

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Г. ОГАНЕСЯН

Большой интерес, проявляемый к явлению вынужденного комптоновского рассеяния, связан с возможностью применения его для получения генерации в области коротких длин волн. Идея «компон-лазера» впервые была предложена в работе Пантеля и др. [1], в которой на основе соотношений баланса получен коэффициент усиления

$$\Gamma_n = 0,7 r_0^2 \lambda_1 \lambda_2^2 \frac{\hbar \omega_2}{\Delta} \frac{E_0}{\Delta} \rho_e \rho_f, \quad (1)$$

где r_0 — классический радиус электрона, E_0 — его начальная энергия, λ_1 и $\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{4} \left(\frac{mc^2}{E_0} \right)^2$ — длины волн падающего и рассеянного излучения, ρ_e и ρ_f — плотности электронов и фотонов, Δ — ширина разброса электронов в пучке.

В настоящей работе предлагается метод увеличения коэффициента усиления (1) за счет явления авторезонанса [2]. Так как балансные уравнения не учитывают фазовых соотношений и модуляции плотности электронов в волне, нами решена точная задача на основе замкнутой самосогласованной системы уравнений Максвелла и уравнения для функции распределения электронов.

Пусть сильная волна круговой поляризации рассеивается на релятивистском пучке электронов в присутствии постоянного магнитного поля H и распространяющейся навстречу ей слабой волны эллиптической поляризации (магнитное поле, волновые векторы обеих волн и начальная скорость электронов направлены вдоль оси z). Вычисляя показатель преломления слабой волны и выделяя его мнимую часть, находим

$$\Gamma = \Gamma_n \left\{ \left(1 - \frac{\Omega}{\omega_1} \right)^2 \left[1 + \frac{\xi^2 \Omega (mc^2)^2}{2 \left(1 - \frac{\Omega}{\omega_1} \right)^3 \omega_1 E_0^2} \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где $\Omega = \frac{|e| H c}{E_0 + c p_{0z}}$ — ларморова частота, $\xi = \frac{e A_0}{mc^2}$ — безразмерный параметр интенсивности сильной волны с векторным потенциалом A_0 , p_{0z} — начальный импульс электрона.

Как и следовало ожидать, усиливается та из круговых поляризаций слабой волны, вращение которой совпадает с вращением сильной волны. Область резонанса и величина магнитного поля определялись из закона сохранения

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{4 \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^2}{1 + \frac{\xi^2}{\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_1} \right)^2}} \quad (3)$$

Если резонансный знаменатель удовлетворяет неравенству $\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_1} \right)^2 \gg \xi^2$ (или, что то же самое, $H \ll \frac{\omega_1 (1 - \xi) (E_0 + c p_{oz})}{|e| c}$), то рассеивается наибольшая по величине частота $\omega_{2 \max} = 4 \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \omega_1$, а область резонанса значительно меньше области, разрешенной радиационным затуханием [3].

Таблица

E_0 (Мэв)	λ_1	H (гаусс)	λ_2	θ (рад)	Γ_n (см ⁻¹)	Γ (см ⁻¹)
5	10 см	$2,2 \cdot 10^4$	250 μ	0,4	0,3	2,4
2	1,06 μ	$7,3 \cdot 10^8$	166 \AA	$0,9 \cdot 10^{-3}$	2,7	$4,3 \cdot 10^4$
2	10,6 μ	$7,3 \cdot 10^7$	1660 \AA	$3,3 \cdot 10^{-2}$	0,05	$6 \cdot 10^3$

Из приведенной таблицы следует, что для

$$1 - \frac{\Omega}{\omega_1} = 3\xi \quad (4)$$

численные значения коэффициентов усиления, содержащиеся в работах [1, 4], могут быть увеличены на несколько порядков. В последнем случае ($\lambda_1 = 10600 \text{\AA}$) плотность фотонов $\rho_f = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; все остальные параметры полей и электронных пучков выбраны аналогично работам [1, 4]. В пятом столбце приведены предельные значения угла между начальной скоростью электрона и волновым вектором сильной волны, вплоть до которого выполняется условие резонанса (4). Магнитные поля, необходимые в двух последних случаях, $\sim 10^8$ гаусс. Напряженности такого порядка можно достичь лишь в импульсном режиме [5] (длина импульса $\tau \sim 10$ нсек). Очевидно, что такое поле может рассматриваться как постоянное лишь в том случае, когда продолжительность усиливаемой волны меньше времени τ . Из выражения для радиуса вращения электрона $r_0 = \frac{\lambda_1}{36} \frac{mc^2}{E_0}$ следует, что он меньше длины волны, а следовательно, и поперечных размеров лазерного пучка. Отметим также, что приведенные выше формулы справедливы лишь в том случае, когда ширина линии сильной волны значительно меньше расстройки резонанса $\omega_1 - \Omega = 3\omega_1 \xi$.

Выражаю глубокую благодарность В. М. Арутюняну за постановку задачи и руководство работой. В обсуждении результатов принимал участие Г. К. Аветисян, которому я искренне признателен.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Pantell, G. Soncini, H. E. Puthoff, IEEE, J. Quantum Electronics, QE-4, 905 (1968).
2. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. ЖЭТФ, 44, 261 (1963).
3. В. С. Воронин, А. А. Коломенский. ЖЭТФ, 47, 1528 (1964).
4. А. Г. Молчанов. УФН, 106, 165 (1972).
5. П. А. Черемных. Природа, 12, 8 (1974).

ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՅՐՈՒՄԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ
ՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Մ. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Փակ ինքնահամաձայնեցված Մաքսվելի և էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիայի համար հավասարումների սիստեմի հիման վրա ստացված է հաստատուն մագնիսական դաշտում թույլ ալիքի ուժեղացման գործակիցը: Ռեզոնանսային հայտարարի առկայությունը բերում է գործակիցի մեծացմանը մի քանի կարգով:

STIMULATED COMPTON SCATTERING IN CONSTANT
MAGNETIC FIELD

S. G. OGANESYAN

On the basis of closed self-consistent system of Maxwell equations and the equation for electron distribution function the coefficient of the enhancement of weak wave in a constant magnetic field is obtained. The presence of the resonant factor leads to its enhancement by several orders of magnitude.