

МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ НА ФРОНТЕ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

С.Е.Росинский, А.А.Рухадзе, В.Ф.Рухлин

Недавно появилось сообщение о том, что при инжекции высокоэнергетических релятивистских электронных пучков в газ происходит захват и ускорение ионов на фронте ионизации газа [1]. Это явление привлекает интерес как один из перспективных способов создания высокоэнергетических ионных ускорителей в области энергий $\epsilon_i \approx 1 - 100 \text{ МэВ}$, и с полным числом ускоренных ионов в импульсе $N_i \approx 10^{14} - 10^{16}$. В ряде работ [2 - 4] были предложены различные механизмы ускорения ионов электронным пучком, претендующие на качественное описание наблюдаемых явлений. Так, в работах [2] ускорение ионов связывалось с их захватом в потенциальной яме на фронте ионизации газа электронным пучком¹⁾. При этом, однако, не конкретизировались

¹⁾ Аналогичные соображения высказывались на Международной конференции в Ереване в 1969 г. Н.Ростокером.

условия, ограничивающие предельный вакуумный ток пучка, что не позволило авторам правильно описать зависимость энергии и числа ускоренных ионов от энергии электронов. В работе [3] ускорение ионов объясняется обратным черенковским эффектом при "обдувании" ионов электронами пучка. Такой механизм, однако, дает сильно заниженные значения для числа ускоренных ионов. В работе [4] рассмотрен индукционный механизм захвата и ускорения ионов в процессе самосжатия электронного пучка (пинч-эффект) при частичной компенсации его заряда вследствие ионизации газа. Такой механизм является преобладающим в отсутствие внешнего магнитного поля и при ультрарелятивистских энергиях электронного пучка. Возможно, этим и объясняется хорошее совпадение результатов [4] с некоторыми экспериментальными измерениями [1].

Ниже предлагается механизм ускорения ионов на фронте ионизации газа при наличии сильного внешнего продольного магнитного поля, намного превосходящего магнитное поле тока пучка, и при произвольном релятивизме электронов. Определены условия, когда этот механизм ускорения эффективно может проявляться.

Рассмотрим плоский фронт ионизации, движущийся со скоростью V , на достаточно большом расстоянии от инжектора пучка электронов так, чтобы все переходные процессы (в том числе и захват ионов на фронте ионизации газа) можно было считать завершенными. Электронный пучок с плотностью тока $j_0 = en_0v$ по ионизованной части газа движется без торможения; магнитная нейтрализация пучка обеспечивается обратным током, текущим по плазме [5]. При выходе из поверхности фронта ионизации в газ под действием потенциала пространственного заряда пучка электроны начинают тормозиться, причем в условиях $v \gg V$ длина торможения электронов равна [6]

$$Z_0 = \sqrt{\frac{mc^3}{8\pi e j_0}} \int_1^{\gamma} \frac{dx}{(x^2 - 1)^{1/4}} = \sqrt{\frac{mc^3}{2\pi e j_0}} (\gamma^{2/3} - 1)^{3/4}, \quad (1)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Наряду с торможением в слое с толщиной $\sim Z_0$ происходит ионизация газа, и за время $\sim 1/\nu$, где ν — частота ионизации (ν считаем постоянной), пространственный заряд полностью нейтрализуется. При этом в слое восстанавливается свободное движение электронов пучка со скоростью v , а фронт ионизации перемещается на величину Z_0 . Для скорости фронта ионизации в результате получаем:

$$V = Z_0 \nu \approx \sqrt{\frac{mc^3}{2\pi e j_0}} \nu (\gamma^{2/3} - 1)^{3/4}. \quad (2)$$

Захват и ускорение ионов до скорости V происходит в слое пространственного заряда, на переднем крае которого плотность электронов достигает значения

$$n(Z_0) = \frac{n_0 u}{V} \gg n_0,$$

а электрическое поле

$$E \approx 4\pi e n_0 Z_0 \approx \sqrt{\frac{8\pi m i_0 c^3}{e u^2}} (\gamma^{2/3} - 1)^{3/4}. \quad (3)$$

Глубина потенциальной ямы на фронте ионизации при этом порядка потери энергии электронов в слое пространственного заряда, т.е. $e\phi \lesssim mc^2(\gamma - 1)$. Поэтому относительный энергетический разброс ускоренных ионов

$$\eta < \frac{2\bar{z}_1 mc^2}{MV^2} (\gamma - 1), \quad (4)$$

где \bar{z}_1 — средний заряд, а M — средняя масса ионов. Очевидно, что наиболее эффективно будут ускоряться ионы с наибольшим отношением \bar{z}_1/M .

Наконец, из предположения о компенсации заряда электронов захваченными ионами в слое пространственного заряда можно оценить полное число ускоренных ионов

$$N_1 \approx \pi r_0^2 n_0 \frac{Z_0}{\bar{z}_1} \approx 10^{12} \frac{r_0}{\bar{z}_1} \sqrt{i_0 (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}, \quad (5)$$

где r_0 — радиус пучка, а i_0 — полный ток пучка в килоамперах.

Приведенные выше формулы применимы лишь в условиях, когда $r_0 \gg Z_0 \approx u\sqrt{\gamma}/\omega_L$, где ω_L — ленгмюровская частота электронов пучка. Только при этом условии фронт ионизации газа можно считать плоским, а обратный ток в плазме компенсирует магнитное поле тока пучка. Кроме того, из этого условия следует, что полный ток в пучке $i_0 = \pi r_0^2 i_0$ должен быть больше вакуумного предельного тока [6]. С другой стороны, очевидно, что он должен быть меньше критического тока в компенсированном пучке, так как в противном случае вследствие развития электростатических неустойчивостей пучок "запрется" в плазме [6]. Поэтому предложенный механизм ускорения ионов эффективно может проявляться, если критический ток в компенсированном пучке для данной геометрии систе-

мы намного превосходит предельный вакуумный ток. Это возможно только для релятивистского электронного пучка, в котором отношение критического тока к предельному вакуумному току

$$= \frac{v^3}{c^3} \frac{\gamma^3}{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}} \gg 1.$$

В нерелятивистском пучке это отношение $5 + 6$.

Предложенный механизм ускорения ионов хорошо объясняет ряд экспериментальных фактов [1]. Для типичных значений $\epsilon \approx 1$ Мэв (т.е. $\gamma = 3$), $I_0 \approx 100$ ка, $r_0 \approx 1$ см, $V \approx 0,06$ с из формулы (2) находим $v \approx 10^9$ сек⁻¹, что кажется правдоподобным для давлений газа $P_0 \approx 1$ тор. Линейная зависимость скорости V от давления газа, содержащаяся в (2), также хорошо подтверждается экспериментом (в области $P_0 \approx 0,2 + 1$ тор). При указанных параметрах пучка согласно (2) – (5) для энергии ускоренных ионов водорода получаем $\epsilon_H \approx 4$ Мэв, дейтерия – $\epsilon_D \approx 8$ Мэв, углерода – $\epsilon_C = 25$ Мэв; их относительный разброс составляет $\eta \approx 5 + 20\%$, а напряженность электрического поля на фронте ионизации порядка $5 \cdot 10^6$ в/см. Наконец, полное число ускоренных ионов $N_i \approx 10^{13}$ (при $\bar{z}_i = 2$). Эти оценки хорошо согласуются с экспериментальными данными [1].

Проведенное сравнение с экспериментом говорит о реальности предложенного механизма ускорения ионов, который при токах $I_0 \approx 10^6$ а и энергиях электронов $\epsilon \approx 10$ Мэв открывает возможность ускорения $10^{15} + 10^{16}$ ионов в импульсе до энергий $\epsilon_i \approx 30 + 100$ Мэв.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Л.С.Данилкину за обсуждение, а также А.А.Коломенскому, обратившему наше внимание на работы [2–4].

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 мая 1971 г.

Литература

- [1] S.E.Graybill, J.R.Uglum. J.Appl. Phys., 41, 236, 1970; J.Runder, B.Ecker, G.Ionas. Phys. Rev. Lett., 24, 283, 1970; J.Runder. Phys. Rev. Lett., 25, 893, 1970.
- [2] N.Rostoker. Bul. Amer. Phys. Soc., II, 14, 1047, 1969; J.R.Uglum, S.E.Graybill, W.H.Mc'Neill. Bul. Amer. Phys. Soc., II, 14, 1047, 1969; М.Новицкий. Дипломная работа, физфак МГУ, 1971.
- [3] J.M.Wachte, B.J.Eastlund. Bul. Amer. Phys. Soc., II, 14, 1047, 1969.
- [4] S.D.Putnam. Phys. Rev. Lett., 25, 1129, 1970.

- [5] D.Mammer, N.Rostoker. *Phys. Fluids*, 13, 1831, 1970; А.А.Рухадзе, В.Г.Рухлин. *ЖЭТФ*, 61, 177, 1971.
- [6] Л.С.Богданкевич, И.И.Желязков, А.А.Рухадзе. *ЖЭТФ*, 57, 331, 1969; *УФН*, 103, 609, 1971.
-