

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПОЛОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. Г. Оганесян, С. В. Абаджян

Теория усиления электромагнитной волны в неограниченной диэлектрической среде на основе вынужденного черенковского эффекта (ВЧЭ) была развита в работе [1]. Если взаимодействие частиц с электромагнитным полем происходит в плотной среде, то коэффициент усиления становится большим, но при этом возникают трудности с транспортировкой пучка электронов через среду. Анализ механизма усиления черенковского лазера, выполненный в этой же работе, показал, что основывается на участии в процессах излучения и поглощения электронов, имеющих разные энергии либо летящих под разными углами.

В работе [2] рассмотрен ВЧЭ в случае, когда электромагнитная волна распространяется в волноводе в режиме полного внутреннего отражения (ПВО), а пучок электронов — над поверхностью волновода. Эта схема усиления очень удобна, так как исчезают трудности, связанные с многократным рассеянием электронов, и возрастает область взаимодействия частиц с волной. Однако анализ, выполненный в работе [3], показал, что получить режим усиления в этом случае не так просто, как в предыдущем. Это связано с тем, что процессы излучения и поглощения фотона электроном полностью симметричны.

В работе [3] показано, что это вырождение можно снять, если поместить волновод в газовой среде. При расчете коэффициента усиления предполагалось, что пучок частиц имеет разброс по энергиям и область усиления достаточно велика $L \gg L_1 = \lambda (\mathcal{E}/mc^2)^2 \mathcal{E}/\Delta$, где λ — длина волны, Δ — ширина энергетического разброса пучка электронов. В работе [2], а затем в [3] рассмотрен обратный случай, когда $L \ll L_1$, пучок частиц моноэнергичен, а усиление электромагнитной волны происходит за счет электронов, скорости которых лежат вне черенковского конуса ($\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} \neq 0$). В работах [4, 5] показано, что асимметрию в процессах излучения и поглощения фотонов в длинном волноводе ($L \gg L_1$) можно создать с помощью постоянного магнитного поля, направленного вдоль центральной оси пучка частиц. Асимметрия возникает из-за того, что закон сохранения импульса в направлении, перпендикулярном магнитному полю, не выполняется. При расчете коэффициента усиления учитывались как угловой, так и энергетический разбросы пучка электронов. В работах [6, 7] вычислен инкремент неустойчивости электромагнитной волны в случае, когда пучок частиц моноэнергичен и распространяется только параллельно волноводу. Этот предельный случай соответствует режиму больших коэффициентов усиления и справедлив лишь для пучков довольно высокого качества $\Delta v_z/v_z \ll \omega_p/\omega (mc^2/\mathcal{E})^{3/2}$, где ω_p — плазменная частота пучка частиц.

Анализ работы черенковского лазера в режиме ПВО во всех перечисленных случаях показывает, что с помощью сильноточных пучков электронов умеренных энергий ($j \sim 1$ кА/см², $\mathcal{E} \lesssim 1.5$ МэВ) можно получить значительные усиления в диапазоне от миллиметровых до инфракрасных длин волн. Этот вывод подтверждается также целым рядом экспериментов [8–10].

В настоящей работе развивается теория усиления электромагнитной волны в полом цилиндрическом волноводе на основе механизма, предложенного в [4, 5]. Направим ось диэлектрического волновода с внутренним и внешним радиусами a и b вдоль оси z . z -компоненты электромагнитного поля TM_0 -моды волновода

$$E_z = \exp[i(k_{\parallel}z - \omega t)] \left\{ \begin{array}{ll} AI_0(k_{\perp}r) & r < a \\ BJ_0(k'_{\perp}r) + CN_0(k'_{\perp}r) & a \leq r \leq b \\ DK_0(k_{\perp}r) & r > b \end{array} \right\} + \text{к. с.}, \quad H_z = 0 \quad (1)$$

определяют остальные компоненты волны [11]

$$E_r = i \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \exp[i(k_{\parallel}z - \omega t)] \left\{ \begin{array}{ll} AI_1(k_{\perp}r) & r < a \\ -\frac{k_{\perp}}{k'_{\perp}} [BJ_1(k'_{\perp}r) + CN_1(k'_{\perp}r)] & a \leq r \leq b \\ -DK_1(k_{\perp}r) & r > b \end{array} \right\} + \text{к. с.}, \quad E_{\theta} = 0,$$

$$H_{\parallel} = i \frac{\omega}{ck_{\perp}} \exp [i (k_{\parallel} z - \omega t)] \left\{ \begin{array}{ll} -A I_1(k_{\perp} r) & r < a \\ -n^2 \frac{k_{\perp}}{k'_{\perp}} [B J_1(k'_{\perp} r) + C N_1(k'_{\perp} r)] & a \leq r \leq b \\ D K_1(k_{\perp} r) & r > b \end{array} \right\} + \text{к. с.}, \quad \Pi_r = 0. \quad (2)$$

В формулах (1), (2) r, θ, z — цилиндрические координаты; A, B, C, D — постоянные; J_m, N_m, I_m, K_m ($m=0, 1$) — обычные и модифицированные функции Бесселя.

Проекция волнового вектора поля (1), (2) в волноводе и вне его связаны соотношениями $k'_{\perp} = [(\omega/c k)^2 - k_{\parallel}^2]^{1/2}$, $k_{\perp} = [k_{\parallel}^2 - (\omega/c)^2]^{1/2}$. Из условий сшивания компонент электромагнитного поля (1), (2) на границах $r=a$ и $r=b$ получаем условие существования моды

$$\frac{J_0(u_2) \frac{I_1(u_1)}{I_0(u_1)} - n^2 \frac{u_1}{u_2} J_1(u_2)}{N_0(u_2) \frac{I_1(u_1)}{I_0(u_1)} - n^2 \frac{u_1}{u_2} N_1(u_2)} = \frac{J_0(u_3) \frac{K_1(u_4)}{K_0(u_4)} + n^2 \frac{u_4}{u_3} J_1(u_3)}{N_0(u_3) \frac{K_1(u_4)}{K_0(u_4)} + n^2 \frac{u_4}{u_3} N_1(u_3)}, \quad (3)$$

а также выражения для безразмерных величин $B/A, C/A$ и D/A

$$\frac{B}{A} = \frac{B}{C} \frac{C}{A}; \quad \frac{B}{C} = \frac{n^2 \frac{u_1}{u_2} N_1(u_2) - N_0(u_2) \frac{I_1(u_1)}{I_0(u_1)}}{J_0(u_2) \frac{I_1(u_1)}{I_0(u_1)} - n^2 \frac{u_1}{u_2} J_1(u_2)}; \quad \frac{C}{A} = \frac{I_0(u_1)}{N_0(u_2) + \frac{B}{C} J_0(u_2)};$$

$$\frac{D}{A} = \frac{\frac{B}{A} J_0(u_3) + \frac{C}{A} N_0(u_3)}{K_0(u_4)}. \quad (4)$$

Параметры u_i ($i=1-4$) имеют вид

$$u_1 = k_{\perp} a, \quad u_2 = k'_{\perp} a, \quad u_3 = k'_{\perp} b, \quad u_4 = k_{\perp} b. \quad (5)$$

Пусть начальный электронный пучок с гауссовским разбросом по импульсам

$$f_0(\mathbf{p}) = \frac{(4 \ln 2)^{3/2}}{\Delta_{\parallel} \Delta_{\perp}^2} \exp \left\{ -\frac{4 \ln 2 p_{\perp}^2}{\Delta_{\perp}^2} - \frac{4 \ln 2 (p_{\parallel} - p_0)^2}{\Delta_{\parallel}^2} \right\} \quad (6)$$

входит в полный волновод вдоль его центральной оси и взаимодействует с электромагнитным полем (1), (2) и постоянным магнитным полем с напряженностью $H_z = -H$. Решая кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (7)$$

в области $r < a$, находим функцию распределения частиц $f = f_0 + f_1$. Первое слагаемое $f_0(\mathbf{p})$ определяется выражением (6), а линейная по полю (1), (2) добавка

$$f_1 = \frac{i e A}{k_{\perp} v_x - \omega} \frac{\partial f_0}{\partial p_x} \left[I_0(k_{\perp} r) + \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega} I_1(k_{\perp} r) \sin(\varphi - \theta) \right] \exp [i (k_{\parallel} z - \omega t)] + \text{к. с.}, \quad (8)$$

где $\Omega = \Omega_0 (mc^2/\mathcal{E})$, $\Omega_0 = (e H)/mc$ — Ларморова частота, углы θ и φ определяются соотношениями $\tan \theta = y/x$, $\tan \varphi = p_y/p_x$.

При расчетах предполагалось, что магнитное поле достаточно велико

$$H \gg \left(\frac{c \Delta_{\perp}}{|e| a}; \frac{c k_{\perp} \Delta_{\perp}}{|e|} \right), \quad (9)$$

и учитывались только слагаемые, содержащие черенковский полюс $\omega - k_{\parallel} v_x$. Если зафиксировать координаты точки наблюдения $\mathbf{r} (r, \theta, z)$, то угол φ определяется из неравенств

$$-\pi - \delta + \theta < \varphi < \delta + \theta, \quad \text{если } a - \frac{2v_{\perp}}{\Omega} < r < a,$$

$$0 \leq \varphi < 2\pi, \quad \text{если } a < r \leq a - \frac{2v_{\perp}}{\Omega}, \quad (10)$$

где

$$\delta = \arcsin \frac{a^2 - 2av_{\perp}/\Omega - r^2}{2rv_{\perp}/\Omega}.$$

Легко проверить, что условия (10) соответствуют учету лишь тех частиц, которые не пересекают стенки волновода.

Коэффициент усиления волны (1), (2) определим как отношение потерь энергии пучка частиц в единицу времени к потоку энергии волны, усредненных по времени,

$$\Gamma = \frac{-\int j \bar{E} dx dy}{\frac{c}{4\pi} \int [\mathbf{E} \mathbf{H}]_x dx dy} \quad (11)$$

Подставляя сюда выражение для тока $\mathbf{j} = e\rho_0 \int \mathbf{v} f d\mathbf{p}$ и учитывая неравенства (9), (10), получаем

$$\Gamma_{\max} = 8.4\rho_0 r_0 \lambda \frac{mc^2}{\beta_0 \varepsilon_0} \left(\frac{p_0}{\Delta_{\parallel}}\right)^2 (1 - \alpha) G. \quad (12)$$

Здесь ρ_0 — плотность начального пучка частиц, r_0 — классический радиус электрона, ε_0 — средняя энергия частиц, $\beta_0 = p_0 c^2 / \varepsilon_0$, параметры α и G определяются выражениями

$$\alpha = \frac{I_0^2(u_1)}{I_0^2(u_1) - I_1^2(u_1)} \frac{c \Delta_{\perp}}{|e| H a},$$

$$G = \frac{I_0^2(u_1) - I_1^2(u_1)}{I_1^2(u_1) - I_0^2(u_1) + \frac{2I_0(u_1)I_1(u_1)}{u_1} + \left(\frac{D u_4}{A u_1}\right)^2 \left(\frac{K_0^2(u_4) - K_1^2(u_4)}{u_4} + \frac{2K_0(u_4)K_1(u_4)}{u_4}\right) + \frac{n^2}{u_2^2} (u_4^2 \varphi(u_2) - u_1^2 \varphi(u_2))}, \quad (13)$$

где

$$\varphi = \left(\frac{B}{A}\right)^2 (J_1^2 - J_0 J_2) + \left(\frac{C}{A}\right)^2 (N_1^2 - N_0 N_2) + \frac{BC}{A^2} (2J_1 N_1 - N_2 J_0 - N_0 J_2).$$

Формула (12) справедлива при условиях

$$\frac{\Delta_{\perp}}{\rho_0} \ll \left(\frac{mc}{\rho_0}\right)^2 \frac{\Delta_{\parallel}^2}{\Delta_{\perp}}, \quad \alpha \ll 1. \quad (14)$$

Рассмотрим усиление электромагнитной волны пучком частиц с умеренными энергиями. Если подобрать размеры волновода так, чтобы $a \gg \lambda$, то выражения (3), (13) упрощаются. Учитывая, что $u_i \gg 1$ (5), получаем

$$\operatorname{tg} \frac{k'_{\perp}(b-a)}{2} = \frac{n^2 k'_{\perp}}{k'_{\perp}}, \quad G = \frac{1}{2 + \frac{2\pi(b-a)mc^2}{\lambda \beta_0 \varepsilon_0} \left(\frac{1}{n^2} + \frac{n^2 (mc^2)^2}{\varepsilon_0^2 (n^2 \beta_0^2 - 1)}\right)}, \quad \alpha = 1.1 \frac{\omega \Delta_{\perp}}{\Omega_0 \rho_0}. \quad (15)$$

Численные оценки показывают, что для пучка электронов со средней энергией $\varepsilon_0 = 1.5$ МэВ, током $j = 1$ кА/см², энергетическим разбросом $\Delta/\varepsilon_0 = 10^{-1}$, угловым разбросом $\Delta/\rho_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ коэффициент усиления $\Gamma = 1$ см⁻¹ на длине волны $\lambda = 2$ мм, если показатель преломления волновода $n = 2$, его внутренний радиус $a = 8.5$ мм, а внешний $b = 11$ мм. При этом напряженность магнитного поля $H \geq 25$ кГс. Улучшение качества пучка электронов на порядок ($\Delta/\varepsilon_0 \sim \Delta_{\perp}/\rho_0 \sim 10^{-2}$) позволяет уменьшить длину волны усиливаемого излучения на два порядка ($\lambda = 20$ мкм). При этом напряженность магнитного поля возрастает лишь на порядок, а коэффициент усиления остается прежним ($\Gamma = 1$ см⁻¹). Внутренний и внешний радиусы волновода равны $a = 100$ мкм и $b = 114.4$ мкм.

Авторы выражают благодарность В. М. Арутюняну за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 9. С. 539—541.
- [2] Walsh J. E., Murphy J. B. // IEEE J. 1982. Vol. QE-18. N 8. P. 1259—1263.
- [3] Оганесян С. Г. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 5. С. 1058—1063.
- [4] Оганесян С. Г., Саргсян Н. А. Деп. в НИИТИ. № 41-Ар88. Ереван, 1988.
- [5] Oganessian S. G., Sargsyan N. A. Thesis of European Conf. of Qn. Elect. Hannover, 1988. P. 36.
- [6] Garate E. P., Walsh J. E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. Vol. PS-13. N 6. P. 524.

- [7] Garate E. P., Shaughnessy C. H., Walsh J. E. // IEEE J. 1987. Vol. QE-23. N 9. P. 1627—1631.
- [8] Garate E. P., Cook R., Heim P. et al. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 2. P. 627.
- [9] Laven S. V., Branscum J., Colub J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 5. P. 408—410.
- [10] Garate E. P., Walsh J. E., Shaughnessy C. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1987. Vol. A259. P. 125—127.
- [11] Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.

Ереванский государственный
университет

Поступило в Редакцию
27 февраля 1989 г.

10; 11

Журнал технической физики, т. 60, в. 2, 1990

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ЗОНДИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА СОСТОЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ СУЛЬФИДА СВИНЦА

И. А. Пчелкин, Г. К. Зырянов

В ряде случаев применение электронных пучковых методов изучения поверхности твердых тел лимитируется необратимыми изменениями, обусловленными воздействием зондирующего пучка. Известно [1], что облучение электронами поверхности сульфида свинца может приводить как к образованию, так и отжигу дефектов. Анализ спиновой поляризации эмитированных электронов и применение поляризованных первичных пучков открывают новые возможности, в частности в исследовании спинового состояния дефектов поверхности. Ранее [2] было обнаружено, что при двухкратном рассеянии электронов на (100) сульфида свинца в угловой зависимости интенсивности рассеянных электронов появляются особенности вследствие воздействия первичного потока с определенной энергией, что было объяснено возбуждением состояний с определенной ориентацией атомных спинов.

Целью данной работы являлось дальнейшее изучение влияния электронного облучения на состояние грани (100) сульфида свинца.

Исследования проводились на цельнометаллическом низковольтном электронографе, содержащем четырехсеточную электроно-оптическую систему с люминесцентным экраном, пятиступенчатый манипулятор перемещений образца и приставку-анализатор спиновой поляризации дифракционных пучков, основанный на измерении асимметрии рассеяния электронов на углы $+(130-150^\circ)$ и $-(130-150^\circ)$ от пленки золота, полученной испарением в вакууме на графитовую подложку. Поверхность (100) сульфида свинца была приготовлена раскалыванием монокристалла по плоскости спайности на атмосфере.

После стандартного обезгаживания вакуумной системы и прогрева образца при температуре 300°C в течение 1 ч были получены картины дифракции медленных электронов от (100) сульфида свинца. Асимметрия рассеяния измерялась для зеркально отраженного дифракционного пучка, выведенного на анализатор через отверстие в люминесцентном экране.

Энергетическая зависимость асимметрии рассеяния носила немонотонный характер и достигала максимального значения 0.08 при энергии первичного пучка электронов 150 эВ, падающего на поверхность (100) PbS. Измерение соотношения высот оже-пиков свинца и серы показало, что под действием электронного облучения происходит обогащение поверхности (100) PbS свинцом. Дифракционные картины, полученные от такой поверхности, соответствуют неперестроенной структуре грани (100). Дополнительных рефлексов не было обнаружено. После нескольких циклов прогрева при 500°C картины дифракции низкоэнергетических электронов стали более контрастными, что говорит об улучшении структуры поверхности. В результате обработки поверхности асимметрия рассеяния достигла значения 0.3 при энергии электронов первичного пучка 150 эВ. Этот максимум асимметрии совпадает с брэгговским пиком 008, что очень удобно для анализа спиновой поляризации дифрагировавших электронов. Однако и для стабилизированной прогревом поверхности (100) PbS наблюдалось сильное влияние электронного облучения на асимметрию рассеяния.

На рисунке представлены зависимости асимметрии рассеяния электронов с энергией 150 эВ от дозы облучения образца электронами с энергией в интервале от 100 до 500 эВ. При этом наблюдалось уменьшение диаметра пучка от 1.0—1.2 до 0.5—0.7 мм, что учтено при определении дозы облучения. Неравномерное распределение интенсивности по сечению