

УДК 535.2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО РАЗБРОСА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ
НА ВЫНУЖДЕННОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

С. Г. ОГАНЕСЯН, В. А. ЕНГИБАРЯН, С. В. АБАДЖЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 мая 1985 г.)

Исследована возможность увеличения коэффициента усиления комптоновского лазера за счет неколлинеарной схемы рассеяния. Показано, что критерий, определяющий область его оптимальных значений, связан с угловым разбросом пучка.

Вынужденное комптоновское рассеяние чрезвычайно привлекательно с точки зрения генерации перестраиваемого коротковолнового излучения. Однако коэффициент усиления комптоновского лазера мал. Для увеличения коэффициента усиления в работе [1] предлагалось использовать постоянное магнитное поле. Другая возможность связана с рассмотрением неколлинеарной схемы взаимодействия электромагнитных волн с электронным пучком [2]. Если область взаимодействия частиц с электромагнитным полем достаточно велика, то рост коэффициента усиления связан с тем, что разность энергий частиц, участвующих в излучении и поглощении, при малых углах растет пропорционально квадрату средней энергии пучка (аналогичный эффект был получен для черенковского лазера в работе [3]). Однако в неколлинеарных схемах взаимодействия существенную роль начинает играть угловой разброс пучка, определяющий верхний предел для средней энергии пучка электронов [3].

В настоящей работе вычислен коэффициент усиления в случае, когда волна накачки и усиливаемая волна распространяются вдоль оси Z , а пучок частиц, имеющий как угловой, так и энергетический разбросы, направлен к ней под малым углом θ . Задача решается на основе замкнутой самосогласованной системы уравнений Максвелла и Клейна-Гордона (спиновые эффекты дают небольшие поправки и ими можно пренебречь). Полагая, что амплитуда напряженности линейно-поляризованного электромагнитного поля усиливаемой волны ($i = 2$)

$$E_{i\tau} = \frac{E_{0i}}{2} \exp[i(k_i z - \omega_i t)] + \text{к. с.} \quad (1)$$

слабо зависит от координаты z (индекс $i = 2$ соответствует усиливаемой волне, а $i = 1$ — волне накачки, которая распространяется против оси z), решаем уравнение Клейна-Гордона по теории возмущений с точностью до

слагаемых порядка $E_{20} E_{10}^2$. Вычисляя затем ток $j_x = \frac{e}{2} \psi^* \left(\hat{p}_x - \frac{e}{c} A_x \right) \psi$ + к. с., находим ту его часть, которая ответственна за усиление слабой волны:

$$j_x = \frac{e^4 c^4 \rho E_{20} E_{10}^2}{8 \hbar \omega_2 \omega_1^2 E} \left[\frac{(1 - q_2 + q_1)^2}{\omega_2 - \omega_1 - \beta_x (\omega_2 + \omega_1) + \frac{2 \hbar \omega_1 \omega_2}{E}} - \frac{(1 + q_2 - q_1)^2}{\omega_2 - \omega_1 - \beta_x (\omega_2 + \omega_1) - \frac{2 \hbar \omega_1 \omega_2}{E}} \right] \exp [i(k_2 z - \omega_2 t)]. \quad (2)$$

Здесь $a_{1,2} = P_x^2 c^2 / \hbar \omega_{1,2} (1 + \beta_x)$, $\beta_x = \frac{v_x}{c}$, E — энергия частицы. Первое слагаемое в квадратных скобках ответственно за излучение фотона на частоте ω_2 и поглощение фотона с частотой ω_1 , а второе слагаемое характеризует обратный процесс.

Полагая сначала, что пучок частиц имеет только энергетический разброс гауссовского вида с шириной Δ , из укороченного волнового уравнения

$$\frac{\partial E_{20}}{\partial z} = -i \frac{\pi e^4 \rho E_{20} E_{10}^2 c^3}{2 \hbar \omega_2 \omega_1^2 E^2} \left[\frac{(1 + q_2 - q_1)^2}{\omega_2 - \omega_1 - \beta_x (\omega_2 + \omega_1) - \frac{2 \hbar \omega_1 \omega_2}{E}} - \frac{(1 - q_2 + q_1)^2}{\omega_2 - \omega_1 - \beta_x (\omega_2 + \omega_1) + \frac{2 \hbar \omega_1 \omega_2}{E}} \right] \quad (3)$$

получаем, что в максимуме коэффициент усиления сигнальной волны есть

$$\Gamma = 3,31 \frac{c e^4 \rho E_{10}^2}{m \omega_1^3 \Delta^2} \bar{\gamma}^3 \left(\frac{1}{\bar{\gamma}^2} - \theta^2 \right)^2; \quad (4)$$

$\bar{E} = \bar{\gamma} m c^2$ — средняя энергия пучка электронов.

Очевидно, что для углов $\theta \gg \bar{\gamma}^{-1}$, $\Delta/E = \text{const}$ коэффициент усиления растет с увеличением средней энергии пучка как $\Gamma \sim \bar{E}$. В этой области частота усиливаемой волны не зависит от энергии пучка и равна

$$\omega_2 = 4\theta^{-2} \omega_1. \quad (5)$$

Однако для больших энергий важную роль начинает играть угловой разброс пучка [3]. Чтобы учесть его, положим, что наряду с энергетическим разбросом пучок имеет также угловой разброс гауссовского вида с шириной δ . Тогда для коэффициента усиления получаем

$$\Gamma_s = \frac{c e^4 \rho E_{10}^2 \bar{\gamma}^3}{m \omega_1^3 \left(\Delta^2 + \frac{1}{2} \delta^2 \theta^2 \bar{\gamma}^2 \bar{E}^2 \right)} \left(\frac{1}{\bar{\gamma}^2} - \theta^2 \right)^2. \quad (6)$$

Очевидно, что область линейного роста коэффициента усиления определяется неравенством

$$\bar{E} < [(mc^2)^2 \Delta / \epsilon_0]^{\frac{1}{3}}. \quad (7)$$

Если это неравенство не выполняется, то коэффициент усиления начинает убывать как $\Gamma_0 \sim \bar{E}^{-3}$.

Численные оценки показывают, что в области, определяемой неравенством (7) и $\theta \gg \gamma^{-1}$, для пучков частиц с энергией $\bar{E} = 6$ МэВ, $\rho = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $\Delta/\bar{E} = 5 \cdot 10^{-3}$, $\delta = 10^{-4}$ отношение коэффициентов усиления под углами $\theta = 0,35$ и $\theta = 0$ составляет $\Gamma_0/\Gamma = 2,28$, где $\Gamma_0 = 10^{-3}$ см⁻¹. Усиление идет на длине волны $\lambda_2 = 0,34$ мкм, волна накачки имеет длину $\lambda_1 = 10,6$ мкм, напряженность электрического поля — $E_2 = 5 \cdot 10^9$ В/м.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Оганесян С. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 492 (1975).
2. Зарецкий Д. Ф., Нерсесов Э. А., Федоров М. Ф. ЖЭТФ, 80, 999 (1981).
3. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 539 (1981).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓԵՋԻ ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ՓՈՎԱՍԹԻ
ԱՋԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ

Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Վ. Ա. ԵՆԳԻԲԱՐՅԱՆ, Ս. Վ. ԱԲԱԶՅԱՆ

Հետազոտված է կոմպտոնյան լազերի ուժեղացման գործակցի մեծացման հնարավորությունը և հաշվի ոչ կոլինեար ցրման սխեմայի ծուլց է արված, որ ուժեղացման գործակցի օպտիմալ արժեքները բնորոշող տիրույթը որոշվում է էլեկտրոնային փնջի անկյունային փոփոխությամբ:

THE EFFECT OF ANGULAR SPREAD OF AN ELECTRON BEAM ON THE STIMULATED COMPTON SCATTERING

S. G. HOVHANNISYAN, V. A. ENGIBARYAN, S. V. ABADZHYAN

The possibility of increasing the Compton laser gain by means of noncollinear scattering has been investigated. It was shown that the criterion determining the range of its optimal values is connected with the angular spread of the beam.