ЛИТЕРАТУРА

1. *Rothenberg J. E., Harris S. E.* IEEE J. Quant. Electr., QE—17, 418 (1981).
2. *Papanyan V. O., Martirosyan A. E., Tittel F. K.* IEEE J. Quant. Electr., QE—19, 1835 (1983).
3. *Massey H. S. W.* et al. Electronic and Ionic Impact Phenomena, v. 3, Oxford, 1971.
4. *Johnson C. E.* et al. J. Phys. B, 11, 927 (1978).
5. *Машек К., Роглена К., Папанян В. О.* ТВТ, 27, 1242 (1989).
6. *Фриш С. Э.* Сб. Спектроскопия газоразрядной плазмы, Изд. Наука, Л., 1970.
7. *Masek K., Rožička T.* Czech. J. Phys., 21, 43 (1971).

ՀԵԼԻՈՒՄԻ ԵՎ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՈՒՄ ՄԱՐՄՐՈՂ ՊԱՐՊՄԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆՑ, Վ. Օ. ՊԱՊԱՆՅԱՆ

Չափված են հելիումի մետաստաբիլ մակարդակների բնակեցվածությունների կախվածությունը կալիումի կոնցենտրացիայից, լրիվ ճնշումից և պարպման հոսանքից։ Ցույց է տրված, որ գոյություն ունեն պարամետրերի օպտիմալ արժեքներ, որոնք բերում են ատոմների մետաստաբիլ մակարդակների արդյունավետ բնակեցմանը։

INVESTIGATION OF GLOW DISCHARGE PLASMA OF HELIUM AND POTASSIUM VAPOR MIXTURE

G. R. BADALYANTS, V. O. PAPANYAN

The dependence of metastable population of helium on the concentration of potassium atoms, total pressure and discharge current has been measured in the positive column of D. C. glow discharge. It is shown that some optimum values of parameters exist which provide efficient excitation of higher metastable levels.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 201—206 (1990)

УДК 535.14;530.182

ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО КЛИСТРОНА С УЧЕТОМ УГЛОВОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСОВ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

С. Г. ОГАНЕСЯН, Н. А. САРГСЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 сентября 1989 г.)

Исследована возможность усиления электромагнитной волны на квантово-модулированном пучке электронов в диэлектрической среде с учетом пространственного размера пучка света и углового и энергетического разбросов пучка электронов.

На основе вынужденного черенковского эффекта можно усиливать электромагнитные волны в широком диапазоне длин волн. Эффективность усилителя определяется величиной тока, осциллирующего на частоте электромагнитной волны [1, 2]. Одна из возможностей увеличения амплитуды тока, а следовательно и коэффициента усиления, связана с системами клистронного типа [3—5]. В клистроне пучок частиц предварительно модулируется на частоте усиливаемого излучения и лишь затем усиливает электромагнитную волну. Классическая модуляция тока пучка частиц основывается, как известно [3—5], на модуляции его скорости. В работах [6—8] подробно исследовался эффект квантовой модуляции пучка электронов. В настоящей статье рассмотрена возможность создания квантового черенковского клистрона. Эта задача решается с учетом углового и энергетического разбросов пучка частиц. Предельный переход $n \to 0$ позволил получить коэффициент усиления классического черенковского клистрона.

Анализ обеих вариантов (квантового и классического) показал, что коэффициент усиления очень сильно зависит от энергетического и углового разбросов пучка электронов и пучка фотонов.

Пусть пучок электронов, имеющий гауссовский разброс по импульсам

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

распространяется в диэлектрической среде с показателем преломления n (ось симметрии пучка частиц z' лежит в плоскости xz и составляет угол θ с осью z). Ширины углового и энергетического разбросов такого пучка равны соответственно $\delta = \frac{\Delta_\perp}{p_0}$; $\Delta = \Delta_\parallel v_0$ (v_0 — средняя скорость электронов вдоль оси z'). Направим пучок монохроматического линейно-поляризованного излучения вдоль оси $\mathbf{z}$:

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

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

$$A_y(\mathbf{q}) = 0 \qquad (2)$$

$$A_z(\mathbf{q}) = -\frac{q_x}{q_z} A_x(\mathbf{q}).$$

Здесь $\omega = 2\pi c/\lambda$ — частота электромагнитной волны, λ — длина волны в вакууме, $\delta(x)$ — функция Дирака, Фурье-образ векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{q})$ выбран таким образом, чтобы в плоскости $z = 0$ пучок света (2) имел гауссовскую огибающую с шириной $2d$ вдоль оси x и был неограничен вдоль осей y и z. Учитывая, что $q_x \simeq \frac{\omega}{c} n\theta$ получаем, что ширина углового разброса пучка фотонов $\delta_\phi = \lambda / d$. Взаимодействуя с пучком света (2), частицы поглощают или излучают фотоны за счет вынужденного черенковского эффекта. Решая уравнения Клейна-Гордона в линейном по полю (2) приближении, найдем волновую функцию электрона:

$$\psi = \psi_0 \left\{ 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{eA_0}{n\hbar\omega} q_{1z}^{+} d \exp\left(-\frac{1}{4} q_{1x}^{+2} d^2 \right) \exp\left(-i\omega t + i\mathbf{q}_1^{+}\mathbf{r} \right) - \right. \tag{3}$$

$$\left. - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{eA_0}{n\hbar\omega} q_{1z}^{-} d \exp\left(-\frac{1}{4} q_{1x}^{-2} d^2 \right) \exp\left(i\omega t - i\mathbf{q}_1^{-}\mathbf{r} \right) \right\},$$

где $\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left| \frac{i}{\hbar} (\mathbf{p}\mathbf{r} - \varepsilon t) \right|$ — волновая функция начального электрона, V — нормировочный объем, e — заряд электрона,

$$q_{1x}^{\pm} = \frac{\omega}{v^2} \left\{ v_x \left[1 \pm \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right] - v_z \sqrt{(n\beta)^2 - \left| 1 \pm \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right|^2} \right\},$$

$$q_{1z}^{\pm} = \frac{\omega}{v^2} \left\{ v_z \left[1 \pm \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right] + v_x \sqrt{(n\beta)^2 - \left| 1 \pm \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right|^2} \right\}, \tag{4}$$

проекции волновых векторов излученного (—) поглощенного (+) фотонов, $\mathbf{v}$ — скорость электрона, ε — его энергия, $\beta = v/c$. После пересечения пучка света в пролетном пространстве $x \gg d$ ток частицы

$$\mathbf{j} = \frac{e\mathbf{v}}{V} \{ 1 + (\pi^{3/2} \frac{eA_0}{\hbar\omega} \frac{d}{\lambda} [\exp(-\frac{1}{4} q_{1x}^{+2} d^2 + i\mathbf{q}_1^{+}\mathbf{r}) - \tag{5}$$

$$- \exp(-\frac{1}{4} q_{1x}^{-2} d^2 + i\mathbf{q}_1^{-}\mathbf{r})] \exp(-i\omega t) + \text{к. с.}) \}.$$

Полагая, что в нормировочном объеме находится N частиц, функция распределения которых имеет вид (1), находим плотность тока пучка электронов

$$\mathbf{j} = \rho V \int \mathbf{j} f(\mathbf{p})\, d\mathbf{p}, \tag{6}$$

где $\rho = N/V$ — плотность начального пучка частиц.

Рассмотрим теперь процесс усиления электромагнитной волны с помощью тока (6). Для этого вновь направим поле (1) на пучок электронов с помощью системы из двух зеркал. Векторный потенциал усиливаемой волны на расстоянии $x_0 \gg d$ от оси z определяется выражением

$$\mathbf{A}_1(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(\mathbf{q})\, q_z \delta \left[\left(\frac{\omega}{c} n \right)^2 - \mathbf{q}^2 \right] \times \tag{7}$$

$$\times \exp(-i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r} - iq_x x_0 + i\phi)\, d\mathbf{q} + \text{к. с.},$$

где ϕ — фаза, зависящая от расстояния между зеркалами. Если средняя скорость пучка частиц $\mathbf{v}_0$ подобрана так, что $\omega - \mathbf{q}_1 \mathbf{v}_0 = 0$, то интенсивность поля на модулирующем промежутке не меняется. Поэтому Фурье-образ поля (7) $\mathbf{A}(\mathbf{q})$ совпадает с выражением (2).

Коэффициент усиления черенковского клистрона проще всего найти из уравнения

$\hbar$ — постоянная Планка с чертой

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - \mathbf{jE} - \operatorname{div} \mathbf{P}, \tag{8}$$

где $w = \frac{1}{8\pi}(n^2 \mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2)$ и $\mathbf{P} = \frac{c}{4\pi}[\mathbf{E}\mathbf{H}]$ — плотность энергии и и плотность потока энергии электромагнитной волны (7). Интегрируя уравнение (8) по объему, заключенному между двумя параллельными плоскостями, расположенными на расстоянии $\Delta z = z_2 - z_1$ друг от друга, и пренебрегая быстро осциллирующими слагаемыми, получаем

$$P = P_0(1 + \frac{1}{2}\Gamma \Delta z)^2. \tag{9}$$

Здесь

$$\Gamma = \operatorname{Re} P_0^{-1} \frac{1}{\Delta z} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{z_1}^{z_2} i \frac{\omega}{c} \bar{\mathbf{j}} \mathbf{A}_1(\mathbf{r}, t)\, dz, \tag{10}$$

b — произвольная ширина вдоль оси y, а $P_0 = \frac{c}{8\sqrt{2\pi}} \left|\frac{\omega}{c} A_0\right|^2 n\, d\, b$ — поток энергии поля (7) вдоль оси z. Если $\Gamma \Delta z \ll 1$, то усиление носит линейный характер $P = P_0(1 + \Gamma \Delta z)$ с коэффициентом усиления (10). Подставляя (6) и (7) в (10) получаем коэффициент усиления черенковского клистрона

$$\Gamma = 16\sqrt{\pi \ln 2}\, \rho\, r_0 \lambda \beta_0^2 \frac{mc^2}{\hbar\omega} \frac{\sin^2\theta}{n} \sin(\Delta q_{x0} x_0) \left(\frac{\varepsilon_0}{mc^2}\right)^2 \times$$
$$\times \sin\phi \frac{p_0}{D_{\text{фэ}}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_0}{d}\right)^2 \frac{D_{\text{эл}}^2}{D_{\text{фэ}}^2}\right\}. \tag{11}$$

Здесь $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, m - его масса, $\Delta q_{x0} = \frac{\omega}{v_0 \sin\theta} \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0}(n^2 - 1)$, эффективная ширина пучка электронов

$$D_{\text{эл}} = [\Delta_{\parallel}^2 + \beta_0^2 n^2 \sin^2\theta \left(\frac{\varepsilon_0}{mc^2}\right)^4 \Delta_{\perp}^2]^{1/2}, \tag{12}$$

эффективная ширина пучка света и пучка электронов

$$D_{\text{фэ}} = [D_{\text{эл}}^2 + \frac{2\ln 2}{\pi^2} \sin^2\theta \left(\frac{\varepsilon_0}{mc^2}\right)^4 \beta_0^2 p_0^2 \delta_{\text{ф}}^2]^{1/2}. \tag{13}$$

При расчете коэффициента усиления черенковского квантового клистрона (11) принималось, что средняя скорость v_0 удовлетворяет условию синхронизма $1 - n\beta_0 \cos\theta = 0$. Очевидно, что коэффициент усиления сильно зависит как от углового и энергетического разбросов пучка частиц, так и углового разброса пучка света. Если ширина углового разброса пучка света удовлетворяет условию

$$\delta_{\text{ф}} \ll \min\left\{\frac{n\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot \frac{\Delta_{\perp}}{p_0}, \frac{\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{1}{\sin\theta} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_0}\right)^2 \beta_0 \frac{\Delta_{\parallel}}{p_0}\right\}, \tag{14}$$

то $D_{фэ} \simeq D_{эл}$ и коэффициент усиления черенковского клистрона экспоненциально мал. Рассмотрим теперь обратный случай

$$\delta_\phi \gg \max\left\{\frac{n\pi}{\sqrt{2\ln 2}}\cdot\frac{\Delta_\perp}{p_0},\ \frac{\pi}{\sqrt{2\ln 2}}\frac{1}{\sin\theta}\left(\frac{mc^2}{\varepsilon_0}\right)^2\beta_0\frac{\Delta_\parallel}{p_0}\right\}. \tag{15}$$

Анализ экспоненты в (11) показывает, что коэффициент усиления квантового клистрона $\left(x_0 \sim 1/\Delta q_{x0} = \lambda\frac{\beta_0\sin\theta}{\pi(n^2-1)}\frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega}\right)$ не мал, если угловой и энергетический разбросы пучка электронов удовлетворяют очень жестким условиям

$$\begin{gathered}\delta \ll 2\sqrt{\ln 2}\,\frac{n^2-1}{n}\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_0}\frac{1}{\beta_0\sin\theta},\\ \frac{\Delta}{\varepsilon_0} \ll 2\sqrt{\ln 2}\,(n^2-1)\beta_0^2\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_0}\left(\frac{\varepsilon_0}{mc^2}\right)^2.\end{gathered} \tag{16}$$

Если $\phi = \pi/2$, $\Delta q_{x0}x_0 = \pi/2$ $\left(\text{или } x_0 = \lambda\frac{\beta_0\sin\theta}{2(n^2-1)}\frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega}\right)$ и выполняются условия (16), то коэффициент условия квантового клистрона максимален

$$\Gamma_{кв} = 63\rho r_0 d\frac{mc^2}{\hbar\omega}\beta_0\frac{\sin\theta}{n}. \tag{17}$$

Очевидно, что в области $x_0 \ll \lambda\frac{\beta_0\sin\theta}{n^2-1}\frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega}$ (или в классическом пределе $\hbar \to 0$) усиление носит чисто классический характер. Коэффициент усиления классического клистрона максимален, если $\phi = \pi/2$, $x_0 = dD_{фэ}/D_{эл}$:

$$\Gamma_{кл} = 45\rho r_0 d\beta_0\frac{n^2-1}{n}\sin\theta\,\frac{\varepsilon_0}{mc^2}\frac{p_0}{D_{эл}}. \tag{18}$$

Так как $x_0 \gg d$, то и в этом случае должно выполняться неравенство (15). Для обычных релятивистских пучков $\Delta_\perp/p_0 \simeq \Delta_\parallel/p_0$. Учитывая условие синхронизма получаем

$$\frac{\Delta_\perp}{p_0} \gg \frac{1}{\sin\theta}\left(\frac{mc^2}{\varepsilon_0}\right)^2\frac{\Delta_\parallel}{p_0}. \tag{19}$$

В этом случае $x_0 = \frac{\sqrt{2\ln 2}}{n\pi}\frac{p_0}{\Delta_\perp}\lambda$ и коэффициент усиления определяется только угловым разбросом пучка электронов

$$\Gamma_{кл} = 45\rho r_0 d\frac{n^2-1}{n^2}\frac{mc^2}{\varepsilon_0}\frac{p_0}{\Delta_\perp}. \tag{20}$$

Эффективность классического клистрона можно значительно увеличить, если устранить негативную роль углового разброса пучка электронов. В следующей работе будет показано, что для этого достаточно направить вдоль центральной оси пучка частиц постоянное магнитное поле.

Пусть средняя энергия пучка частиц $\varepsilon = 5$ МэВ, его ток $I = 36$ А/см^2, разбросы $\Delta/\varepsilon_0 = \delta = 2 \cdot 10^{-4}$. В этом случае коэффициент усиления (20) $\Gamma_{кл} = 0{,}1$ см$^{-1}$ на длине волны $\lambda = 10{,}6$ мкм, если $d = 0{,}2$ см, $x_0 = 2$ см, $n = 1{,}0054$, $\theta = 2{,}7 \cdot 10^{-3}$ рад.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арутюнян В. М., Оганесян С. Г.* Письма в ЖТФ, 1, 539 (1981).
2. *Оганесян С. Г.* Квантовая электроника, 12, 1058 (1985).
3. *Гайдук В. И.* и др. Физические основы электроники сверхвысоких частот. Изд. Сов. радио, М., 1971.
4. *Винокуров Н. А., Скринский А. А.* Препринт ИЯФ. 77—67, Новосибирск, 1977.
5. *Wang D. Y.*, et al. IEEE J. of Quant Electr., QE—19, 389 (1983).
6. *Schwarz H.* and *Hora H.* Appl. Phys Lett., 15, 349 (1969).
7. *Варшакович Д. А., Дьяконов М. Н.* ЖЭТФ, 60, 90 (1971).
8. *Оганесян С. Г., Саргсян Н. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 23, 112 (1988).

ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԿԼԻՍՏՐՈՆԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԵՎ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՑՐՈՒՄՆԵՐԸ

Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԵՍՅԱՆ, Ն. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է դիէլեկտրիկ միջավայրում քվանտային մոդուլացված էլեկտրոնային փնջով էլեկտրամագնիսական ալիքի ուժեղացման հնարավորությունը, հաշվի առնելով լուսային փնջի տարածական չափերը և էլեկտրոնային փնջի անկյունային և էներգետիկ ցրումները։

A THEORY OF CHERENKOV KLYSTRON ALLOWING FOR ANGULAR AND ENERGY SPREADS OF AN ELECTRON BEAM

S. G. OGANESYAN AND N. H. SARGSYAN

The possibility of electromagnetic wave gain in quantum-modulated beam of electrons in a dielectric medium is studied taking into account the size of the beam of light as well as angular and energy spreads of the electron beam.