

УСИЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОГО
ПУЧКА СВЕТА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО
ЧЕРЕНКОВСКОГО ЭФФЕКТА

Н. А. САРГСЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 сентября 1989 г.)

Получен коэффициент усиления черенковского лазера с учетом пространственного размера пучка света в постоянном магнитном поле, направленном параллельно центральной оси пучка электронов. Показано, что угловая расходимость пучка света сильно влияет на процесс усиления.

В работе [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 размером.

Пусть монохроматическая линейно поляризованная волна

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

$$A_y(r, t) = 0; A_z(r, t) \simeq 0; \quad (1)$$

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

распространяется в диэлектрической среде с показателем преломления n вдоль оси z . Здесь $\omega = 2\pi c/\lambda$ — частота лазерного излучения, λ — его длина волны в вакууме, а 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 неограничены. Для простоты предполагается, что проекцией векторного потенциала на ось z можно пренебречь.

Направим постоянное магнитное поле H_0 и пучок электронов, имеющий гауссовский разброс по импульсам

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

вдоль оси z' под углом θ к оси z (штрихами обозначена система координат $x'y'z'$, $p_{\perp} = \sqrt{p_{x'}^2 + p_{y'}^2}$ — поперечная составляющая импульса p'). Двигаясь в постоянном магнитном поле и взаимодействуя с лазерным излучением, электроны излучают и поглощают фотоны. Вычислим осциллирующую часть x -проекции тока пучка частиц, точно учитывая постоянное магнитное поле и, в первом приближении, усиливаемую волну [1]:

$$\Delta j_x = -\frac{i}{2} e^2 \rho \omega \sin^2 \theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_{1z}}{q_{x'}} A(q_1) J_0^2\left(\frac{q_{x'} p'_{\perp}}{m \Omega}\right) \frac{\partial f}{\partial p_{z'}} \times \\ \times \exp(i q_1 r - i \omega t) d p' + k. c. \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность начального пучка электронов, e и m — заряд и масса электрона, $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $\Omega = e H_0 / m c$ — Ларморова частота:

$$q_{1x} = \frac{\omega}{v_{z'}} (\sin \theta - \cos \theta \sqrt{(n \beta_{z'})^2 - 1}), \\ q_{1z} = \frac{\omega}{v_{z'}} (\cos \theta + \sin \theta \sqrt{(n \beta_{z'})^2 - 1}), \\ q_{x'} = \frac{\omega}{v_{z'}} \sqrt{(n \beta_{z'})^2 - 1},$$

а $\beta_{z'} = \frac{v_{z'}}{c} = \frac{c p_{z'}}{\varepsilon}$. В выражении (2) учтены только слагаемые, ответственные за вынужденный черенковский эффект

$$\omega - q_{z'} v_{z'} = 0.$$

Это приближение справедливо в случае, когда напряженность постоянного магнитного поля

$$H_0 > \frac{\omega}{|e|} \frac{m c}{p_0} \frac{m c}{p_0} \frac{\Delta l}{p_0}.$$

Коэффициент усиления черенковского лазера проще всего найти из уравнения

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -j E - \operatorname{div} P, \quad (3)$$

где $w = \frac{1}{8\pi} (n^2 E^2 + H^2)$ и $P = \frac{c}{4\pi} [E \cdot H]$ — плотность энергии и плотность потока энергии усиливаемой волны (1). Интегрируя уравнение (3) по объему, заключенному между двумя параллельными плоскостями, расположенными на расстоянии Δz друг от друга, и пренебрегая быстро осциллирующими слагаемыми, получим изменение потока энергии усиливаемой волны ΔP . Коэффициент усиления

$$\Gamma = \frac{\Delta P}{P_0} = -\operatorname{Re} P_0^{-1} \int_{-l/2}^{l/2} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx j E. \quad (4)$$

Здесь l — произвольная ширина вдоль оси y , а $P_0 = \frac{c}{8\sqrt{2\pi}} \left| \frac{\omega}{c} A_0 \right|^2 \times \times n dl$ — поток энергии поля (1) вдоль оси z . Подставляя выражения для поля (1) и тока (2) в (4) получим выражение для коэффициента усиления черенковского лазера:

$$\Gamma = 1,5 \rho r_0 \lambda \frac{b_0}{m c} \left(\frac{b_0}{D} \right)^2 \sin^2 \theta \cos \theta \exp(-R) I_0(R),$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, $I_0(R)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, эффективная ширина

$$D = \left\{ \Delta_{\parallel}^2 + \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \left[\frac{\lambda}{d} \left(\frac{b_0}{m c} \right)^2 \frac{\sin \theta}{\beta_{b_0}} \right]^2 p_0^2 \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

аргумент функции Бесселя

$$R = \frac{1}{8 \ln 2} \left[\frac{\omega}{\Omega} \frac{\Delta_{\perp}}{m c} n \sin \theta \right]^2,$$

импульс

$$b_0 = p_0 - D/\sqrt{8 \ln 2}.$$

Скорость электронов v_{b_0} ($\beta_{b_0} = \frac{b_0}{\sqrt{(mc)^2 + b_0^2}}$) удовлетворяет условию черенковского синхронизма

$$1 - n \beta_{b_0} \cos \theta = 0.$$

Из выражения для эффективной ширины (5) следует, что если ширина лазерного пучка достаточно велика

$$d \gg 0,4 \lambda \left(\frac{p_0}{m c} \right)^2 \frac{p_0}{\Delta_{\parallel}} \sin \theta,$$

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

$$\Gamma_1 = 1,5 \rho r_0 \lambda \frac{p_0}{m c} \left(\frac{p_0}{\Delta_{\parallel}} \right)^2 \sin^2 \theta \cos \theta.$$

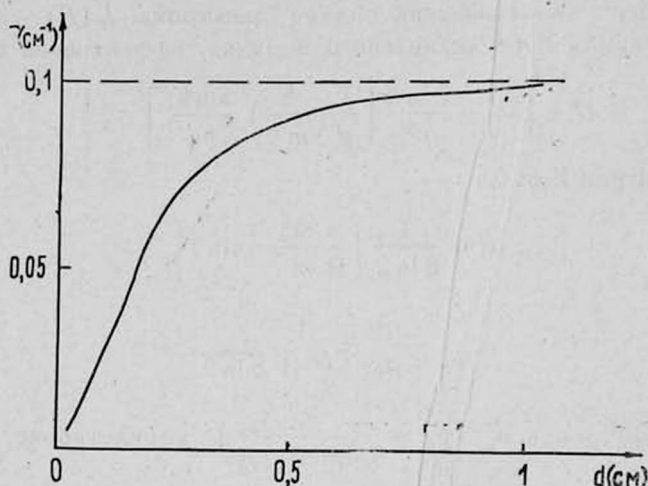
При расчете принималось, что напряженность постоянного магнитного поля

$$H_0 \gg 0,4 \frac{\omega \Delta_{\perp}}{|e|} \sin \theta$$

или $R \ll 1$. В обратном случае, когда размер лазерного пучка мал, коэффициент усиления определяется угловым разбросом фотонов усиливаемой волны λ/d

$$\Gamma_2 = 10,7 \epsilon r_0 d \left(\frac{mc}{p_0} \right)^3 \frac{d}{\lambda}.$$

Предположим, что ток пучка электронов $I = 324 \text{ А/см}^2$, его средняя энергия $\epsilon = 5 \text{ МэВ}$, 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 $H_0 = 100 \text{ кГс}$. На рис. приведена зависимость коэффициента усиления от поперечного размера усиливаемого пучка света d .



Если $d = 0,5 \text{ см}$, то $\Gamma_1 = 0,1 \text{ см}^{-1}$. При уменьшении d до $0,03 \text{ см}$ коэффициент усиления $\Gamma_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, т. е. уменьшается на два порядка.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 538 (1981).
2. Walsh J. E. and Murphy J. B. IEEE J. of Quant. Electr. QE-18, 1259 (1982).
3. Wang D. Y. et al. IEEE J. of Quant. Electr. QE-19, 389 (1983).
4. Oganessian S. G. and Sargsyan N. H.—EQEC' 88. Europ. Conf. of Quant. Electr. Hannover—FRG. 1988, sept. 12—15. Advance program p. 36.

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓԼԶՄԱ ՈՒԺԵՂԱՅՈՒՄԸ
ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ն. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Էլեկտրոնային փնջի կենտրոնական առանցքին ղուգահեռ ուղղված հաստատուն մագնիսական դաշտում ստացված է արտահայտություն շերենկովյան լազերի ուժեղացման գործակցի համար, հաշվի առնելով լույսային փնջի տարածական չափերը: Յույց է տրված, որ լույսային փնջի անկյունային տարամիտումը ուժեղ ազդեցություն է ունենում ուժեղացման երեւելի վրա:

AMPLIFICATION OF A SPATIALLY-LIMITED LIGHT BEAM
BASED ON THE STIMULATED CHERENKOV EFFECT

N. H. SARGSYAN

The gain factor of a Cherenkov laser allowing for the three-dimensional size of the beam of light in a constant magnetic field directed parallel to the central axis of an electron beam is obtained. The angular divergence of the beam of light is shown to have strong influence on the process of amplification.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 153—157 (1990).

УДК 535:621.373

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ И УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Л. АКОПЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 15 июня 1989 г.)

Рассмотрено образование ударных волн огибающей импульса с учетом поляризации. Приведены результаты исследования взаимодействия линейных составляющих поля в резонансной среде.

При распространении электромагнитного излучения через резонансную среду наряду с другими нелинейными явлениями происходит образование ударных волн огибающей импульса. Это явление возникает в результате зависимости групповой скорости распространения импульса от интенсивности волны. Теоретически это впервые было предсказано в работе [1]. Экспериментальному исследованию этого явления посвящены работы [2, 3]. Во всех указанных работах рассмотрен скалярный случай. Представляет интерес выяснить к чему приводит поляризация волны. Этому вопросу посвящена работа [4], где подробно рассматривалось взаимодействие круговых составляющих поля в режиме ударного распространения.