и традиционной бесплазменной систем. При этом геометрия диэлектрика и пучка предполагается одинаковой, так что в бесплазменном случае параметр δ будет указывать величину зазора между внутренней поверхностью диэлектрика и трубкой тока.

Соотношение (4) при $\alpha \rightarrow i$ (плазма отсутствует, $\text{tg} \rightarrow \text{th}$) переходит в дисперсионное уравнение для диэлектрического волновода с пучком [7] в коротковолновом пределе. При этом справа появляется характерный множитель $\exp\{-2\kappa_0\delta\}$, величина которого уже при $\delta \approx 2\pi/k$ оказывается весьма малой. Напротив, при $\alpha > 0$ ситуация качественно изменяется, так как перепад амплитуды поля в плазменном слое заметно ослабляется, а фактор Q оказывается порядка единицы. Поэтому эффективность взаимодействия пучка и поля заметно повышается, что в конечном счете сказывается в повышении КПД устройства (см. далее).

Дисперсионные свойства холодной системы определяет уравнение $D_0=0$, решаемое при резонансном условии $\beta_{ph}=\beta_0$. При $\delta=0$ уравнение описывает (как и при $\alpha \rightarrow i$) колебания с $k_0=k_0(\omega)$ бесплазменного волновода с пристеночным скольжением пучка. При $\delta > 0$ уравнение обнаруживает важное свойство: вплоть до $\delta \sim 3\Delta$ (при $0 < \alpha < 1$) длина волны остается практически неизменной (рисунок, а).



Зависимость резонансной длины волны излучения λ_0 от относительной толщины δ плазменного слоя (а) и зависимость КПД η от тока пучка I_b (б). Параметры системы: $\gamma_0=1,4$; $\varepsilon=3,4$; $\alpha=0,3$; $\Delta=0,1$ см (сплошные линии) и $0,01$ см (штриховые); $\delta/\Delta=0$ (1) и 1 (2); штрих-пунктир — бесплазменный случай, $\Delta=0,1$ см

Возбуждение волны характеризуется инкрементом усиления, равным (при $\beta_{ph}=\beta_0$, $k=k_0+\delta k$, $|\delta k| \ll k_0$)

$$\text{Im}(\delta k) = \frac{\sqrt{3}}{2} (2k_0 I_b Q / [I_b \beta_0^2 \gamma_0^4 \partial D_0 / \partial k_0])^{1/2}. \quad (5)$$

Эффективность возбуждения излучения может быть оценена следующим образом. Попутная волна, распространяясь вдоль z , усиливается настолько, что происходит захват ею частиц пучка, после чего волна и пучок в среднем синхронизируются, а усиление прекращается (это происходит примерно на длине $\sim 10/\text{Im} \delta k$, т. е. $\sim 20-40$ см для типичных параметров). Уровень захвата определяет предельную передачу энергии пучка в электромагнитный поток. Отсюда из условия баланса потоков энергии и импульса в системе можно оценить предельный КПД устройства η (см. подробнее [8]):

$$\eta = \frac{\Pi_E}{\Pi_0} = \frac{\gamma_0 (\beta_0 - \beta)}{(\gamma_0 - 1) (cG_E / \Pi_E - \beta)}, \quad (6)$$

где $\Pi_{E,0}$ — потоки энергии излучения и исходного пучка, G_E — поток импульса излучения, $v=\beta c$ — скорость волны и пучка в момент захвата. Учитывая выполнение в начальный момент резонансных условий, имеем $k=k_0\beta_0/\beta$. При расчетах величина $\beta=\beta_0-\delta\beta$, где $\delta\beta \approx \beta_0 \cdot \text{Im}(\delta k) / \sqrt{3}k$ (более точные оценки дают лишь малую поправку [8]).

Результаты оценок КПД для различных вариантов представлены на рисунке (б). Для сравнения указана эффективность устройства в предельном случае с $\delta=0$ и в бесплазменной системе при $\delta=\Delta$. Оценки показывают, что в миллиметровом диапазоне с длиной волны излучения $\lambda \sim 0,5$ см в предельном случае КПД достигает $\sim 8\%$ (при энергии частиц 200 кэВ и токе пучка 500 А), но падает до значения меньше 1% при $\delta=\Delta$, если $\epsilon_p \rightarrow 1$. Напротив, для достаточно плотной плазмы с $\epsilon_p < 0$ КПД повышается при $\delta=\Delta$ до 5% и при $\delta \sim 3\Delta$ уменьшается незначительно. Столь же заметно влияние плазмы в субмиллиметровом диапазоне. Однако здесь плотность плазмы должна достигать значений порядка $n_p \sim 10^{14}$ см $^{-3}$. Поэтому в этом случае необходим более детальный анализ.

Авторы выражают благодарность А. Н. Сандалову за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Feich K. L., Busby K. O., Layton R. W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1981. 38. P. 601. [2] Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Штейн Ю. Г. // Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 1. С. 60. [3] Garate E., Walsh J., Shaughnessy S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1987. A259. P. 125. [4] Ciocci F., Patt G. et al. // Ibid. P. 128. [5] Карбышев Н. И., Шлапаковский А. С. // ЖТФ. 1989. 59, № 3. С. 161. [6] Александров А. Ф., Кузелев М. В., Панин В. А., Пыркина О. Е. // ЖТФ. 1988. 58, № 9. С. 1679. [7] Иларионов Ю. А., Раевский С. Б., Сморгунский В. Я. Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М., 1980. [8] Ленский И. Ф. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1990.

Поступила в редакцию
27.05.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

ГЕОФИЗИКА

УДК 532.5;551.46;551.51

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗАМЕДЛЕНИЯ СТОКСОВЫХ ЧАСТИЦ В ПРИДОННОМ СУСПЕНЗИОННОМ ПОТОКЕ

Ю. Г. Пыркин, М. А. Силаев
(кафедра физики моря и вод суши)

Приведены данные экспериментального исследования эффекта замедления стоксовых частиц в турбулентном суспензионном потоке. Дан анализ особенностей движения полидисперсной твердой фазы при различных скоростях движения потока. Полученные теоретические оценки, учитывающие турбулентный характер движения, достаточно хорошо соответствуют экспериментальным результатам.

Экспериментальные исследования структуры турбулентности и процессов энергообмена в суспензионных потоках, выполненные на физическом факультете, показали, что наряду с широкоизвестной трансформирующей осредненной энергии движения жидкости в турбулентную в суспензионных потоках наблюдается обратный процесс, т. е. переход пульсационной энергии в среднюю. При этом передача энергии турбулентности среднему движению происходит опосредованно, а посредниками служат частицы твердой фазы, способствуя отбору энергии от внешнего источника — гравитационного поля. В процессе энергообмена часть турбулентной энергии затрачивается на взвешивание частиц, т. е. на уменьшение скорости их осаждения [1, 2].

Эффект взвешивания частиц в литературе отмечался и ранее, однако для надежных количественных оценок уменьшения скорости осаждения частиц разного размера в турбулентных взвесенесущих потоках, по сравнению со стоксовой, экспериментальных данных недостаточно. Большинство теоретических оценок для расчета замедления делается на основе обобщенного Ченом уравнения движения одиночной частицы в турбулентном потоке [3—5]:

$$\frac{\partial w_s}{\partial t} = \frac{F}{\rho_s V} - \frac{\rho_s - \rho}{\rho_s} g - k \frac{\rho}{\rho_s} \frac{\partial w_0}{\partial t} + \frac{\rho}{\rho_s} \frac{\partial W}{\partial t}, \quad (1)$$

где w_s — скорость частицы, W — вертикальная скорость жидкости, $w_0 = w_s - W$,