

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

А.Н.Лебедев и К.Н.Пазин

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Применение прямых сильноточных электронных пучков для коллективного линейного ускорения ионов предполагает наличие в них продольного электрического поля, перемещающегося в пространстве синхронно с ускоряемыми ионами. Один из возможных путей, интенсивно исследовавшийся в последнее время ^{1/}, состоит в использовании механизма нестационарной ионизации пучком газа. Серьезного внимания заслуживают также схемы с использованием квазистатического поля электронного пучка, основанные на возможности получения значительных напряженностей продольного электрического поля в квазистационарных распределениях модулированного электронного пучка, перемещающихся с малой фазовой скоростью. Малость фазовой скорости волны пространственного заряда пучка в сочетании с большими напряженностями продольного электрического поля создает возможность эффективного ускорения ионов.

В настоящее время предложено несколько схем, позволяющих создать в электронном пучке квазистатическую волну пространственного заряда. Общими для них являются наличие внешнего модулирующего электронный поток элемента (гофрированной трубы, периодического магнитного поля, сеток и т. д.) и пассивная роль ионного сгустка. Медленная волна, бегущая со скоростью иона v_i , создается комбина-

цией принудительной пространственной (k) и временной (ω) модуляции потока: $v_i = \omega/k$. В работе /2/ предложен вариант такой схемы, в котором пространственная модуляция замагниченного потока осуществляется проводящей трубой с периодически меняющимся в направлении распространения пучка диаметром. Выполненные в работе /3/ теоретические расчеты показали, что уже при токах 10–20 кА могут быть созданы ускоряющие поля в 50–100 МВ/м, значительно превосходящие поля традиционных ускорителей ионов. К недостаткам этой схемы относится необходимость контролируемой глубокой модуляции во времени большого тока, а также жесткая привязка периода системы к уровню ускоряющего поля, как и в обычных резонансных ускорителях протонов.

Схемы с внешним модулирующим элементом не используют собственные колебательные свойства пространственного заряда пучка. Вместе с тем с потоком релятивистских электронов с энергией $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ и плотностью тока j_0 можно сопоставить характерную ленгмювскую частоту

$$\omega_p = [4\pi j_0 e / m \gamma_0^3 \beta_0 c]^{\frac{1}{2}}, \quad (I)$$

которая с учетом доплер-эффекта даже в однородной системе дает возможность получить свободные медленные продольные волны с фазовой скоростью:

$$v_\varphi = v_i = \beta_0 c - \omega_p / k. \quad (2)$$

В частности, при

$$k = k_0 = \omega_p / c \beta_0 = (4\pi e j_0 / m \gamma_0^3 \beta_0^3 c^3)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

фазовая скорость этих волн равна нулю, т.е. они имеют вид неподвижных страт. С физической точки зрения возможность модулированных стационарных состояний пучка (страт) в одномерном потоке связана с тем, что при локальном возрастании потенциала в этом месте падает скорость и растет плотность заряда, что, в свою очередь, приводит к повышению потенциала.

Для эффективного возбуждения таких состояний в системе с поперечными размерами d должно выполняться условие $k_0 d \approx 1$, т.е. минимальный необходимый ток $I = j_0 \pi d^2$ может быть оценен как:

$$I \approx m c^3 \gamma_0^3 \beta_0^3 / 4e \approx 4 \beta_0^3 \gamma_0^3 \text{ кА}, \quad (4)$$

что находится в пределах современных экспериментальных возможностей. С другой стороны, максимальная амплитуда возбуждаемого в пучке продольного электрического поля, оцениваемая по условию

электростатического запирания тока (образования виртуального катода), будет равна

$$E_{\text{MAX}} \cong mc^2 k_0 (\gamma_0 - 1) / e \cong (\gamma_0 - 1) / 2\lambda \cdot MB, \quad (5)$$

т.е. при умеренном релятивизме ($\gamma_0 \approx 2$) и, соответственно, токах $\sim 10^4 - 10^5$ А может достигать величины $\sim 10^6$ В/см.

Еще более существенно, что неподвижные страты могут возбуждаться неподвижным источником, т.е. любым возмущением, обдуваемым электронным потоком, в том числе и ионным сгустком, если его размеры меньше k_0^{-1} . При достаточно большой величине возмущения на него будет действовать ускоряющее (по пучку) электрическое поле, близкое к E_{MAX} .

Последнее легко понять, перейдя в систему координат, связанную с электронным потоком. Возбужденные страты выглядят в этой системе, как волновой "хвост" ионного сгустка, пролетающего через покоящиеся электроны и теряющего при этом энергию. Таким образом, рассматриваемый механизм находится в кругу известных идей В.И.Векслера о когерентном ускорении ^{4/}.

Сказанное иллюстрируется рис. I, где представлено малое возмущение потенциала в пучке, возбужденное точечным зарядом q , расположенным в начале координат ^{*}. Помимо обычной кулоновской ямы отчетливо видны страты с характерным волновым числом k_0 . Нетрудно показать, что полная увлекающая сила, действующая на заряд, равна

$$F_q = 2\pi k_0^2 q^2 \quad (6)$$

и пропорциональна квадрату заряда, как и должно быть для когерентного ускорения. Отметим, однако, что верхняя граница поля при увеличении q ограничена оценкой типа (5).

Чтобы получить представление о нелинейных стратах большой амплитуды, рассмотрим простую модель однородного замагниченного пучка, распространяющегося вдоль оси z в нейтрализующем неподвижном ионном фоне. Уравнение Пуассона вместе с уравнением непре-

^{*}/ При математической постановке задачи о стационарном взаимодействии потока электронов с ионным сгустком в отличие от обычной электростатики граничные условия на бесконечности должны выбираться с учетом физического принципа причинности, как и в задачах об излучении (см., например, работу ^{5/}).

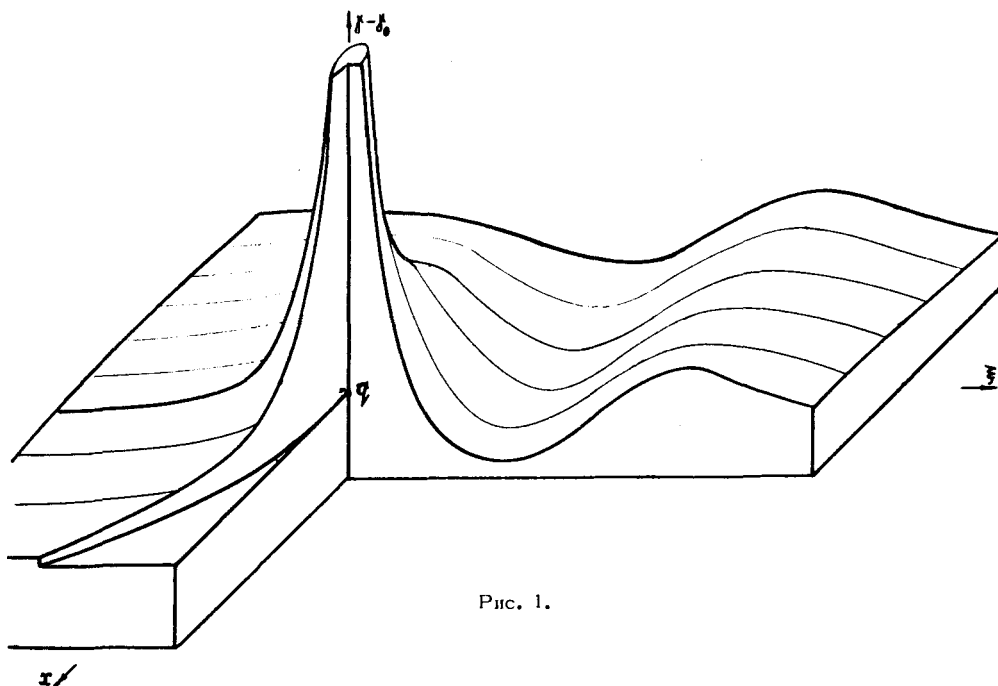


Рис. 1.

равности и законом сохранения энергии дает для энергии электронов γ следующее уравнение:

$$d^2\gamma/d\xi^2 = \gamma_0^3 \beta_0^2 [\beta_0/\beta - 1], \quad (7)$$

где $\xi = k_0 z$, а плотность заряда нейтрализующего ионного фона выбрана равной плотности заряда в немодулированном электронном пучке с плотностью тока j_0 и энергией электронов γ_0 .

Помимо тривиального решения $\gamma = \gamma_0$ уравнение (7) допускает также и периодические решения. Действительно, его правая часть, т.е. плотность заряда, падает с увеличением γ , так что для малых отклонений γ от γ_0 оно принимает вид однородного волнового уравнения с периодом решения 2π . В общем случае период зависит от амплитуды, которая не может превышать некоторого максимального значения, соответствующего образованию виртуального катода.

Для моделирования возбуждения страт ионным сгустком поместим при $\xi = 0$ перпендикулярно потоку однородно заряженную плоскость с плотностью заряда σ . Если инжектор электронного пучка расположен на $-\infty$, то однозначность решения будет обеспечиваться условием: $\gamma(-\infty) = \gamma_0$, $d\gamma/d\xi(-\infty) = 0$. Сшивая решения (7) для $\xi > 0$ и $\xi < 0$, из первого интеграла этого уравнения получим пределы изменения энергии:

$$\gamma_{\min}^{\max} = \gamma_0 (Q^2 + 1) \pm |Q/\beta_0| \gamma_0 \sqrt{Q^2 + 2}, \quad (8)$$

где $Q = 4\pi e \sigma / m c^2 k_0$.

При увеличении плотности заряда на плоскости $|Q| \rightarrow |Q|_{\max} = \sqrt{\gamma_0^2 - 1}$ глубина модуляции энергии стремится к максимальной величине, равной $2(\gamma_0 - 1)$. Заметим, однако, что система близка при этом к образованию виртуального катода, и вопрос об устойчивости и реализуемости таких состояний требует специального рассмотрения. Характер страт при различных значениях параметра Q показан на рис.2. Отметим, что в данной модели основные их характеристики (кроме фазы) не зависят от знака Q .

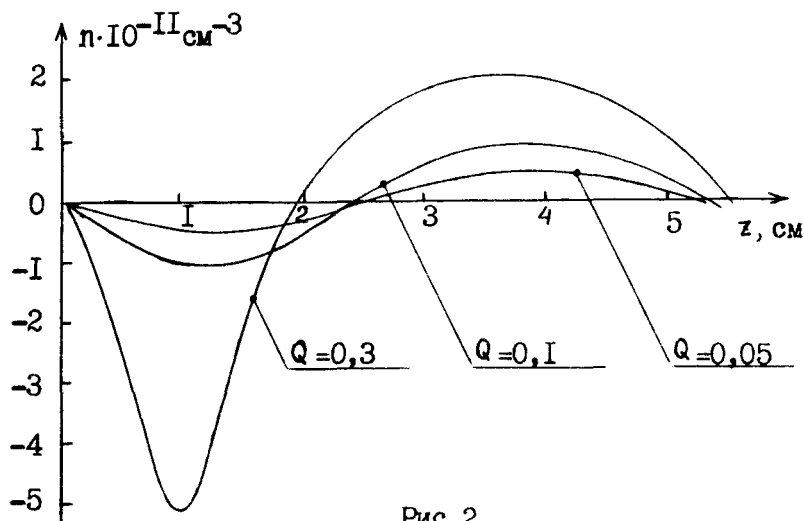


Рис.2.

Первый интеграл уравнения (7) позволяет также установить, что плотность силы, действующей на плоскость, в пересчете на эквивалентное ускоряющее поле равна:

$$E_{\max} = \frac{mc^2}{e} \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \approx 0,6 \sqrt{\gamma_0^2 - 1} j \text{ МВ/см} \quad (9)$$

(j берется в кА/см^2), что близко к приведенным выше качественным оценкам. На рис.3 представлена зависимость минимальной плотности тока j_{\min} , реализующей заданную амплитуду поля, от энергии электронов γ_0 . Видно, что для реализации полей 50–100 МВ/м при энергии электронов $\gamma_0 \approx 2-3$ достаточна плотность тока $\sim 5 \text{ кА/см}^2$.

Ранее уже отмечалось, что образование страт обусловлено собственными колебательными свойствами пучка. Использованное в этой модели условие нейтральности потока не является принципиальным для их существования и необходимо лишь для устранения электростатических расхождений потенциала и поля, возникающих из-за пространственной неограниченности потока. Можно показать, что стадио-

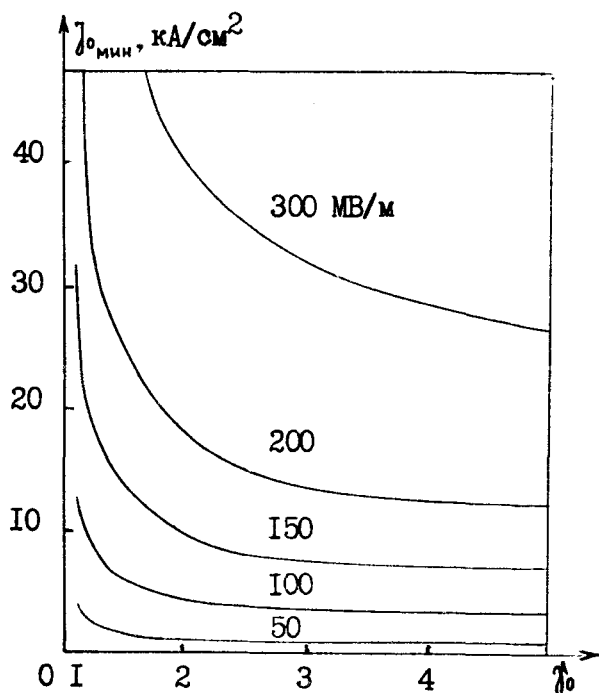


Рис.3

нарные модулированные состояния пучка (страты) существуют и в заряженном трубчатом пучке, распространяющемся в вакууме внутри проводящей трубы постоянного диаметра, что представляет уже непосредственный интерес с точки зрения экспериментальной проверки метода.

Литература

1. А.А. Коломенский и др. ЖЭТФ, 68, 51 /1975/.
2. В.В. Беликов и др. Сборник "Вопросы атомной науки и техники", серия "Физика высоких энергий и атомного ядра", вып. 3(5), Харьков, 78 /1973/; "Письма в ЖТФ", 1, 615 /1975/.
3. А.Н. Лебедев и К.Н. Пазин. "Атомная энергия", 41, 244 /1976/.
4. В.И. Векслер. "Атомная энергия", 2, 427 /1957/.
5. Б.М. Болотовский и С.Н. Столяров. УФН, 114, 569 /1974/.

ДИСКУССИЯ

А.Г. Бонч-Осмоловский: Наблюдаются ли страты в электронных пучках, принимая во внимание то обстоятельство, что экспериментально нужные Вам токи электронов достигнуты?

А.Н. Лебедев: Теория страт применительно к движущейся плазме рассматривалась довольно давно, например А.А. Власовым. Экспериментальное наблюдение на сильноточных электронных пучках сильно затрудняется их нестационарностью. Необходимо исследовать либо микросекундные пучки, появившиеся только в последнее время, либо иметь устройства с высоким разрешением по времени.