

## ОХЛАЖДЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В.А.Базылев, А.В.Тулупов

*Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова*

Поступила в редакцию 4 января 1991 г.

Предложен способ охлаждения релятивистских электронных пучков. Способ основан на нелинейном механизме взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной в магнитоэстатическом поле в присутствии постоянного и однородного магнитного поля.

Качество электронного пучка (малый энергетический разброс  $\delta\gamma/\gamma$ ,  $\gamma = E/mc^2$ ,  $E$  - энергия пучка) имеет решающее значение для реализации рентгеновского лазера на свободных электронах, поскольку усиление за один проход пропорционально  $N^3$  ( $N$  - число периодов ондулятора) только в том случае, когда  $\delta\gamma/\gamma < 1/2N$ . Принципиальным является именно отсутствие энергетического разброса, так как угловая расходимость пучка может быть ликвидирована средствами магнитной оптики.

В настоящей работе предложен способ уменьшения энергетического разброса электронного пучка (охлаждение) в результате неупругого взаимодействия электронов с мощной электромагнитной волной в переменном поле ондулятора и постоянном магнитном поле, параллельном магнитной составляющей поля лазерной волны (эта схема была предложена в <sup>1</sup> для повышения КПД лазеров на свободных электронах). Эффект охлаждения электронного пучка есть следствие своеобразного автопроцесса: при определенных соотношениях между амплитудой поля волны, ондулятора и постоянного магнитного поля все электроны получают только приращение энергии, причем тем большее, чем меньше начальная энергия электронов. В результате имеется принципиальная возможность охлаждения электронного пучка на несколько порядков величины.

Пусть электромагнитная волна с частотой  $\omega$ , волновым вектором  $k_s$  и амплитудой поля  $E_s$  распространяется вдоль оси  $z$  в ондуляторе с периодом  $\lambda_w = 2\pi/k_w$  и амплитудой поля  $B_w$ . Пусть также имеется дополнительное магнитное поле  $B_0$ , параллельное  $B_s, B_w$ .

Резонансный обмен энергией между электроном и ЭМ волной осуществляется в том случае, когда продольная скорость электрона  $v_z$  совпадает с фазовой скоростью  $v_{ph} = \omega/k$ ,  $k = k_s + k_w$  комбинационной (пондеромоторной) волны  $a_s a_w \cos \psi$ , где  $\psi = kz - \omega t$ ,  $a_s = eE_s/m\omega c^2$ ,  $a_w = eB_w/k_w mc^2$ . Взаимодействие электрона с комбинационной волной удобно описывать в гамильтоновой форме (см. <sup>2,3</sup>), как движение частицы в пондеромоторном потенциале  $U(\psi)$

$$U(\psi) = -\frac{k_s}{2k_w\gamma} a_s a_w (\cos \psi + \alpha \psi), \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{2}\Omega\mu}{ck_w a_s a_w} \left( \frac{\Delta}{\gamma_{cr}} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $\Omega = eB_0/mc$ ,  $\mu^2 = 1 + a_w^2/2$ ,  $\Delta = \gamma - \gamma_{cr}$ ,  $\gamma_{cr} = k_s \mu^2 / 2k_w$ . Характер взаимодействия электронов с волной определяется формой пондеромоторного потенциала  $U(\psi)$ . При  $\alpha > 1$  взаимодействие линейно по мощности лазерной

волны, и его эффективность мала <sup>3</sup>, при этом отсутствует яма пондеромоторного потенциала. При  $\alpha < 1$  возможен захват в яму пондеромоторного потенциала, а также режим отражения (однократное прохождение частицы через резонансное условие) <sup>3</sup>. Эффективное охлаждение может иметь место только во втором случае, поскольку при захвате частиц в яму всегда сохраняется энергетический разброс порядка глубины ямы.

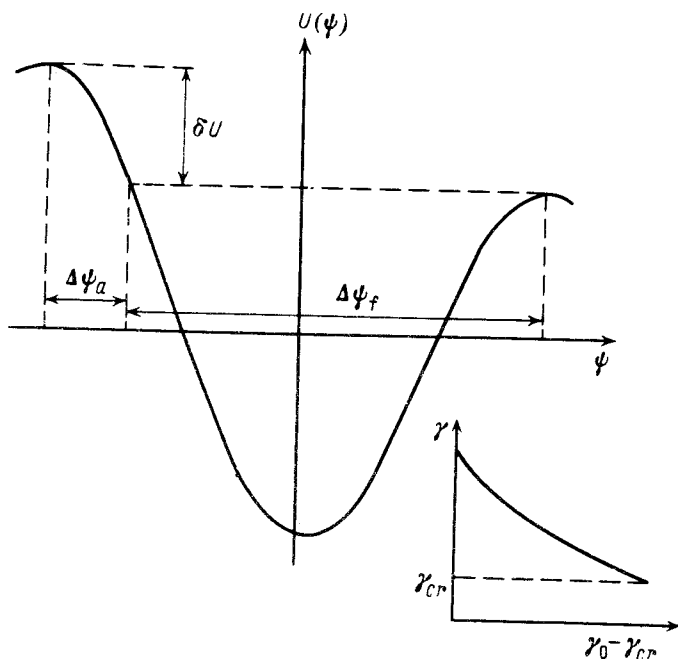


Рис. 1. Пондеромоторный потенциал  $U(\psi)$ . На вставке изображена зависимость конечной энергии электрона от его начальной энергии.

Рассмотрим подробнее режим отражения. Электрон не захватится в яму пондеромоторного потенциала, если отклонение энергии электрона от резонансной больше глубины ямы

$$\Delta > \Delta_R = \gamma_{cr}^{1/2} |U(\psi_R) - U(\pi - \psi_R)|^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\psi_R = \arcsin \alpha$ ,  $\alpha < 1$ . Изменение энергии электрона (КПД  $\eta$ ) пропорционально площади ямы  $S(\alpha)$  <sup>2,3</sup>

$$\eta = 4(2a_s a_w)^{1/2} S(\alpha) / \pi \mu. \quad (4)$$

Функция  $S(\alpha)$  уменьшается от единицы до нуля при изменении  $\alpha$  от нуля до единицы <sup>2</sup>. Нетрудно видеть из (2), (4), что КПД уменьшается с ростом параметра  $\alpha$ , который является аналитической монотонной функцией  $\Delta$ , если начальные условия далеки от резонансных  $\Delta > \Delta_R$  (электроны не захватываются в яму). Поэтому при небольших разбросах по начальным энергиям электронов  $\delta\gamma_0 < \Delta$ , изменение энергии вследствие взаимодействия пропорционально начальному разбросу. Если далее начальные условия выбрать так, чтобы запрещенные для отражения интервалы фаз  $\Delta\psi_f$  приходились на значения  $\sin \Delta\psi_f > 0$  (режим ускорения электронов), то коэффициент пропор-

циональности будет положительным, причем чем больше начальная энергия электрона, тем меньше он приобретает энергии в результате взаимодействия.

Пондеромоторный потенциал (1) изображен на рис.1. Там же приведена качественная зависимость приобретаемой электроном энергии от его начальной энергии. Из рис.1 следует, что при начальном энергетическом разбросе  $\delta\gamma_0/\gamma_{cr} \ll (a_s a_w)^{1/2}/\mu$  возможно управление конечным разбросом. Охлаждение же пучка возможно, если приобретаемый в процессе взаимодействия разброс энергии электрона  $\delta U = (a_s a_w \alpha)^{1/2}/\mu$ , соответствующий разрешенному для отражения интервалу фаз  $\Delta\psi_\alpha$  (см. рис.1), существенно меньше начального разброса  $\delta U \ll \delta\gamma_0$ .

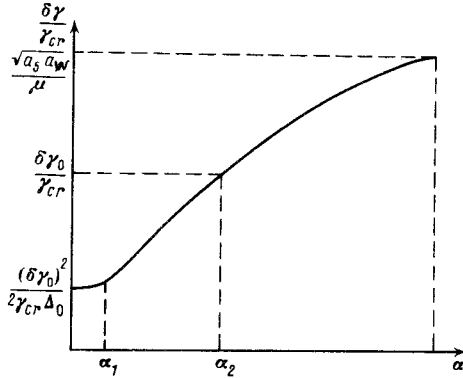


Рис. 2. Зависимость конечного разброса в энергии электрона от параметра  $\alpha$ ,  $\alpha_1 = \frac{(\delta\gamma_0)^4}{(2\gamma_{cr}\Delta_0)^2} \frac{\mu^2}{a_s a_w}$ ,  $\alpha_2 = \left(\frac{\delta\gamma_0}{\gamma_{cr}}\right)^2 \frac{\mu^2}{a_s a_w}$ .

Можно, далее, сформулировать условия, при которых начальный разброс  $\delta\gamma_0$  будет ликвидирован (с точностью до членов  $(\delta\gamma_0)^2$ ). Пусть отклонение центра энергетического распределения пучка от резонансного условия значительно больше разброса  $\delta\gamma_0 \ll \Delta_0$ . Разложим  $\eta$  в ряд по параметру  $\delta\gamma_0/\Delta_0$  с точностью до членов  $(\delta\gamma_0/\Delta_0)^3$

$$\eta = \eta_0 + \eta'_\Delta (\delta\gamma_0/\Delta_0) - \eta''_{\Delta\Delta} (\delta\gamma_0/\Delta_0)^2, \quad (5)$$

где  $\eta'_\Delta = (2(2a_s a_w)^{1/2}/\pi\mu)\alpha S'_\alpha(\alpha)$ ,  $\eta''_{\Delta\Delta} = ((2a_s a_w/2)^{1/2}/\pi\mu)(\alpha S''_\alpha(\alpha) - \alpha^2 S''_{\alpha\alpha}(\alpha))$ .

Как следует из 2,3, величина  $S''_{\alpha\alpha}(\alpha) \ll S'_\alpha(\alpha)$ , пренебрегая ей в дальнейшем, выразим конечный разброс  $\delta\gamma$  (после взаимодействия) как функцию от начального

$$\delta\gamma = \delta\gamma_0 \left(1 - \frac{\gamma_{cr}\eta'_\Delta}{\Delta_0}\right) + \frac{\gamma_{cr}\eta'_\Delta}{2} \left(\frac{\delta\gamma_0}{\Delta_0}\right)^2. \quad (6)$$

Тогда при выполнении условия

$$\frac{\Delta_0}{\gamma_{cr}} = \frac{16S'^2(\alpha)}{\pi^2 a_s a_w} \left(\frac{\Omega}{ck_w}\right)^2, \quad (7)$$

конечный разброс по энергиям будет равен

$$\delta\gamma/\gamma_{cr} = (\delta\gamma_0)^2/2\Delta_0\gamma_{cr} \quad (8)$$

( $\delta\gamma_0 \ll \Delta_0$ ), т.е. сильно подавлен. Величина  $\Delta_0$  должна удовлетворять не-

равенству

$$\frac{(a_s a_w)^{1/2}}{\mu} S(\alpha) < \frac{\Delta_0}{\gamma_{cr}} < \frac{(a_s a_w)^2}{2\mu^2} \left( \frac{ck_w}{\Omega} \right)^2, \quad (9)$$

где левая часть неравенства гарантирует отражение (не захват) частиц (3), а правая - условие существования запрещенных интервалов фаз<sup>1</sup>. Условия (7) и (9) определяют требуемые параметры устройства. Эти условия заведомо выполнены одновременно, если

$$a_s a_w N^2 / \mu^2 > 1. \quad (10)$$

При этом величина  $\Delta_0$  будет близка к  $\gamma_{cr}(a_s a_w)^{1/2}/\mu$ . Из (8) тогда, видно, что при  $a_w^{1/2}/\mu \sim 1$  и реально достижимом  $a_s \sim 10^{-2}$  начальный разброс  $\delta\gamma_0/\gamma = 10^{-2} - 10^{-3}$  может быть уменьшен на два-три порядка.

Однако, предельное значение конечного разброса (8) справедливо, если  $\delta U/\gamma_{cr}$  (см. рис.1) меньше этого значения. В противном случае конечный разброс ограничен величиной  $\delta U/\gamma_{cr}$ . Если же начальный разброс  $\delta\gamma_0 < \delta U$ , то конечный разброс может быть даже больше начального. Качественная иллюстрация зависимости конечного разброса от параметра  $\alpha$  при выполнении условий (7), (10) приведена на рис.2. Видно, что в области  $\alpha \ll (\delta\gamma_0/\gamma_{cr})^2 \mu/a_s a_w$  происходит эффективное охлаждение электронного пучка. Отметим, что в этой области  $\delta U$  практически не зависит от изменения энергии электрона в процессе взаимодействия, что связано с малой величиной параметра  $\Delta\psi_a/\Delta\psi_f$ .

### Литература

1. Базылев В.А., Тулупов А.В. ЖТФ, 1987, 57, 2222.
2. Кроли Н., Мортон П., Розенблют М. В сб.: Генераторы когерентного излучения на свободных электронах. Под. ред. Рухадзе А.А. М.: Мир, 1983, с. 69.
3. Базылев В.А., Тулупов А.В. Изв. ВУЗов., сер. Радиофизика, 1989, 32, 1238.