

01; 07

© 1990

УСИЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО ОГРАНИЧЕННОГО ПУЧКА СВЕТА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ЭФФЕКТА

Н.А. Саргсян

В работах [1, 2] показана возможность усиления плоской электромагнитной волны на основе вынужденного черенковского эффекта. На коэффициент усиления черенковского лазера [1] и на коэффициент усиления черенковского клистрона [3] сильно влияет угловой разброс пучка электронов. В работах [3, 4] рассмотрена возможность устранения этой зависимости с помощью постоянного магнитного поля.

В настоящей работе показано, что при усилении ограниченного пучка света коэффициент усиления черенковского лазера сильно зависит и от угловой расходимости усиливаемой волны, связанной с его поперечным разбросом.

Пусть монохроматическая линейно поляризованная волна

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}(\vec{q}) q_z \delta\left[\left(\frac{\omega}{c} n\right)^2 - \vec{q}^2\right] \exp(i\vec{q}\vec{r} - i\omega t) d\vec{q} + \text{к.с.},$$

$$A_x(\vec{q}) = -i \frac{\sqrt{\pi}}{2} A_0 d \exp\left(-\frac{1}{4} q_x^2 d^2\right),$$

$$A_y(\vec{q}) = 0,$$

$$A_z(\vec{q}) = -\frac{q_x}{q_z} A_x(\vec{q})$$
(1)

распространяется в диэлектрической среде с показателем преломления n вдоль оси z . Здесь $\omega = 2\pi c/\lambda$ — частота электромагнитной волны, λ — ее длина волны в вакууме, а \vec{q} — волновой вектор Фурье-компоненты поля. Фурье-образ векторного потенциала выбран таким образом, чтобы в плоскости $z = 0$ пучок света имел гауссовскую огибающую с шириной $2d$ вдоль оси x , вдоль осей y и z размеры поля неограниченны. Направим постоянное магнитное поле \vec{H}_0 и пучок электронов, имеющий гауссовский разброс по импульсам

$$f(\vec{p}') = \left(\frac{4ln2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{\Delta_{\perp}^2 \Delta_{\parallel}} \exp\left\{-4ln2 \left[\frac{p_{\perp}'^2}{\Delta_{\perp}^2} + \frac{(p_{z}' - p_0)^2}{\Delta_{\parallel}^2} \right]\right\},$$
(2)

вдоль оси z' под углом θ к оси z (штрихами обозначена система координат $x'y'z'$, $P_1' = \sqrt{p_x'^2 + p_y'^2}$ поперечная составляющая импульса P'). Ширины углового и энергетического разбросов такого пучка равны соответственно $\delta = \Delta_{\perp}/\rho_0$ и $\Delta = \Delta_{\parallel} v_0$ (v_0 - средняя скорость электронов вдоль оси z'). Двигаясь в постоянном магнитном поле и взаимодействуя с электромагнитным полем, электроны излучают и поглощают фотоны. Вычислим коэффициент усиления черенковского лазера, точно учитывая постоянное магнитное поле и в первом приближении усиливаемую волну [1]:

$$\Gamma = 1.5 \rho_0 \lambda \frac{\rho_0}{mc} \left(\frac{\rho_0}{D}\right)^2 \sin^2 \theta \cos \theta \exp(-R) I_0(R). \quad (3)$$

Здесь ρ - плотность начального пучка электронов, $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ - классический радиус электрона, e и m - его заряд и масса, $I_0(R)$ - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, аргумент функции Бесселя $R = \frac{1}{8 \ln 2} \left[\frac{\omega}{\Omega} \frac{\Delta_{\perp}}{mc} n \sin \theta \right]$, $\Omega = \frac{e H_0}{mc}$ - Ларморова частота, эффективная ширина

$$D = \left\{ \Delta_{\parallel}^2 + \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \left[\frac{\lambda}{d} \left(\frac{\rho_0}{mc}\right)^2 \frac{\sin \theta}{\beta_0} \right]^2 \rho_0^2 \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Скорость электронов $v_0 (\beta_0 = \frac{v_0}{c})$ удовлетворяет условию черенковского синхронизма

$$1 - n \beta_0 \cos \theta = 0. \quad (5)$$

При расчете коэффициента усиления Γ (3) учтены только слагаемые, ответственные за вынужденный черенковский эффект. Это приближение справедливо в случае, когда напряженность постоянного магнитного поля

$$H_0 > \frac{\omega mc}{|e|} \frac{mc}{\rho_0} \frac{\Delta_{\parallel}}{\rho_0}. \quad (6)$$

Коэффициент усиления черенковского лазера Γ (3) максимален, если $R \ll 1$, или напряженность магнитного поля

$$H_0 \gg 0.4 \frac{\omega \Delta_{\perp}}{|e|} \sin \theta. \quad (7)$$

Из выражения для эффективной ширины (4) следует, что если ширина пучка света достаточно велика

$$d \gg 0.4 \lambda \left(\frac{\rho_0}{mc}\right)^2 \frac{\rho_0}{\Delta_{\parallel}} \sin \theta, \quad (8)$$

то его можно рассматривать как плоскую волну и коэффициент усиления черенковского лазера определяется только продольным разбросом пучка электронов

$$\Gamma_1 = 1.5 \rho r_0 \lambda \frac{P_0}{mc} \left(\frac{P_0}{\Delta_{11}} \right)^2 \sin^2 \theta \cos \theta. \quad (9)$$

В обратном случае, когда размер пучка света мал, коэффициент усиления определяется угловым разбросом фотонов усиливаемой волны λ/d :

$$\Gamma_2 = 10.7 \rho r_0 \lambda \left(\frac{mc}{P_0} \right)^3 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2. \quad (10)$$

Предположим, что ток пучка электронов $I = 324 \text{ А/см}^2$, его средняя энергия $\mathcal{E} = 5 \text{ МэВ}$, разбросы $\frac{\Delta_{\perp}}{P_0} = \frac{\Delta_{\parallel}}{P_0} = 2 \cdot 10^{-4}$, показатель преломления газовой среды $n = 1.0054$, $\theta = 1.63 \cdot 10^{-2}$ рад, длина усиливаемой волны $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$, напряженность постоянного магнитного поля $H_0 = 100 \text{ кГс}$. Если $d = 0.5 \text{ см}$, то $\Gamma_1 = 0.1 \text{ см}^{-1}$. При уменьшении d до 0.03 см коэффициент усиления $\Gamma_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, т.е. уменьшается на два порядка.

Автор выражает благодарность С.Г. Оганесяну за обсуждение материалов данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А р у т ю н я н В.М., О г а н е с я н С.Г. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 9. С. 538-541.
- [2] W a l s h J.E. and M u r p h y J.B // IEEE Journ. of Quant. Electr. 1982. QE-18. N 8. P. 1259-1264.
- [3] W a n g D.Y., F a u c h e t A.-M., P i e s t r u p M.A. and P a n t e l l i R.H. // IEEE Journ. of Quant. Electron. 1983. QE-19. N 3. P. 389-391.
- [4] O g a n e s y a n S.G. and S a r g s y a n N.H. EQEC' 88. Europ. Conf. of Quant. Electr., Honno- ver - FRG. 1988. Sept. 12-15. Advance program, p. 36.

Поступило в Редакцию
10 октября 1989 г.