

547806852

ԵՐԵՎԱՆԻ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆԱԿԱՆ ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԱԿԱՆ ԿՈՄՄՈՒՆԻԿԱՆԻՍԵ

ЕФИ—154(76)

Г.А.НАГОРСКИЙ, М.А.ПЕТРОСЯН

**УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ДВУХ ЛИНЕЙНО-
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СРЕДЕ**

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-154(76)

Г.А.НАГОРСКИЙ, М.Л.ПЕТРОСЯН

УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ДВУХ ЛИНЕЙНО -
- ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В СРЕДЕ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

В работе [1] рассматривался механизм ускорения частиц в поле одной линейно-поляризованной электромагнитной волны, при включении внешнего магнитного поля. Для получения достаточно высокого темпа ускорения в этом методе необходимо использовать магнитные поля порядка 10^6 гаусс.

В настоящей работе рассматривается другой метод компенсации неустойчивости режима ускорения с помощью включения второй электромагнитной волны, которая также находится в резонансе с ускоряемой частицей.

Пусть электрические поля E и E' имеют вид

$$\vec{E} = e_2 E_0 \sin \omega \left(\vec{e}_1 \vec{x} \frac{n}{c} - t \right) \quad (1)$$

$$\vec{E}' = -e_2' E_0' \sin \omega \left(\vec{e}_1' \vec{x} \frac{n}{c} - t \right) ,$$

где E_0 и E_0' - амплитуды полей,

ω - частота поля,

\vec{x} - радиус-вектор точки наблюдения,

\vec{e}_2, \vec{e}_2' - единичные векторы направления поляризации волн,

\vec{e}_1, \vec{e}_1' - единичные векторы направления распространения волн.

Соответствующие магнитные поля в силу уравнений Максвелла равны

$$\vec{H} = n [\vec{e}_1 \cdot \vec{E}] = -\vec{e}_3 n E_0 \sin \omega \left(\frac{n}{c} \vec{e}_1 \vec{x} - t \right),$$

$$\vec{H}' = n [\vec{e}_1' \cdot \vec{E}'] = \vec{e}_3 n E_0' \sin \omega \left(\frac{n}{c} \vec{e}_1' \vec{x} - t \right). \quad (2)$$

Необходимый сдвиг фазы учитывается при выборе координатной системы уравнением

$$[\vec{e}_1' \vec{e}_2'] = \vec{e}_3' = -\vec{e}_3. \quad (3)$$

В зависимости от энергии инжектируемых частиц угол между осями \vec{e}_1 и \vec{e}_1' меняется от нуля до $\arcsin \frac{2}{n} \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}$. В дальнейшем рассматривается случай, когда угол между \vec{e}_1 и \vec{e}_1' максимальный, что соответствует перемещению ускоряющего поля со скоростью c .

В произвольном электромагнитном поле уравнение движения имеет вид

$$m c \frac{d\vec{\beta} \gamma}{dt} = z e \left\{ \vec{E} + [\vec{\beta} \cdot \vec{H}] \right\} \quad (4)$$

где m - масса частицы,
 e - заряд

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad - \text{лоренц-фактор}$$

Фаза частицы относительно ускоряющего поля равна

$$\phi = \frac{\omega}{c} (\vec{e}_s \vec{x} - ct). \quad (5)$$

Поперечное смещение частицы от оси \vec{e}_s в единицах длин волн ускоряющего поля обозначим через χ

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 - 1} \vec{e}_s \vec{x} \quad (6)$$

Уравнения движения (4) с учетом (1), (2), (3), (5) и (6) сводятся к следующим двум уравнениям

$$1. [(1 + \dot{\phi})\dot{\chi}]' = Q \sin \phi \cos \chi + Q \frac{n^2 \dot{\chi}}{n^2 - 1} \cos \phi \sin \chi \quad (7)$$

$$2. (\dot{\chi} \dot{\chi})' = -Q (n^2 - 1 + n^2 \dot{\phi}) \cos \phi \sin \chi ,$$

где введено обозначение

$$Q = \frac{2zeE_0}{mc\omega} \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} . \quad (8)$$

Из уравнения (7) легко получить уравнение для энергии в виде

$$j' = -Q(1 + \dot{\phi}) \sin \phi \cos \chi + Q \frac{\dot{\chi}}{n^2 - 1} \cos \phi \sin \chi \quad (9)$$

и уравнение для скорости изменения фазы $\dot{\phi}$:

$$\dot{\phi} \dot{\chi} + Q \cos \phi \cos \chi = \text{const} = Qg_0 , \quad (10)$$

где $g_0 = \cos \phi_0 \cos \chi_0 + \frac{\dot{\phi}_0 \dot{\chi}_0}{Q}$.

Постановка $\dot{\phi}$ из (10) в выражение лоренц-фактора дает связь между энергией и фазой в виде

$$j = \frac{Q(\cos \phi \cos \chi - g_0) \pm \sqrt{Q^2(\cos \phi \cos \chi - g_0)^2 \left(1 - \frac{\dot{\chi}^2}{n^2 - 1}\right) - \frac{\dot{\chi}^2}{n^2 - 1} (1 + \Pi_z^2)}}{\dot{\chi}^2 / (n^2 - 1)} \quad (11)$$

Знак корня совпадает со знаком функции $\dot{\phi} + \frac{\dot{\chi}^2}{n^2 - 1}$.

Для осевой частицы $\chi = 0$, $\dot{\chi} = 0$, $\Pi_z = 0$.

Предельный переход в (11) позволяет получить уравнение фазовых траекторий в виде

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{1 + \left[\sqrt{\frac{1-\beta_0}{1+\beta_0}} + Q(\cos \Phi - \cos \Phi_0) \right]^2}{\sqrt{\frac{1-\beta_0}{1+\beta_0}} + Q(\cos \Phi - \cos \Phi_0)} . \quad (12)$$

В этом случае уравнение (9) принимает следующий вид:

$$\dot{\gamma} = -Q(1 + \dot{\Phi}) \sin \Phi . \quad (13)$$

Для значений $-\pi < \Phi < 0$, $\dot{\gamma}$ положительно, т.е. есть ускорение.

Энергия частицы может расти беспредельно, если знаменатель в (12) стремится к нулю. Соответствующее условие имеет вид

$$\cos \Phi_\infty = \cos \Phi_0 - \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{1-\beta_0}{1+\beta_0}} . \quad (14)$$

Правая часть этого уравнения не может превышать единицы, что позволяет определить пороговое значение энергии захвата в режим ускорения. Минимальное значение пороговой энергии достигается для $\Phi_0 = 0$, следовательно

$$\gamma_{\min} = \frac{1}{4Q} . \quad (15)$$

В собственно ускорительном режиме фаза частицы мало меняется и стремится к значению Φ_∞ . Полагая в (13) $\dot{\Phi} \approx \dot{\Phi}_\infty$, получим для определения темпа ускорения выражение в виде

$$\dot{\gamma} \approx Q \sqrt{1 - \left[\left(1 - \frac{\gamma_{\min}}{\gamma_0}\right) \cos \Phi_0 - \frac{\gamma_{\min}}{\gamma_0} \right]^2} . \quad (16)$$

Максимальное значение темпа ускорения получается при $\gamma_0 \gg 2\gamma_{\min}$, $\cos \Phi_0 \approx 0$ и $\delta \approx Q$. Для определения фазовой области захвата мы опять должны требовать, чтобы знаменатель (12) мог обращаться в ноль. Это дает ограничение на фазу Φ_0 в виде

$$\cos \Phi_0 > -1 + \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{1-\beta_0}{1+\beta_0}} = \frac{2\gamma_{\min}}{\gamma_0} - 1 \quad (17)$$

для $\gamma_0 = 2\gamma_{\min}$ $\Delta \Phi_0 = \pi$

т.е. имеется захват на 50%.

В обычных линейных ускорителях поперечное отклонение частиц мало по сравнению с размерами области устойчивости поперечных колебаний; поэтому анализ фазовых движений проводится при нулевых отклонениях. В данном случае поперечные колебания больше и частицы могут выйти из области устойчивости. Поэтому для оценки полного фазового объема захвата необходимо проводить анализ устойчивости движения по продольным и поперечным направлениям, т.е. необходимо получить уравнение аналогичное (12) с учетом начальных поперечных отклонений.

Решая уравнение (7) методом ВКБ получаем для χ следующее уравнение

$$\chi = \left(\frac{\chi}{\sin \chi} \frac{\sin \chi_0}{\chi_0} \frac{\gamma_0}{\gamma} \frac{\cos \Phi_0}{\cos \Phi} \right)^{\frac{1}{4}} \times \left\{ \chi_0 \cos \int_0^{\tau} \nu d\tau + \frac{\dot{\chi}_0 + \delta_0 \chi_0}{\nu_0} \sin \int_0^{\tau} \nu d\tau \right\}, \quad (18)$$

где $v = \sqrt{\frac{Q(n^2-1)}{\gamma} \cos \Phi \frac{\sin \chi}{\chi}}$; $\delta_0 = -\frac{g_0}{4} \operatorname{tg} \Phi \cdot \frac{Q}{\gamma_0} +$
 $+ \dot{\chi}_0 \frac{\chi_0 \cos \chi_0 - \sin \chi_0}{\chi_0 \sin \chi_0}$.

В линейном приближении полагаем

$$\frac{\sin \chi}{\chi} = 1; \quad \cos \chi = 1$$

тогда вместо (18) получаем:

$$\chi = \left(\frac{\gamma_0 \cos \Phi_0}{\gamma \cos \Phi} \right)^{\frac{1}{4}} \left\{ \chi_0 \cos \int_0^{\tau} v d\tau + \right. \\ \left. + \frac{\dot{\chi}_0 + \delta \chi_0}{v} \sin \int_0^{\tau} v d\tau \right\}, \quad (19)$$

где

$$v = \sqrt{\frac{Q(n^2-1)}{\gamma} \cos \Phi}; \quad \delta_0 = \frac{g_0}{4} \operatorname{tg} \Phi \cdot \frac{Q}{\gamma_0}.$$

Из уравнения (18) видно, что при значениях

$$\cos \Phi < 0 \quad (20)$$

v становится мнимой и происходит экспоненциальный рост поперечного отклонения частицы.

Используя связь между импульсом и энергией частицы $\gamma^2 = 1 + \mathcal{P}_z^2 + \mathcal{P}_\Phi^2 + \mathcal{P}_\chi^2$ и (19), получаем следующее выражение для энергии

$$\gamma^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{4Q(\cos\Phi - g_0)} \left\{ \frac{a_0^2 \gamma_0^{3/2}}{n^2 - 1} (\cos\frac{\Phi}{\Phi_0})^{\frac{1}{2}} + \sqrt{\frac{a_0^4 \gamma_0^3}{(n^2 - 1)^2} \frac{\cos\Phi}{\cos\Phi_0} + 8(1 + \pi_z^2)Q(\cos\Phi - g_0)} \right\}, \quad (21)$$

где g_0 с той же точностью равно

$$g_0 = \cos\Phi_0 - \frac{1 + \pi_z^2 + \frac{a_0^2 \gamma_0^2}{n^2 - 1}}{2Q\gamma_0}. \quad (22)$$

Энергия частицы беспрельдно растёт, если выражение (21) $\cos\Phi_0 - g_0$ стремится к нулю. Если при этом учитывать условие (12), то ограничение на фазовый объём имеет вид

$$\cos\Phi_0 \geq \frac{1}{2Q\gamma_0} \left(1 + \pi_z^2 + \frac{a_0^2 \gamma_0^2}{n^2 - 1} \right). \quad (23)$$

Так как поперечное движение происходит в потенциальной яме, параметры которой зависят от полной энергии и продольной фазы частицы, то возникает параметрическая резонансная раскачка малых колебаний. Частично эти резонансы учтены в (18).

Из-за связи продольных и поперечных фазовых колебаний вычисление коэффициента захвата в данном случае несколько усложняется.

Ограничимся рассмотрением только тех частиц, которые все время в течение ускорения имеют положительный прирост энергии.

Напишем элемент фазового объёма в виде

$$d\Omega = dV dp = (mc)^3 \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{n^2-1}} d\phi d\chi dz \cdot \quad (24)$$

$$\cdot d\mathcal{I}_\phi d\mathcal{I}_\chi d\mathcal{I}_z .$$

Введем новые переменные α , ψ и γ по формулам

$$v_0 \chi = a \sin \psi, \quad \mathcal{I}_\chi = \frac{a \gamma}{\sqrt{n^2-1}} \cos \psi, \quad \mathcal{I}_\phi = \sqrt{\gamma^2 - \mathcal{I}_z^2 - \mathcal{I}_\chi^2}. \quad (25)$$

Тогда с учетом малого углового разброса начального пучка, элемент фазового объема переписывается в виде

$$d\Omega = (mc)^3 \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\gamma}{n^2-1}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{Q \cos \phi}} \times \quad (26)$$

$$\times a d\phi d\gamma da d\psi dz d\mathcal{I}_z .$$

Выясним пределы интегрирования. При вычислении Ω , из-за малого энергетического разброса $\Delta\gamma \ll \gamma$ можно фиксировать γ .

На рис.2 показана элементарная ячейка в пространстве (ϕ, χ) . Области устойчивости расположены в интервалах:

1. $-\frac{\pi}{2} < \phi < 0, \quad -\pi < \chi < \pi$
2. $\frac{\pi}{2} < \phi < \pi, \quad -\pi < \chi < 0$
3. $\frac{\pi}{2} < \phi < \pi, \quad -0 < \chi < \pi$

(27)

Начальный фазовый объем Ω получается интегрированием (24) по импульсам и координатам в пределах половины элементарной ячейки, содержащей одну область устойчивости, в виде

$$\Omega_{\text{нач}} = (mc)^3 \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \frac{8\pi^2 \Delta\gamma \pi_{\chi_{\text{max}}} \pi_{z_{\text{max}}}}{\sqrt{n^2 - 1}} \int dz. \quad (28)$$

При вычислении фазового объема захваченных частиц, в соответствии с условием устойчивости (23), удобно ввести следующие обозначения:

$$\epsilon = 2Q\gamma - 1; \quad 0 < \epsilon < \infty;$$

$$\pi_{\chi_{\text{max}}} = \sqrt{2Q\gamma - 1} \cdot \alpha_m = \epsilon^{1/2} \alpha_m; \quad (29)$$

$$\pi_z = \sqrt{2Q\gamma - 1} \rho = \epsilon^{1/2} \rho; \quad \pi_{z_{\text{max}}} = \epsilon^{1/2} \rho_m.$$

В этих обозначениях первая часть условия устойчивости принимает следующий вид

$$K < (\epsilon + 1) \cos \phi - 1 - \epsilon \rho^2 < \epsilon \alpha_m^2. \quad (30)$$

Для коэффициента захвата K получаем выражения вида

$$K \equiv \frac{\int_{\Omega} d\Omega}{\int_{\text{нач}} d\Omega} = \frac{2^{\frac{1}{2}}}{8\pi^2 \epsilon^{1/2} (\epsilon + 1)^{1/2} \rho_m \alpha_m} \int d\rho \times \quad (31)$$

$$\times \frac{d\phi}{\sqrt{\cos \phi}} \frac{\gamma^2 a da}{n^2 - 1} d\psi.$$

где D - обозначает область интегрирования (23) с учетом граничных значений импульсов (29).

Существенное ограничение на область интегрирования возникает в том случае, когда $\mathcal{X}_m < 1$. Здесь также возможны значения Φ и ρ , когда

$$(\epsilon + 1) \cos \Phi - 1 - \epsilon \rho^2 < \epsilon \mathcal{X}_m^2, \quad (32)$$

$$\text{где } 1 > \rho > \sqrt{1 - \mathcal{X}_m^2}; \quad \frac{1 + \epsilon \rho^2}{1 + \epsilon} < \cos \Phi < 1.$$

Интегрирование по ψ и α проводится в пределах

$$0 < \psi < 2\pi$$

$$0 < \frac{\alpha^2 \gamma}{\sqrt{n^2 - 1}} < (\epsilon + 1) \cos \Phi - 1 - \epsilon \rho^2. \quad (33)$$

При других значениях Φ и ρ знак в (32) меняется. При этом

$$0 < \rho < \sqrt{1 - \mathcal{X}_m^2} \quad (34)$$

$$0 < \psi < \arcsin \left(\frac{\epsilon^{\frac{1}{2}} \mathcal{X}_m}{\gamma \alpha} \sqrt{n^2 - 1} \right). \quad (35)$$

Учитывая вышесказанное, запишем коэффициент захвата в виде

$$K = \frac{2^{\frac{1}{2}}}{8\pi \epsilon^{1/2} (\epsilon + 1)^{1/2} \rho_m \mathcal{X}_m} \int_0^{\bar{\rho}_m} d\rho \left\{ \int_{\frac{\epsilon \rho^2 + 1}{\epsilon + 1}}^1 \frac{(\epsilon + 1)x - 1 - \epsilon \rho^2}{\sqrt{x(1 - x^2)}} dx + \right.$$

$$+ \theta(\sqrt{1-x_m^2} - \rho) \int \frac{dx}{\sqrt{x(1-x^2)}} \left[\frac{2}{\pi} \int \arcsin\left(\frac{\epsilon^{1/2} x_m}{s}\right) dS^2 - \frac{\epsilon(\rho^2 + x_m^2) + 1}{\epsilon + 1} \right] \frac{\sqrt{(\epsilon+1)x - 1 - \epsilon\rho^2}}{\epsilon^{1/2} x_m} \quad (36)$$

$$- (\epsilon+1)x + 1 + \epsilon\rho^2 \left. \right\} \frac{\epsilon(\rho^2 + x_m^2) + 1}{\epsilon + 1},$$

где: θ (H) - ступенчатая функция.
 Если поменять порядок интегрирования по x и ρ , то этот результат представляется в виде однократного интеграла

$$K = \frac{\epsilon}{8\pi(\epsilon+1)\rho_m x_m} \left\{ \frac{2}{3} \int_{1-\tilde{\rho}_m^2}^1 \frac{(1-t)^{3/2}}{\sqrt{R}} dt + \tilde{\rho}_m \int_0^{1-\tilde{\rho}_m^2} \frac{1-t-\frac{\tilde{\rho}_m^2}{3}}{\sqrt{R}} dt + \theta(1-x_m^2) \int_0^{1-x_m^2} \frac{dt}{\sqrt{R}} \left[x_m \left(1-t - \frac{x_m^2}{3}\right) - x_m^2 \sqrt{1-t-x_m^2} - \frac{2}{3}(1-t)^{3/2} \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
& -\theta(1-x_m^2-\tilde{\rho}_m^2) \int_0^{1-x_m^2\tilde{\rho}_m^2} \frac{dt}{\sqrt{R}} \left[x_m^2(\tilde{\rho}_m - \sqrt{1-t-x_m^2}) - \frac{4}{3\pi} x_m \tilde{\rho}_m \sqrt{1-t-\tilde{\rho}_m^2-x_m^2} \right. \\
& + \frac{2}{\pi} x_m \left(1-t - \frac{x_m^2}{3}\right) \arccos \frac{\tilde{\rho}_m}{\sqrt{1-t-x_m^2}} + \frac{2}{\pi} \tilde{\rho}_m \left(1-t - \frac{\tilde{\rho}_m^2}{3}\right) \cdot \\
& \cdot \arccos \frac{x_m}{\sqrt{1-t-\tilde{\rho}_m^2}} - \frac{4}{3\pi} (1-t)^{3/2} \arccos \cdot \\
& \left. \cdot \frac{x_m \tilde{\rho}_m}{\sqrt{1-t-x_m^2} \sqrt{1-t-\tilde{\rho}_m^2}} \right] \Bigg\}, \tag{37}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
R &= t \left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon+1} t\right) \left(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon+1} \frac{t}{2}\right) \\
\tilde{\rho}_m &= \rho_m \theta(1-\rho_m) + \theta(\rho_m-1). \tag{38}
\end{aligned}$$

Предельный переход в (37) $x_m \rightarrow 0$, $\rho_m \rightarrow 0$ дает коэффициент захвата по Φ в виде

$$\lim_{\substack{x_m \rightarrow 0 \\ \rho_m \rightarrow 0}} K \equiv K_\Phi = \frac{\mu}{2\pi^2} \int_0^1 \sqrt{\frac{1-t}{t(1-t\mu)(1-\frac{t\mu}{2})}} dt, \tag{39}$$

где $\mu = \frac{\epsilon}{\epsilon+1}$.

При $\epsilon \rightarrow \infty$ получаем максимально возможную величину K в виде

$$K_{\phi} (\epsilon = \infty) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{t(1-\frac{t}{2})}} = \frac{\sqrt{2}}{4\pi} \equiv K_{\infty} . \quad (40)$$

Весь анализ устойчивости движения проводился без учета многократного рассеяния частиц на атомах среды. Ограничения, обусловленные многократным рассеянием, будут обсуждаться в отдельной работе.

В заключение рассмотрим потери энергии частиц из-за неупругих столкновений с атомами газа. Основная доля потерь в случае электронов и μ -мезонов падает на тормозное излучение частиц. Предельная энергия получается при сравнении радиационных потерь частицы на единицу длины с темпом ускорения. Соответствующее условие имеет вид

$$\gamma < \left(\frac{m}{m_e}\right) \frac{\pi Q_e \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}{z^2 d \lambda \tau_e^2 N e_n (1/dz^{1/3})} . \quad (41)$$

Где m - масса частицы

$$Q_e = eE / \omega m_e c .$$

Предельное значение плотности ускоряемых частиц ограничивается эффектом токовой нагрузки. Это условие имеет следующий вид

$$N_e \approx \frac{Q_e}{4D\tau_e \lambda \sqrt{n^2 - 1}} , \quad (42)$$

где D - ширина инжектированного пучка.

Оценим светимость при столкновении двух сгустков ускоренных частиц.

В нашем случае согласно [2] светимость S имеет вид

$$S = 2 c N^2 \nu, \quad (43)$$

где $\nu \sim D^2 \cdot 300 \lambda$ - объем пучка.

Используя (42) получаем

$$S \approx 10^{41} \frac{Q_e^2}{n^2 - 1} \frac{1}{\text{см}^2 \text{сек}} \cdot \quad (44)$$

Если предположить, что $Q_e \approx 10^{-2}$, то светимость в импульсе оказывается на шесть порядков выше светимости современных накопителей.

Как численный пример, рассмотрим дальнейшее ускорение электронов с начальной энергией 5 Гэв. В качестве рабочей среды выбираем водород. Используя результаты экспериментов по лазерному облучению водородных мишеней [3], заключаем, что для $Q_e < 2 \cdot 10^{-3}$ и длительности импульса $\sim 10^{-12}$ сек, в среде отсутствует ионизация.

Эти данные хорошо согласуются с формулой для вероятности ионизации атома водорода в электрическом поле [4]

$$k \ll 6\pi \alpha Q_e \exp\left\{\frac{1}{6\pi Q_e}\right\}, \quad \tau \ll 3 \cdot 10^{-7} \text{сек} \quad (45)$$

при $Q_e = 2 \cdot 10^{-3}$,

где $\tau = \frac{K\lambda}{c}$ - длительность импульса лазера. Кроме того, потребовав, чтобы энергия свободных электронов в поле световой волны не превышала потенциала ионизации, получим условие отсутствия электронной лавины в виде

$$Q_e \ll 0,5, \alpha = 3,65 \cdot 10^{-3}, \quad (46)$$

Начальная энергия связана с коэффициентом захвата (39) и коэффициентом преломления соотношением

$$\gamma_0(1-\mu) = \frac{1}{4Q_e \sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}. \quad (47)$$

При использовании жидководородной рабочей камеры

$$1 - \frac{1}{n^2} = \frac{0,354 (A_{ae}/4,5)}{1 + 0,236 (A_{ae}/4,5)}, \quad (48)$$

где A_{ae} - поляризуемость водорода в атомных единицах. Полагая $Q_e = 2 \cdot 10^{-3}$, $A_{ae} = 2,76$ [5] (при $\lambda = 5896 \text{ \AA}$), получим $1 - \mu = 2,87 \cdot 10^{-2}$. При этом коэффициент захвата без учета углового разброса начального пучка будет $\sim 11\%$. Длина ускорения L получается после интегрирования уравнения (9) и имеет следующий вид.

$$L \approx \frac{\lambda}{\pi} \gamma_0(1-\mu) \frac{\gamma - \gamma_0}{|\sin \phi_0|}. \quad (49)$$

Полагая $|\sin \phi_0| = \frac{1}{\sqrt{2}}$, получим $L = 1,3 \cdot 10^2$ см, при $\lambda = 10^{-4}$ см.

Если рабочая камера имеет длину 1,3 метра , то на выходе получают электроны с энергией, зависящей от фазы инжекции в виде

$$\gamma = \gamma_0 (1 + \sqrt{2} |\sin \Phi_0|). \quad (50)$$

Оценка импульсной светимости встречных пучков по формуле (44) дает

$$S \approx 1,7 \cdot 10^{36}. \quad (51)$$

Реализация этой цифры достигается при плотности частиц порядка $3,7 \cdot 10^{13}/D$, где D - ширина камеры в см. Если $D \sim 1$ см, то инжектируемый импульс должен содержать $\sim 10^8$ электронов. При этом реальная светимость на частоте 50 герц оказывается порядка $2,5 \cdot 10^{31}$.

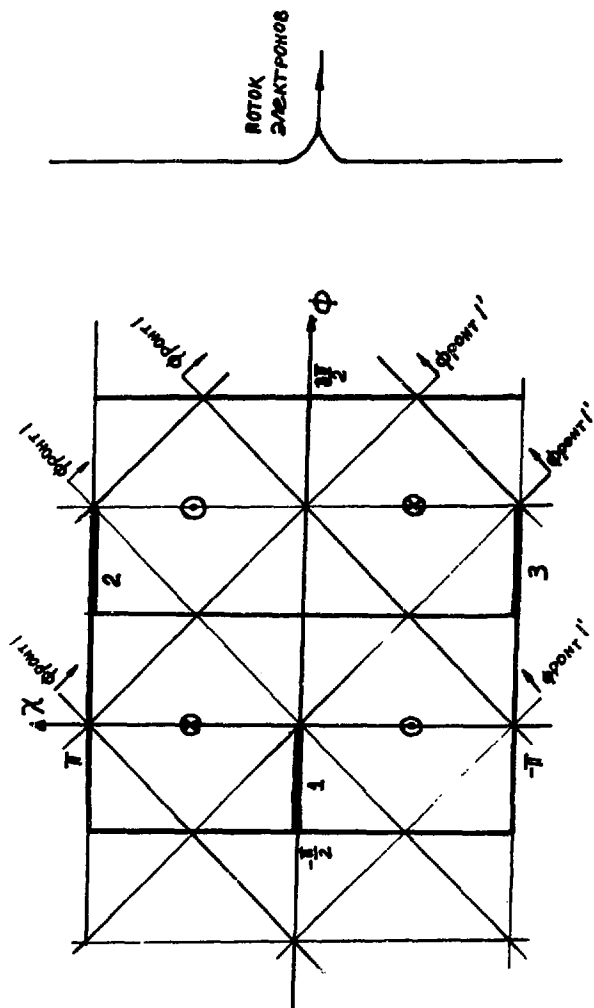


Рис.1

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А.Нагорский, Ю.Ф.Орлов. ЖЭТФ, 1964, вып.3,1973.
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, Физ.мат.гиз, 1962.
3. С.Н.Анисимов, М.Ф.Иванов, П.П.Пашияни, А.М.Прохоров, Письма в ЖЭТФ, 22 1, 343, 1975.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, Физ.мат.гиз, 1963.
5. W.Gabraith, W.S.C.Williams. High enrgy and nuclear physics data. Handbook, editors, 1963.

Рукопись поступила 16-го декабря 1975 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 543

ВФ-03796

Тираж 299

Подписано к печати 19/1У-76г. Формат издания 30x40

1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

Отпечатано на ротаприте
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Мар-
каряна 2