

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P9-86-586

А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова

**О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ
ДО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
В СИЛЬНОТОЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ**

Направлено в Оргкомитет XIII Между-
народной конференции по ускорителям
частиц высоких энергий (Новосибирск,
август 1986 г.)

1986

В последнее время коллективные методы не связываются с возможностью ускорения ионов при скоростях, близких к скорости света, хотя первоначальные идеи В.И.Векслера^{/1/} и Г.И.Будкера^{/2/} были направлены именно на поиск новых способов ускорения в релятивистской области.

В данной работе мы хотим обратить внимание на принципиальную возможность ускорения ионов до значительных энергий полями довольно высокой напряжённости, возникающими при возбуждении внешним СВЧ-генератором быстрой ленгмюровской моды электронного пучка в слабо замедляющей структуре. Фазовая скорость такой волны v больше начальной скорости электронов v_0 (нормальный эффект Доплера) и может сколь угодно близко приближаться к скорости света при изменении геометрии системы.

Резонансное возбуждение медленной ленгмюровской моды ($v < v_0$) в структуре с большим замедлением было рассмотрено ранее^{/3/}.

Общим моментом при возбуждении и той, и другой волны является несовпадение скоростей пучка и волны, в результате чего частицы пучка испытывают переменные ускорения, а возникающая волна переменной плотности заряда распространяется с фазовой скоростью внешнего возбуждения. В отличие от медленной волны быстрая ленгмюровская волна — это волна положительной энергии, и для её возбуждения требуется приток энергии извне.

Исходным при рассмотрении процесса возбуждения быстрой волны является нелинейное волновое уравнение, полученное из самосогласованной системы уравнений гидродинамического приближения в предположении замагниченности пучка (продольное движение электронов) и его моноэнергетичности ($\Delta v_e \ll v_0 - v_e$):

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \Delta \varphi = -\frac{q_1 \beta_0' (\delta_0' - \varphi)}{\sqrt{(\delta_0' - \varphi)^2 - 1}} + q_1 + q_2 \varphi + \varphi_{CT}, \quad (I)$$

где оператор

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + q_2,$$

$$q_1 = \frac{\omega_e^2}{\omega^2} \beta^2 \gamma^2 \delta_0' \kappa_{i0}^2, \quad q_2 = \frac{\omega_e^2 \kappa_{i0}^2}{\delta_0'^2 (\omega - \kappa v_0)^2}, \quad \omega_e^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_0 \delta_0'}, \quad \kappa_{i0}^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2},$$

ω , $\kappa = \frac{\omega}{c}$ - частота и волновой вектор волны;
 $\delta_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, n_0 , $v_0 = \beta_0 c$ - начальные плотность и скорость электронов пучка, $\varphi_{CT} = \frac{4\pi e \beta_0 \mathcal{J}}{m_0 c^3} j_{CT}$, j_{CT} - плотность стороннего тока. Здесь предполагается, что φ_{CT} гармонически зависит от времени и содержит одну из собственных функций оператора Δ .

Напряжённость поля E_z связана с функцией φ соотношением $E_z = -\frac{m_0 c^2 \omega}{e v_0} \frac{\partial \varphi}{\partial z}$, где $\varphi = \omega t - \kappa z$. В линейном приближении, когда $\varphi \ll \delta_0' - 1$, полагая $\varphi \sim \mathcal{J}(\kappa r)$, из (I) получаем уравнение $\mathcal{J}(\kappa r)$ - функция Бесселя)

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \psi^2} + \Omega^2 \varphi = \tilde{f} e^{i\psi}, \quad (2)$$

где

$$\Omega^2 = \frac{\omega_e^2}{\delta_0'^2 (\omega - \kappa v_0)^2} - \frac{\kappa_{i0}^2}{\kappa_{i0}^2}, \quad \tilde{f} = \frac{j_{CT}^{(e^r)} \lambda_0^2}{\mathcal{J} \cdot \mathcal{J}_A} \beta^2 \gamma^3, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad \mathcal{J}_A = \frac{\kappa_0 c^3}{e} \approx 17 \text{ кА},$$

$j_{CT}^{(e^r)}$ - амплитуда плотности стороннего тока.

Условие $\Omega^2 = 1$ - это условие возбуждения резонансной гармоник.

Его можно записать в виде

$$\omega - \kappa v_0 = \frac{\omega_e}{\delta_0' S} \quad \text{или} \quad \mathcal{J} = \mathcal{J}_A \left(\frac{\pi a}{\lambda_0 \beta} \right)^2 \beta_0 \delta_0'^3 (\beta - \beta_0)^2 S^2, \quad (3)$$

т.е. фазовая скорость

$$v = \frac{\omega}{\kappa} = \frac{v_0}{1 - \frac{\omega_e}{\omega \delta_0' S}}, \quad (4)$$

где $S^2 = 1 + \frac{\kappa_{i0}^2}{\kappa_{i0}^2}$, \mathcal{J} , a - ток и радиус пучка.

Соотношение (3) может толковаться как равенство частоты источника или внешней волны, сдвинутой за счет эффекта Доплера, ленгмювской частоте, редуцированной геометрическим фактором S^2 .

При выполнении (3) поле в системе растёт независимо от соотношения между начальной скоростью электронов и фазовой скоростью волны (для медленной волны условие (3) будет $\omega - \kappa v_0 = -\frac{\omega_e}{\delta_0' S}$). Картина развития процесса резонансного усиления волны, полученная в результате численного решения уравнения (I), показана на рис.1 (при параметрах $\delta_0 = 2$, $\gamma = 10$, $\mathcal{J} = 1,5$ кА, $\lambda_0 = 3$ см, $\tilde{f} = 0,07$). Видно, что процесс роста волны заканчивается нелинейным квазистационарным режимом с периодическими медленными колебаниями огибающей поля волны, причем максимальное значение потенциала меньше потенциала захвата электронов: $\varphi < \varphi_0 = \delta_0' - 1$.

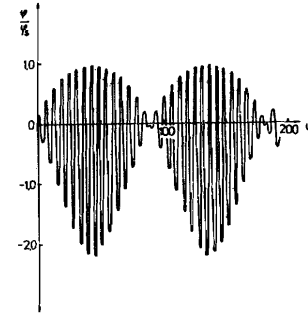


Рис.1. Зависимость $\frac{\varphi}{\varphi_0}$ от ψ . $e E_m = \frac{2 \mathcal{J} m_0 c^2}{\lambda_0 \beta S} (\delta_0' - 1)$. (5)

При $\gamma \gg 1$ асимптотическое значение этой величины будет ($\lambda_0 = 3$ см) $e E_m = 107 \delta_0 (1 - \beta_0) \frac{\text{МэВ}}{\text{М}}$. При $\delta_0 = 1,5$ ($W_e \approx 250$ кэВ) $e E_m = 40$ МэВ/м для протонов.

Результаты численного расчета изменения амплитуды напряжённости поля $e E_0$ вдоль оси пучка показаны на рис.2 (при параметрах, указанных выше). Видно, что с увеличением величины стороннего тока амплитуда напряжённости поля растёт, а расстояние, на котором $e E$ достигает максимума, существенно сокращается.

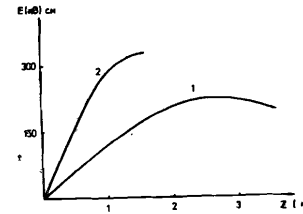


Рис.2. Зависимость амплитуды напряжённости поля от z : 1 - для $j_{CT}^{(e^r)} = 0,40$ А/см², 2 - для $j_{CT}^{(e^r)} = 1$ А/см².

Отметим, что введение пучка в структуру имеет ряд преимуществ принципиального характера:
 I. Появляется возможность использовать для замедления волны гладкую

Основным вопросом при рассмотрении процесса усиления быстрой волны и оценки перспективности его для ускорения ионов в области релятивистских скоростей является максимальная напряжённость продольного поля волны (темп ускорения ионов). Рассмотрение с учетом нелинейной теории и численных расчетов показывает, что по порядку величины максимальное поле можно оценить из формулы

Для рассматриваемого случая быстрой волны наибольшие поля достигаются при уменьшении δ_0' (общее условие эффективности резонансного доплеровского взаимодействия - максимальные значения δ_0' , т.е. релятивизм в системе покоя волны), но в связи с техническими условиями получения качественных сильноточных пучков принимаем $\delta_0' \gtrsim 1,5+2$.

структуру, где без пучка $\beta > 1$. Например, при токе пучка $J \approx 1,5$ кА, $\chi = 2$, $a = 1$ см, $\lambda_c = 3$ см, $\ell = 3$ см (радиус волновода) имеем фазовую скорость $\beta = 0,916$.

2. В обычной замедляющей структуре (без пучка) напряженность поля максимальна вблизи поверхности волновода, т.к. $E_z \sim I_0(k_z r)$, что затрудняет получение высоких полей при накачке в систему мощности от генератора. Введение сильноточного электронного пучка позволяет изменить радиальное распределение поля ($E_z \sim J_0(k_z r)$) и тем самым повысить достижимый уровень напряженности поля.

3. Электронный пучок обеспечивает радиальную фокусировку ионов при их ускорении.

В заключение заметим:

Изменение фазовой скорости с ростом скорости ионов может осуществляться согласно (3) путем изменения параметра s , т.е. путем изменения геометрических параметров, например при изменении толщины диэлектрического покрытия стенки волновода.

При инжекции ионов в секцию с быстрой волной из секции с медленной волной сохраняется принципиально важная сторона данного метода — ускорение сильноточного ионного пучка ($J \approx 1$ А). Тогда появляется интересная возможность столкновения двух встречных пучков, например, p_p , p_d и др. с энергией $\sim 2 \times 10$ ГэВ и выше с довольно значительной светимостью.

Л и т е р а т у р а

1. Векслер В.И. Когерентный принцип ускорения заряженных частиц. — Атомная энергия, 1957, т.2, №5, с.427-430.
2. Будкер Г.И. Релятивистский стабилизированный электронный пучок. — Атомная энергия, 1956, т.1, №5, с.9-19.
3. Bonch-Osmolovsky A.G., Reshetnikova K.A. Nonlinear Slow-down Langmuir Wave in a Relativistic Beam. Proceed. of the 12th Intern. Confer. on High Energy Accel. Batavia, 1983; Batavia, 1983, p.312-313.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 августа 1986 года.

Бонч-Осмоловский А.Г., Решетникова К.А.

P9-86-586

О возможности ускорения ионов до высоких энергий
в сильноточном электронном пучке

Исследована возможность ускорения ионов до релятивистских скоростей в сильноточном электронном пучке. С помощью аналитических и численных методов решения самосогласованной системы уравнений гидродинамического приближения показано, что внешним СВЧ-генератором в структуре с пучком можно возбудить быструю ленгмюровскую волну большой напряженности, фазовая скорость которой больше скорости электронов пучка, но меньше скорости света. Темп ускорения ионов при $\gamma_1 \geq 10$ ($\beta_1 = v_1/c \approx 0,995$) может составлять 30 - 40 МэВ/м при следующих параметрах электронного пучка: ток ~ 1 кА, энергия 250 - 300 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий и Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bonch-Osmolovsky A.G., Reshetnikova K.A.

P9-86-586

On a Possibility of Ion Acceleration Upto High Energies
in a High-Current Electron Beam

A possibility of accelerating ions up to relativistic velocities in the high-current electron beam is investigated. By analytical and numerical methods of solving self-consistent system of equations of hydrodynamical approximation it is shown that external HF-generator can excite in the structure with the beam fast Langmuir wave of high intensity. Phase velocity of this wave is larger that of electrons, hut less that the velocity of light. Ion energy gain was preliminarily evaluated as 30 - 40 MeV/m ($\gamma_1 \geq 10$) at electron beam. parameters: current ~ 1 kA, energy - 250 - 300 keV.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies and Department of New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986