

кое значение B связано с большой площадью теплосъема: S примерно в пять раз превышает площадь мишени. При $w = 6,8$ м/сек (давление воды на входе 3 атм) перепад температуры между активным слоем мишени и охлаждающей водой составляет около 100°C на 400 см

дейтронного пучка, или около $1 \cdot 10^{11}$ см⁻¹ на интенсивность генерирования нейтронов по реакции $\text{H}^3(dn)\text{He}^4$. (№ 462/5581. Поступила в Редакцию 14/VII 1970 г. Полный текст 0,35 а. л., 5 рис., 1 табл., 5 библиографических ссылок.)

Резонансное ускорение частиц быстрыми электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль нарастающего магнитного поля

А. Н. ДИДЕНКО, В. К. КОНОНОВ

УДК 621.384.62

Исследуется возможность непрерывного ускорения заряженных частиц в гладком волноводе прямоугольного или круглого сечения, вдоль оси которого с фазовой скоростью $v_\Phi = \beta_\Phi c$ ($\beta_\Phi > 1$) распространяется волна типа TE_{n1} . Волновод помещен во внешнее аксиально-симметричное магнитное поле. Если магнитное поле постоянно по длине, то появляющийся при этом сдвиг по фазе частицы относительно волны приводит к нарушению авторезонансного ускорения. Для непрерывного ускорения частиц магнитное поле необходимо менять вдоль волновода по определенному закону. В этом случае ускорение уже не будет авторезонансным, поэтому необходимо исследовать как траекторию равновесной частицы, так и устойчивость движения около этой траектории.

Задача была решена следующим образом. Уравнение движения заряженной частицы в поле левовращающейся

$$h_r = \frac{e_0}{\beta_\Phi} \cos \varphi_s \frac{\beta_\Phi^2 - k^2 r^2 (\beta_\Phi^2 - 1)}{k^2 r^2 + \beta_\Phi^2} \times \frac{\beta_\Phi^2 - \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2}}{\sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2}}, \quad (2)$$

где

$$h = \frac{eH}{m_0 c^2}; \quad e_0 = \frac{eE_0}{m_0 c^2} \mathcal{J}'_1(\kappa r); \quad \kappa^2 = k^2 - k_z^2; \quad \gamma = \frac{\mathcal{E}}{m_0 c^2};$$

\mathcal{E} — энергия частицы; E_0 — напряженность электрического поля волны; \mathcal{J}_1 и \mathcal{J}'_1 — функции Бесселя и ее производная по r . Длина, на которой частица получает энергию $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_n$, определяется из уравнения:

$$ze_0 \kappa r (\beta_\Phi^2 - 1) = \beta_\Phi \left\{ \gamma - \gamma_n + \left(\gamma \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2} - \gamma_n \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma_n^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2} - \beta_\Phi (\beta_\Phi^2 - 1) \frac{1}{2} \left[\arctg \frac{\sqrt{\beta_\Phi^2 - 1} (\gamma - \gamma_n)}{1 + (\beta_\Phi^2 - 1) \gamma \gamma_n} + \arctg \frac{\beta_\Phi^{-1} \sqrt{\beta_\Phi^2 - 1} (\gamma \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2} - \gamma_n \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma_n^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2})}{1 + \frac{\beta_\Phi - 1}{\beta_\Phi} \gamma \gamma_n \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2} \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma_n^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2}} \right] \right\}. \quad (3)$$

ся бегущей TE_{11} волны записывается в цилиндрической системе координат (r, θ, z) (z — вдоль оси волновода) и решается при таких условиях:

- 1) $\varphi = \omega t - k_z z - \theta = \varphi_s = \text{const}$, что означает постоянство фазы равновесной частицы относительно волны (k_z — компонента волнового вектора по z);
- 2) $r = r_s = \text{const}$.

Из решений уравнений движения был найден необходимый закон изменения внешнего магнитного поля вдоль оси волновода:

$$h_z = e_0 \frac{\mathcal{J}_1(\kappa r)}{\kappa r \mathcal{J}'_1(\kappa r)} \frac{1 - \kappa^2 r^2}{\kappa r} \sin \varphi_s - \frac{\kappa \gamma (\beta_\Phi^2 - \sqrt{(k^2 r^2 + \beta_\Phi^2)(1 - \gamma^2) - k^2 r^2 \beta_\Phi^2})}{k^2 r^2 + \beta_\Phi^2}. \quad (4)$$

Согласно расчетам, можно так подобрать параметры, что частица будет двигаться по спирали постоянного радиуса и шага практически на всей длине ускорения. Рассмотрена также устойчивость движения в линейном приближении. Найдены довольно простые неравенства. Оказалось, что для устойчивого движения в поле волны TE_{11} -типа требуется выполнение условия $\sin \varphi_s > 0$.

Проведенные численные расчеты показывают, что такие ускорители могут быть перспективными для получения высокоинтенсивных потоков электронов с энергией в несколько единиц и десятков мегаэлектронвольт.

(№ 463/5773. Статья поступила в Редакцию 13/II 1970 г., аннотация — 3/VII 1970 г. В окончательной редакции 24/VIII 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 4 библиографических ссылки.)