

01; 10

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

А. Н. Кондратенко, В. В. Костенко

В работе объясняется механизм ускорения ионов до максимальных энергий в электронных пучках вакуумных и плазменных диодов. В основу механизма положена двумерная неустойчивость электронного пучка в плазме, в результате которой в плазме возбуждается ленгмюровская волна. В потенциальную яму волны захватываются ионы и ускоряются этой волной. Проведено сравнение основных выводов теории с экспериментальными результатами.

В последние годы значительное внимание привлекают идеи коллективного ускорения заряженных частиц, в которых предполагается использовать очень большие собственные поля сильноточных релятивистских электронных пучков. Возможные области применения таких пучков включают исследования по управляемому термоядерному синтезу, наработку расщепляющихся материалов, фундаментальные исследования по ядерной физике, материаловедению и радиационную терапию [1].

Применение сильноточных электронных пучков для коллективного ускорения ионов в 1956 г. предложил В. И. Векслер [2], в 1957 г. А. А. Плютто с сотрудниками впервые наблюдали аномально быстрые ионы в плазменном диоде [3], а в 1960 г. тот же коллектив авторов при исследовании электронных пучков, формируемых из плазмы вакуумных искр, обнаружил ионы с энергией, превышающей ускоряющее напряжение в 10—100 раз [4]. В последующих экспериментах исследовались токи пучков, энергетические характеристики, состав и количество ускоренных ионов, момент и область ускорения ионов [5], влияние геометрии системы [6], а также ускорение ионов релятивистскими пучками [7] (схема установки приведена на рис. 1).

Наблюдаемые в эксперименте энергии и количество ускоренных ионов пытались объяснить, исходя из механизма когерентного ускорения [2], который в общих чертах состоит в том, что при достижении некоторого критического тока [8] происходит перестройка потенциала плазмы и в ней возникает разрыв. В области разрыва формируется пучок электронов, эмиттируемых прикатодной плазмой. Пучок проходит в компенсированном состоянии через плазму, и в области раскомпенсации пучка, на границе или в объеме плазмы, возникает волна объемного заряда, осуществляющая захват и ускорение ионов [7, 8]. Подобные суждения о механизме ускорения ионов релятивистским пучком были независимо высказаны Ростокером в работе [9]. Таким образом, ускорение ионов должно происходить не ускоряющим потенциалом, а внутренними самосогласованными полями. Эти поля имеют величину

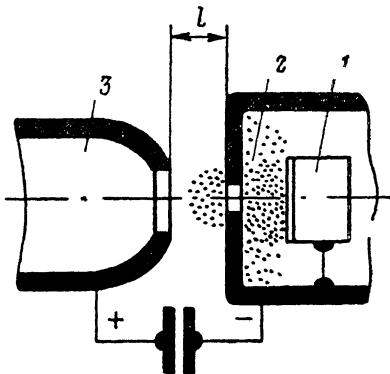


Рис. 1.

$$E_i = 1.3 \cdot 10^{-13} \frac{z_i N_i n_e}{W_e^*} F \ln \left(\frac{\lambda}{r_D} \right), \quad (1)$$

где z_i — заряд иона; N_i — количество ионов в ускоряемом сгустке; n_e , W_e^* — концентрация и средняя энергия электронов в пучке; F — форм-фактор; λ — длина волны; r_D — радиус Дебая.

При таких полях может быть получено следующее соотношение для максимальной энергии ионов:

$$W_i = 4.5 \cdot 10^{-7} z_i L_0 n_e d \left(F \ln \left(\frac{\lambda}{r_D} \right) \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где L_0 — расстояние ускорения ионов, d — диаметр пучка.

Подставляя в приведенные формулы (1), (2) экспериментальные значения, получают $E_i \approx 2 \cdot 10^5$ В·см⁻¹ и для коэффициента ускорения W_i/W_e значение ~ 45 [5]. Однако неправдоподобным представляется возникновение полей,

в десятки раз превышающих внешние ускоряющие поля. Кроме того, в возникающих полях должны ускоряться как ионы, так и электроны, но в эксперименте не наблюдались электроны, превышающие энергию ускоряющего напряжения. Опыт также показывает, что процесс ускорения тяжелых ионов не зависит от величины их зарядов [5].

Фукаи и Клото сделали попытку объяснить процесс ускорения зарядов микропучками, возникающими в вакуумном диоде [10]. Схематически процесс ускорения выглядит следующим образом: собственное

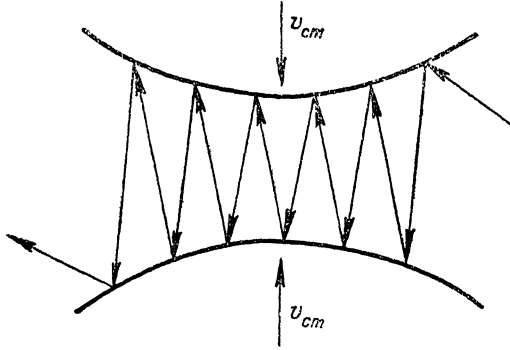


Рис. 2.

магнитное поле образует магнитную стенку вокруг пучка и сжимает его, заряд ударяется о стенки сжимающейся магнитной поверхности и ускоряется (рис. 2). В осевом направлении он свободен, а для того, чтобы он мог вылететь в радиальном направлении, ему необходимо иметь энергию, превышающую энергию магнитной стенки. В радиальном направлении энергетическая высота магнитной стенки порядка

$$E_{ст} \sim e^2 n_e \beta^3 \ln \left(\frac{l}{r_D} \right), \quad (3)$$

где $\ln(l/r_D)$ — логарифм отношения длины разряда к радиусу в зоне максимального сжатия, $\beta = v_0/c$ — отношение скорости дрейфа магнитной стенки к скорости света. Если $\ln(l/r_D)$ не очень велик, т. е. $\sim 3-4$, то $E_{ст} \sim 100I\beta$, где I — ток в амперах.

Таким образом, по теории получается, что заряды, вовлеченные в процесс ускорения, могут ускоряться до энергий, приблизительно равных энергии магнитной стенки независимо от величины их зарядов и масс. Следует также отметить, что частицы с энергией выше $E_{ст}$ будут разлетаться в радиальном направлении. Однако эксперимент показывает, что максимальные энергии ионов значительно превосходят ускоряющее напряжение, электроны с энергией, превышающей ускоряющее напряжение, не обнаружены и максимальные энергии ионов зависят от массы ионов [5].

Кроме того, предлагался ряд других методов коллективного ускорения, в которых ионы должны захватываться и ускоряться циклотронными волнами и волнами пространственного заряда большой амплитуды, возбуждаемыми в электронных пучках. В основе этих схем лежит принцип управления фазовой скоростью волны. Так, уменьшая напряженность внешнего магнитного поля, фазовую скорость медленной циклотронной волны можно увеличить почти от нулевого значения до скорости электронов пучка. Для медленных волн пространственного заряда можно менять фазовую скорость, либо увеличивая кине-

тическую энергию электронов пучка, либо меньшая их плазменную частоту (подробнее об этом см. [1]). Несмотря на то что многие авторы пытались объяснить процесс ускорения, все же последовательной теории ускорения ионов в электронных пучках пока нет. Особую сложность представляет объяснение ионов с максимальными энергиями, так как даже самые оптимистические оценки для максимальных энергий ионов оказываются ниже получаемых в эксперименте.

В данной работе доказывается, что доминирующую роль в механизме ускорения ионов до максимальных энергий в электронных пучках плазменных и вакуумных диодов Плютто [4] и Люса [11] играет неустойчивость пучка, предсказанная А. Н. Кондратенко в работе [12]. Сразу же заметим, что эксперименты Плютто и Люса отличаются небольшими конструктивными особенностями, которые влияют лишь на начальную стадию процесса формирования пучка электронов. Хронологически первыми использовались диоды с искровым источником плазмы, поэтому целесообразно называть рассматриваемые установки диодами Плютто—Люса.

При прохождении электронного пучка через плазму происходит генерация продольных ленгмюровских волн с частотой $\omega \geq \Omega_e$ ($\Omega_e^2 = 4\pi e^2 n_0 m_e^{-1}$, n_0 — плотность плазмы, m_e — масса электрона), распространяющихся под углом к направлению движения пучка с $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ ($\mathbf{k} = (k_{\perp}, k_{\parallel})$ — волновой вектор) и имеющих фазовую скорость, которая может быть значительно меньше, чем скорость электронов пучка V_0 : $v_{\phi} = v_{T,e} \cdot \varepsilon^{-1/2} \ll V_0$ ($v_{T,e}$ — тепловая скорость электронов, $\varepsilon = 1 - \Omega_e^2 \cdot \omega^{-2}$).

Сразу же заметим, что в реальном эксперименте пучок обладает определенной скоростью V_0 и движется в плазме с определенной плотностью n_0 . Таким образом, из условия резонанса между сносowymi колебаниями пучка ($\omega = k_{\parallel} V_0$) и ленгмюровскими колебаниями плазмы ($\omega_0 = \Omega_e (1 + k^2 r_D^2)$) для неограниченного пучка, $r_D = \Omega_e / \sqrt{2} v_{T,e}$ получим, что

$$k_{\parallel} = \frac{\omega_0}{V_0} \approx \frac{\Omega_e}{V_0} \quad (4)$$

является определенной величиной [12]. Согласно [12], инкремент неустойчивости для случая неограниченного пучка равен

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2^{1/3}} \alpha^{1/3} \omega_0, \quad \alpha = \frac{n_{0b}}{n_0}, \quad (5)$$

где n_{0b} — плотность электронов пучка.

Из (5) следует, что $\gamma \sim \omega_0$, а $\omega_0 \sim (1 + r_D^2 (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2))^{1/2}$, т. е. $\gamma \sim (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2)^{1/2}$. Тогда при условии (4) на k_{\parallel} с повышением k_{\perp} будет повышаться γ . Другими словами, волны с большим значением $k^2 r_D^2$ имеют большую частоту и инкремент и получают преимущество в развитии на начальной стадии неустойчивости. Однако при больших $k^2 r_D^2$ следует принимать во внимание затухание Ландау.

Оценим $k^2 r_D^2$ из условия, что инкремент порядка коэффициента затухания

$$\alpha \sim (|\mathbf{k}| r_D)^{-3} \exp\left(-\frac{1}{k^2 r_D^2}\right). \quad (6)$$

Если $|\mathbf{k}| r_D$ больше этого значения, то коэффициент затухания превосходит инкременты и неустойчивость принимает диссипативный характер. Затухание Ландау приводит к тому, что при фиксированном α в системе будут возбуждаться волны с фиксированным $k^2 r_D^2 = (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2) r_D^2$, т. е. волны будут распространяться под углом θ , определяемым условием эксперимента, к направлению движения пучка [12].

Возбуждаемые волны в области пучка будут частично поглощаться и греть плазму, тем самым увеличивая газокINETическое давление плазмы в этой области. Ввиду этого и вследствие расталкивания электронов плазмы сильным нескомпенсированным пучком, а также под действием силы Миллера плотность плазмы в области пучка становится меньше, чем вне его. В частности, для случая цилиндрического пучка радиуса $\rho = a$ моноэнергетических электронов даже

без учета нагрева плазмы из-за частичного поглощения волн выражение для плотности плазмы имеет вид

$$n = \begin{cases} n_0 \exp \left[-\frac{e^2 \varphi_0^2}{4m_e T_e \omega^2} k_{\perp b}^2 J_1^2(k_{\perp b} \rho) \right], & \rho \leq a, \\ n_0 \exp \left[-\frac{e^2 \varphi_0^2}{4m_e T_e \omega^2} k_{\perp}^2 \frac{J_0^2(k_{\perp b} a)}{\chi_0^{(1)2}(k_{\perp} a)} \chi_1^{(1)2}(k_{\perp} \rho) \right], & \rho \geq a, \end{cases} \quad (7)$$

где φ_0 — потенциал возбуждаемых продольных волн; $k_{\perp b}$, k_{\perp} — поперечные составляющие волнового вектора в плазме с пучком и без него; J_p , $H_p^{(1)}$ — функции Бесселя и Ханкеля ($p=0,1$). Схематически зависимость $n(\rho)$ имеет вид, представленный на рис. 3.

Учет нагрева плазмы приведет к дополнительному уменьшению плотности плазмы в области пучка. В этом случае диэлектрическая проницаемость является функцией поперечной координаты x $\epsilon = \epsilon(x)$. При возрастающей плотности $\epsilon(x)$ убывает, а фазовая скорость продольной ленгмюровской волны $v_{\phi} = v_{T_e} e^{-1/2}$ возрастает и в пределе может стать равной скорости пучка V_0 . При этом траектория продольной ленгмюровской волны искривляется. Если в области пучка, как правило в эксперименте, $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$, $\theta \approx \pi/2$, то вне его убывает и в пределе $k_{\perp} \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow 0$, так что пучок и волна будут распространяться параллельно. Величину изменения плотности n_0 можно получить, воспользовавшись следующими рассуждениями. Если в области пучка

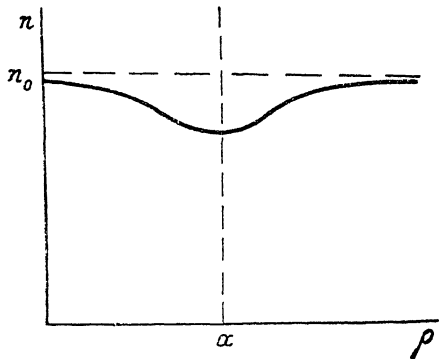


Рис. 3.

$$k_{\perp}^2 = \frac{\epsilon \omega^2}{v_{T_e}^2} - k_{\parallel}^2 > 0, \quad (8)$$

т. е. $\omega_1^2 = \Omega_{e1}^2 + v_{T_e}^2 (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2)$, то в плазме без пучка из условия $k_{\perp} = 0$ получим $\omega_2^2 = \Omega_{e2}^2 + k_{\parallel}^2 v_{T_e}^2$, где $\Omega_{e1,2}$ — ленгмюровская частота электронов плазмы в области пучка и вне его. Так как частота продольной волны при выходе волны из области пучка не меняется, то $\omega_1 = \omega_2$ и

$$n_{02} = n_{01} (1 + k_{\perp}^2 r_D^2). \quad (9)$$

Таким образом, в области малых фазовых скоростей быстрые ионы (со скоростью $v_i \sim v_{T_e}$) плазмы захватываются возбуждаемой волной и по мере распространения в слабонеоднородной плазме ускоряются ею до скорости пучка. Следовательно, захваченные ионы будут ускоряться волной до скорости V_0 независимо от величины их заряда и массы. В этом случае энергии ионов равной массы, но различного заряда будут равны, а отношение энергий ионов, имеющих различные массы, будет равно отношению их масс. Отношение энергии ускоренных ионов к энергии электронов пучка (так называемый коэффициент ускорения ионов k) равен отношению масс ($k = m_e/m_i$). Сразу же заметим, что продольная ленгмюровская волна вне пучка будет двигаться сонаправленно с пучком. В этом случае ионы, ускоренные волной, будут также двигаться в направлении движения электронного пучка.

Рассмотрев в общих чертах теорию механизма ускорения ионов в электронных пучках, вернемся к данным, получаемым в эксперименте.¹ Подтверждением того, что ионы ускоряются волной с изменяющейся фазовой скоростью, является, во-первых, независимость энергии ионов C^{+n} ($n=1, 2, 3, 4$) от n , во-вторых, направление движения ускоренных ионов совпадает с направлением движения пучка. Два первых факта полностью совпадают с выводами теории.

При диафрагмировании энергия ионов C^{+n} превышает энергию ионов H^+ в 8—10 раз. Теория же дает, что $W_{C^{+n}}/W_{H^+} = m_{C^{+n}}/m_{H^+} \approx 12$. Объяснение этому

¹ Экспериментальные данные взяты из работ [4, 5, 7, 8, 13].

небольшому расхождению данных эксперимента и выводов теории можно найти даже у самих авторов экспериментов, которые пишут: «Энергетический спектр ионов усреднен по $1 \div 2 \cdot 10^3$ импульсов. . . . Относительное количество ионов с энергией, близкой к максимальной, сравнительно невелико. Максимальная и средняя энергии и энергетический спектр меняются в значительных пределах от импульса к импульсу. В связи с этим усредненные характеристики не могут быть отнесены к отдельному импульсу ускорения».

При исследовании зависимости энергии ускоренных ионов от величины ускоряющего напряжения U_0 было получено, что максимальная энергия ускоренных ионов растет линейно с U_0 , что полностью согласуется с выводами теории. При повышении U_0 скорость электронов пучка $V_0 \sim U_0^{1/2}$, ионы ускоряются волной до скоростей пучка, стало быть, $v_i \approx V_0$ и $v_i \sim U_0^{1/2}$, а энергия ускоренных ионов $W_i \sim v_i^2$ или $W_i \sim U_0$, т. е. имеет место линейная зависимость W_i от U_0 .

Максимальный коэффициент усиления ионов k в проведенных экспериментах принимал значения от 10—100, в то время как теоретически рассчитанный коэффициент усиления должен быть порядка 10^3 . Однако достаточно даже визуального ознакомления с осциллограммами в работе [5], чтобы сделать вывод о том, что ускоренные ионы были получены в момент, когда переменное ускоряющее напряжение было далеко от своего максимального значения U_0 . Следовательно, в момент ускорения электроны пучка двигались не с максимальной скоростью V_0 , а со скоростью $v \ll V_0$. В то время как при получении k авторы экспериментов использовали отношение максимальной энергии ионов (полученных в момент времени, когда $U \ll U_0$) к максимально возможному значению ускоряющего напряжения U_0 .

При теоретическом рассмотрении ускорения ионов в электронных пучках было получено, что волна с фазовой скоростью порядка $v_{\pi, e}$ захватывает ионы и затем ускоряет их до скорости электронов пучка. Следовательно, в плазме должны существовать ионы $v_i \sim v_{\pi, e}$. В экспериментах по ускорению ионов использовалась плазма вакуумных искр, в которой средние температуры электронов плазмы $T_e \sim 1$ эВ, что соответствует тепловой скорости $v_{\pi, e} \sim 5 \cdot 10^7$ см/с. Из условия захвата ионов следует, что захватываться будут ионы с $v_i \sim v_{\pi, e} \sim 5 \cdot 10^7$ см/с или с $W_i \sim 2 \cdot 10^3$ эВ. Относительное содержание ионов с такими энергиями в плазме пропорционально $\Delta n/n_0 \sim \exp(-v_{\pi, e}^2/v_{T_i}^2)$ или в изотермической плазме $\Delta n/n \sim \exp(-(m_i/m_e)) \approx 10^{-7.98}$ (для протонов). Таким образом, для увязки теории с экспериментом необходимо найти каналы появления в плазме ионов с $W_i \sim 2 \cdot 10^3$ эВ.

Авторы экспериментов пишут, что для случая переменного ускоряющего напряжения «. . . при изменении направления электрического поля в ускоряющем зазоре формировался ионный пучок, при следующем изменении электронный и т. д.» Частота переменного ускоряющего напряжения варьировалась в пределах $1 \div 2$ МГц для нерелятивистских электронных пучков и 6.3 МГц для релятивистских. При таких частотах (см. осциллограммы на рис. 4 в работе [5]) от момента с $U \sim +5$ кэВ до момента ускорения ионов проходит время $t_1 \sim 10^{-7}$ с. За это время ионы пучка с $v_i \sim 5 \cdot 10^7$ см/с могут пролететь расстояние $l \sim 5$ см. Если же учесть, что от момента с $U \sim +2$ кэВ (т. е. минимально возможное U , при котором ионы могут ускоряться до $v_i \sim 5 \cdot 10^7$ см/с) до момента ускорения ионов проходит время $t_2 < t_1$ и что при изменении знака U ионы будут двигаться в тормозящем поле, то l может сократиться до расстояний порядка 1 см, в то время как размеры ускоряющего промежутка L варьировались от 2 до 15 см.

В экспериментальных работах отмечается, что в моменты ускорения ионов до максимальных энергий в области ускорения формируется виртуальный катод, который может служить источником ионов с энергией $W_i \sim 2 \cdot 10^3$ эВ. Виртуальный катод будет ускорять ионы в направлении диодного катода. Следует заметить, что виртуальный катод формируется как в экспериментах с переменным ускоряющим напряжением, так и с постоянным.

Плазма, натекающая в ускоряющий промежуток, создавалась искровым источником, питание которого осуществлялось от конденсаторов с начальным напряжением 20—50 кВ. Следовательно, в искровом источнике должны существовать ионы с W_i от 0 до 50 кэВ, которые могут поступать в ускоряющий

промежуток и принимать участие в процессе ускорения. Таким образом, есть три канала, по которым в разряд могут поступать ионы с $v_i \sim v_{T_i}$, а для окончательного ответа на вопрос об источнике ионов с энергией $\sim 2 \cdot 10^8$ эВ необходимо провести дополнительные экспериментальные исследования.

В рассмотренных экспериментах создавалась плазма с $n_0 \sim 10^{13}$ см⁻³ и пучки электронов с $\alpha \sim 10^{-2}$ и диаметром порядка 15 мм. Для такого случая $|k| r_D \approx 0.5$, $r_D \approx 3 \cdot 10^{-4}$ см, $\Omega_e \approx 1.77 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ и $\gamma \approx 1.2 \cdot 10^9$ с⁻¹, а значит в такой ситуации сможет возбудиться и усилиться продольная волна.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А. А. Плюто за любезно представленные экспериментальные данные и обсуждение выводов теории.

Литература

- [1] *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. С. 432.
- [2] *Veksler V. I.* // Proc. CERN Symp. «High Energy Acceleration and Ion Physics». Geneva, 1956. Vol. 1. P. 280.
- [3] *Плюто А. А., Кварцхава И. Ф., Кервалидзе К. Н.* // Атомная энергия. 1957. Т. 3. № 8. С. 153—157.
- [4] *Плюто А. А., Беленсов П. Е., Корон Е. Д.* и др. // Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 6. № 3. С. 540—541.
- [5] *Плюто А. А., Суладзе К. В., Темчин С. М., Корон Е. Д.* // Атомная энергия. 1969. Т. 27. 5. С. 418—423.
- [6] *Беленсов П. Е.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 4. С. 426—434.
- [7] *Плюто А. А., Суладзе К. В., Темчин С. М.* и др. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 8. С. 1627—1633.
- [8] *Плюто А. А., Суладзе К. В., Рыжков В. Н.* // Труды VII Междунар. конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1969. Т. 2. С. 700.
- [9] *Rostoker N.* // Proc. VII Intern. Conf. High Energy Accelerators. Jerevan, 1969. Vol. 2. P. 631.
- [10] *Fukai J., Clothiaux E. J.* // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. N 8. P. 863—869.
- [11] *Luse J. S., Sahlin H. L., Crites T. R.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. Vol. NS-20. N 2. P. 336—342.
- [12] *Кондратенко А. Н.* // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. № 23. С. 1462—1464.
- [13] *Плюто А. А.* Препринт СФТИ, № 1. Сухуми, 1977. С. 38.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
15 декабря 1987 г.