

К ВОПРОСУ ОБ УСКОРЕНИИ ИОНОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПРОТЕКАНИИ ТОКА ЧЕРЕЗ ПЛАЗМУ

Г. П. Мхеидзе, Е. Д. Короп

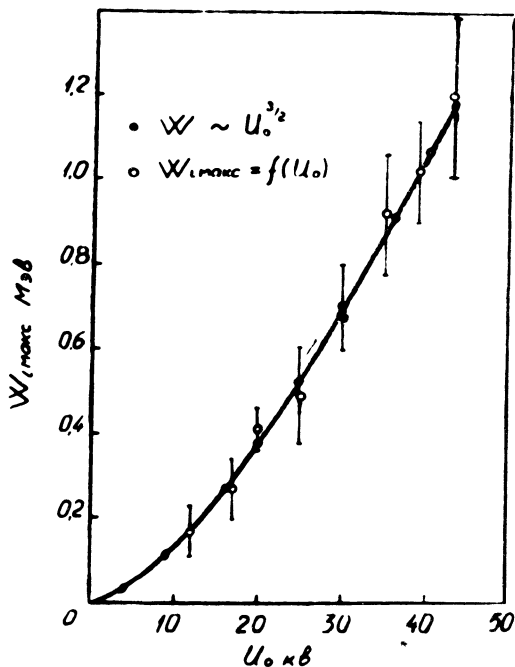
При формировании электронных пучков с поверхности плазмы, напускаемой в межэлектродный промежуток с электрическим полем, в направлении движения электронов наблюдались ионы^{1,2}, ускоренные против внешнего поля. Энергии ионов, ускоренных в этих условиях (которые для простоты будем называть режимом "плазма-поле"), превышали ускоряющее электроны напряжение в 25-30 раз.

Аналогичный процесс ускорения был обнаружен в неустойчивом режиме протекания тока (при срыве тока) в условиях, когда напряжение прикладывалось к предварительно заполненному плазмой межэлектродному промежутку между источником плазмы^{*)} и ускоряющим электродом (режим "плазма-ток"). Основные экспериментальные результаты исследования процесса ускорения ионов при протекании тока через плазму изложены в^{1,3,4}. Некоторые дополнительные данные и модель, описывающая особенности протекания тока в промежутке и процесс ускорения ионов, являются предметом настоящей статьи.

1. Максимальные энергии ускоренных протонов в режимах "плазма-поле" и "плазма-ток" приблизительно одинаковы (в режиме "плазма-ток" $W_{1\text{ макс}} \approx 35eU_0$,

*) Источником плазмы служил искровой разряд по поверхности оргстекла.

$U_0 = 30$ кв – начальное напряжение емкости, разряжаемой на промежуток). Количество протонов в режиме "плазма-ток" в четыре раза больше. Наблюдается интенсивный поток ускоренных ионов углерода, которых



Р и с. 1. Зависимость максимальной энергии протонов $W_{i,max}$ от начального напряжения U_0 .

в режиме "плазма-поле" почти не было (что можно объяснить их малой подвижностью).

Зависимость максимальной энергии протонов $W_{i,max}$ * от начального напряжения U_0 дана на рис. 1. Каждая точка кривой является средней от значений максимальных энергий протонов, полученных варьированием

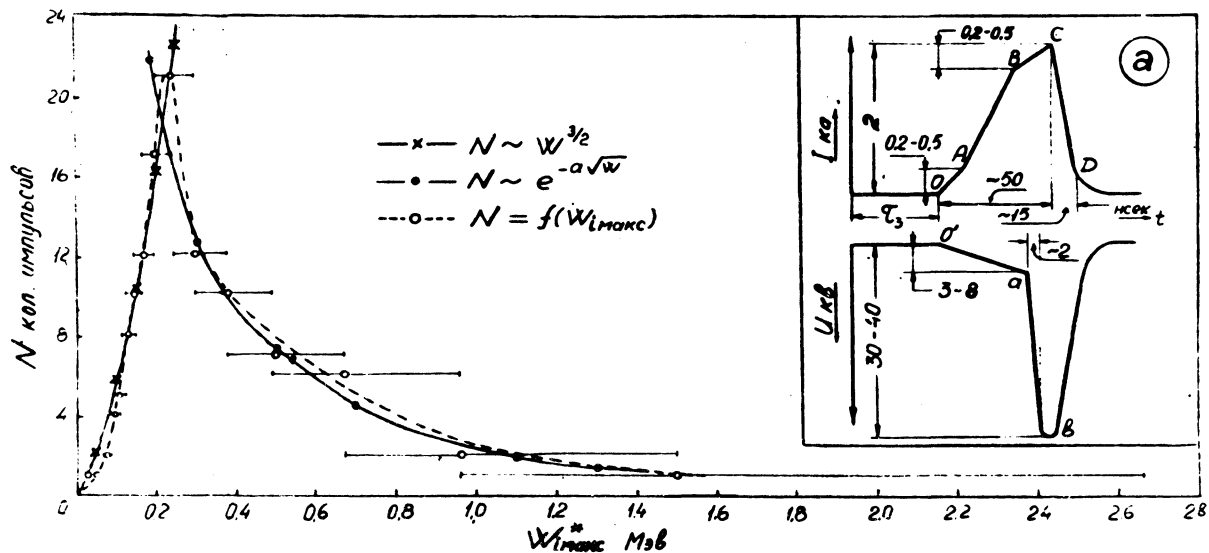
* $W_{i,max}$ определялось масс-анализатором Томсона (метод парабол) при большой экспозиции ($N = 3000 + 18000$ импульсов).

параметров, изменяющих плотность плазмы в промежутке. Экспериментальная кривая аппроксимируется зависимостью $W \sim U_0^{3/2}$.

Максимальная энергия ионов в отдельных импульсах $W_{i\text{макс}}^*$ определялась по пролетному времени. Зависимость количества импульсов от $W_{i\text{макс}}^*$ (вероятность ускорения с данной максимальной энергией) представлена на рис. 2. В условиях проведенного эксперимента наиболее вероятно ускорение ионов до $W_{i\text{макс}}^* \approx 0,24$ Мэв. Кривая для $W_{i\text{макс}}^* < 0,24$ Мэв аппроксимируется зависимостью $N \sim W^{3/2}$, а для $W_{i\text{макс}}^* > 0,24$ Мэв — соотношением $N \sim \exp(-a/\sqrt{W})$ (a — постоянная). Аналогичная кривая получается фотометрированием фотопластинок с параболом ускоренных протонов. Средняя энергия протонов в одном импульсе, определенная с помощью осциллограмм ионных токов, порядка $\bar{W}_i \approx \frac{W_{i\text{макс}}^*}{2}$.

Зависимость энергии ионов в импульсе от скорости срыва общего тока в промежутке имеет максимум при скорости $\sim 7 \cdot 10^{10}$ а/сек.

2. Вольт- и ампер-секундные характеристики в режимах "плазма-поле" и "плазма-ток" внешне отличаются. В режиме "плазма-поле" можно выделить четыре стадии протекания тока: I — отбор электронного тока с плазменной поверхности; II — повышение проводимости промежутка (состояние, условно названное нами "закорачиванием" промежутка плазмой); III — срыв тока; IV — пробой промежутка. В системе "плазма-ток" первая стадия отсутствует, что облегчает интерпретацию процессов во второй и третьей стадиях, которые играют важную роль в ускорении ионов. По предположению³ эти процессы аналогичны в обоих режимах. На рис. 2а представлены идеализированные осциллограммы тока и напряжения в режиме "плазма-ток", на которых выделены особые точки и указаны типичные значения тока, напряжения и временных интервалов.

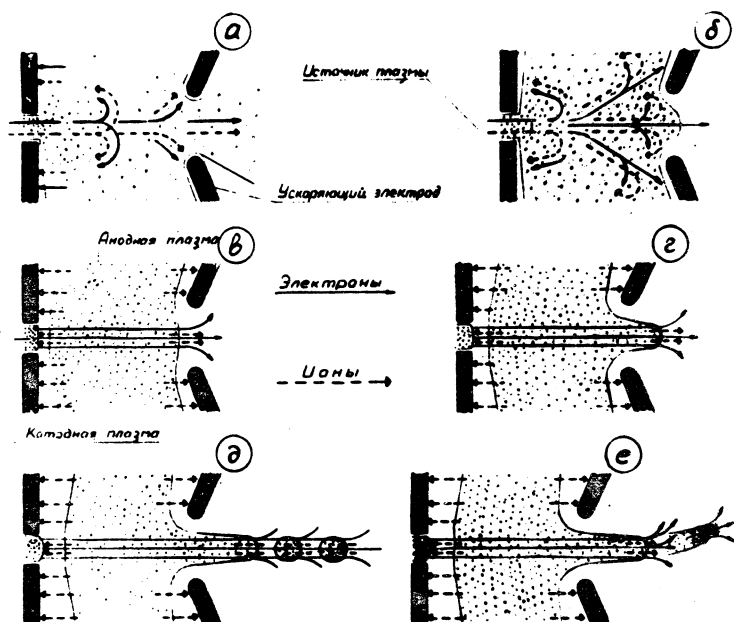


Р и с. 2. Зависимость количества импульсов с данной максимальной энергией

$W_{\text{макс}}^*$ от $W_{\text{макс}}^*$.

а) Идеализированные осциллограммы общего тока и напряжения в режиме "плазма-ток".

Следует обратить внимание, что в рассматриваемом нами случае импульсного напряжения на промежутке ток насыщения $I_{\text{пр}}$ достигается в точке С, спустя время $\tau_{\text{нар}}$, хотя напряжение на промежут-



Р и с. 3. Ионные и электронные токи в промежутке в различных стадиях развития процесса ускорения.

ке становится много больше $kT_1/e \sim 10$ в в непосредственной близости от точки 0 (T_1 - температура ионов). При квазистационарном режиме изменения потенциала φ электрода, помещенного в плазму, уже при $\varphi \gg kT_1/e$ электронный ток на электрод равен току насыщения. Скорость нарастания тока лимитируется индуктивностью.

3. Модель, качественно объясняющая процессы в промежутке, иллюстрируется рис. 3. При заполнении

промежутка плазмой в отсутствии внешнего поля суммарный ток на ускоряющий электрод равен нулю (рис. 3а). С появлением напряжения U на промежутке (точка 0, рис. 2а) равновесие потоков электронной и ионной компонент нарушается. Ионный ток на ускоряющий электрод ограничивается, вплоть до полного запираения при $U > kT_i/e$, электронный ток растет. По мере увеличения электрического поля концентрация ионов на границе увеличивается. Часть электронного потока идет на нейтрализацию положительного пространственного заряда, поддерживаемого нарастающим электрическим полем и поступающими из источника ионами (рис. 3б), тем самым ограничивая отбираемый электронный ток. Меняется режим работы плазменного источника — выход электронов по сравнению с ионами увеличивается. С нарушением равенства потоков ионов и электронов связано появление поля в плазме. Часть электронов начинает ускоряться, в результате чего проводимость промежутка увеличивается (рис. 2а, точка А). Можно предположить, что в области точки В все электроны вовлечены в режим непрерывного ускорения. После точки В поле в плазме начинает нарастать быстрее, электронный ток достигает насыщения, поток ионов из источника уменьшается до нуля. Процесс этот, протекающий с положительной обратной связью, приводит к скачку напряжения (рис. 2а, точка а) и перемещению области локализации поля к эмиссионному отверстию источника⁴. Плазма повышенной плотности, сосредоточенная в промежутке, принимает потенциал ускоряющего электрода ("анодная плазма") и начинает выполнять его функции, отбирая электроны с поверхности плазмы источника, ограниченной эмиссионным отверстием ("катодная плазма", рис. 3в). Формируется интенсивный электронный пучок, совпадающий по времени со скачком напряжения. Плотность пучка на оси по экспериментальным данным составляет $J_e \approx (1-3) \cdot 10^4$ а/см². Толщину слоя x_0 поля между "катодной" и "анодной" плазмами можно оценить по закону

"трех вторых" для биполярного потока. Получаем $x_0 \approx 0,3$ мм. Напряженность поля, формирующего электронный пучок, порядка $U_0/x_0 \approx 10^6$ в/см.

Прирост количества ионов в промежутке за время $\tau_{нар}$ оценивается по соотношению $\Delta N_i \approx \Delta N_e \approx I_{кр} \tau_{нар} / 2e$, которое дает $\Delta N_i \approx 3 \cdot 10^{14}$, или, считая объем, занимаемый плазмой, $\sim 8 \text{ см}^3$, $\Delta \bar{n}_i \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Формирование электронного пучка (за время 10^{-9} сек) сопровождается появлением избыточного положительного объемного заряда в анодной плазме. Это приводит к дополнительному потоку ионов на ускоряющий электрод, что, возможно, является одной из причин срыва тока (рис. 2а, участок CD). Если предположить, что плотность ионного тока на ускоряющий электрод равна плотности электронного тока $\sim 160 \text{ а/см}^2$ в области насыщения (рис. 2а, точка С), то при $n_i \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ необходима скорость ионов $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, что не намного превышает тепловую скорость протонов ($\sim 5 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$). Существенный вклад в срыв тока может внести расширение слоя электрического поля между "анодной" и "катодной" плазмами в результате распада анодной плазмы, что приводит к уменьшению плотности (и тока) электронного пучка.

За время формирования электронного пучка плазменную границу можно считать неподвижной. Выходя из области компенсации, электронный пучок своим пространственным зарядом создает на границе плазмы быстро спадающее в направлении распространения пучка электрическое поле. Максимальную напряженность этого поля можно оценить по закону "трех вторых", предполагая образование виртуального катода в нерасходящемся электронном пучке

$$E_{\text{макс}} \approx (4,5 \frac{\pi^2 \hbar}{e})^{1/4} j_e^{1/2} U^{1/4} \approx 655 j_e^{1/2} U^{1/4},$$

где \hbar и e - масса и заряд электрона. Для $U \approx U_0 \approx 30 \text{ кВ}$ и $j_e \approx 3 \cdot 10^4 \text{ а/см}^2$ получаем $E_{\text{макс}} \approx 1,5 \text{ Мв/см}$.

Ионы, в основном приосевые и находящиеся вблизи границы анодной плазмы, ускоряются этим полем, в результате чего анодная плазма вытягивается по оси (рис. 3г). По мере ускорения ионов область локализации поля перемещается вместе с ионами. Таким образом часть ионов все время находится в ускоряющем поле и набирает энергию, превышающую eU_0 . Напряженность поля уменьшается в результате расплывания ионного сгустка и уменьшения тока электронного пучка. При ускорении ионного сгустка возможно его дробление³ (рис. 3д) или изменение направления ускорения³ в результате флуктуаций во взаимодействии пучка электронов с ионным сгустком (рис. 3е).

Из зависимости $w_{i\text{макс}} \sim U^{3/2}$ (рис. 1) можно предположить, что максимальная энергия ионов пропорциональна плотности электронного тока. С увеличением скорости срыва уменьшается время ускорения, а с уменьшением — напряженность ускоряющего поля, поэтому максимум в зависимости энергии ионов от скорости срыва представляется естественным.

Поступила в редакцию 6 мая 1970 г.

После переработки 9 июля 1970 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. А. Плюгто, П. Е. Беленсов, Е. Д. Короп, Г. П. Мхеидзе, В. Н. Рыжков, К. В. Суладзе, С. М. Темчин. Письма ЖЭТФ, 6, 540 (1967).
2. А. А. Плюгто, К. В. Суладзе, С. М. Темчин, Е. Д. Короп. Атомная Энергия 27, 418 (1969).
3. Г. П. Мхеидзе, А. А. Плюгто, Е. Д. Короп. ЖТФ (в печати).
4. Г. П. Мхеидзе, Е. Д. Короп, ЖТФ (в печати).