

## ЭФФЕКТ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЛАЗМЫ В ТОРМОЗЯЩЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.В. Гуревич, Д.М. Карфидов, А.П. Мещеркин, К.Ф. Сергейчев

*Показано, что благодаря ускорению ионов нестационарным градиентом потенциала на фронте расширяющегося сгустка плазмы происходит прорыв ионами потенциальной ямы, окружающей сгусток.*

Явление ускорения ионов при расширении неоднородной плазмы в вакуум теоретически исследовано для случаев одномерного движения плазмы из безграничного полупространства /1, 2/ и сферического расширения сгустка плазмы в объеме, ограниченном проводящей стенкой /3/. Последний случай представляет практический интерес, так как он приближается к реальным условиям образования и расширения сгустков неоднородной плазмы в экспериментах с искровыми, лазерными и СВЧ разрядами.

Динамическая картина расширения сгустка, полученная в /3/, характеризуется наличием резко обрывающегося фронта концентрации, движущегося при расширении сгустка с ускорением, причем за время  $\sim 100$  периодов ионных колебаний (с частотой  $\Omega_{Li} = (4\pi e^2 n_0 / M)^{1/2}$ ) скорость фронта выходит на свой асимптотический предел  $v_c$ . Показано /3/, что  $v_c$  более, чем на порядок, может превосходить скорость ионного звука  $S_0 = \sqrt{kT_e / M}$ , а максимальная энергия ионов, ускоряемых на фронте,  $\mathcal{E}_{im} = Mv_c^2 / 2$  может на много превзойти величину электрического потенциала:  $\mathcal{E}_{im} > e\varphi_c$ . Это является главной отличительной чертой ускорения ионов нестационарным потенциалом расширяющейся плазмы.

После замыкания фронта плазмы на стенку нестационарное ускорение прекращается, однако ионы продолжают двигаться ускоренно, но уже под действием стационарного поля, при этом их энергия  $\mathcal{E}_{im} \leq e\varphi_c / 4$ . Возникает вопрос, можно ли получить ускорение ионов нестационарным потенциалом в условиях, когда сам сгусток плазмы находится во внешнем электростатическом поле, тормозящем ионы? Ответ на него получен в описываемом ниже эксперименте.

Сгусток плазмы (рис. 1) создается посредством СВЧ пробоя и ионизации струи аргона, истекающей из сопла 1 в вакуум, поддерживаемый мощной откачкой 2000 л/с в металлической камере 2 диаметром 50 см. Струя газа находится в центре фокальной области СВЧ излучения, фокусируемого рупорно-линзовой системой 3. Частота СВЧ поля 6 ГГц, напряженность электрического поля в фокусе  $E_0 = 1,2$  кВ/см, длительность импульса 2 мкс (задержка пробоя газа 1,4 мкс). К концу СВЧ импульса сгусток плазмы имеет начальный размер 1 – 2 мм с максимальной концентрацией  $n_0 \geq 10^{12}$  см<sup>-3</sup> в центре. Давление аргона вблизи сопла 0,1 – 0,2 торр, а в окружающем его вакууме –  $(3 - 5) \cdot 10^{-5}$  торр. Температура основной массы электронов  $T_e \approx 8$  эВ. Потенциал сгустка задается извне источником напряжения 4, включенным между металлической трубкой-питателем 5 и стенкой камеры. Параметры плазмы и потенциал пространства определялись по зондовым характеристикам миниатюрного лентгмюровского зонда 6 ( $\phi$  0,1 мм, длина 0,3 мм). Спектр энергии ускоренных ионов измерялся многосеточным зондом 7 методом задерживающего потенциала.

Установлено, что спектр ускоренных ионов характеризуется резкой отсечкой со стороны высоких энергий, т.е. максимальной энергией  $\mathcal{E}_{im}$ . На рис. 2 представлена измеренная зависимость  $\mathcal{E}_{im}$  от напряжения внешнего источника  $U$  при его изменении от положительных до отрицательных значений. Одновременно с  $U$  контролировалось и изменение потенциала пространства в центре сгустка  $\varphi_c$ , причем  $\varphi_c$  превышает  $U$  не более, чем на 30 – 35 В.

Энергия  $\mathcal{E}_{im}$  существенно превышает потенциал  $\varphi_c$  в области  $U > 0$ . Это подтверждает известные представления о нестационарном ускорении ионов. Однако важно отметить, что ускоренные ионы присутствуют при нулевом и даже при отрицательных значениях  $\varphi_c$  в области  $U < 0$ . Это является качественно новым, ранее неизвестным свойством ускорения ионов нестационарным потенциалом.

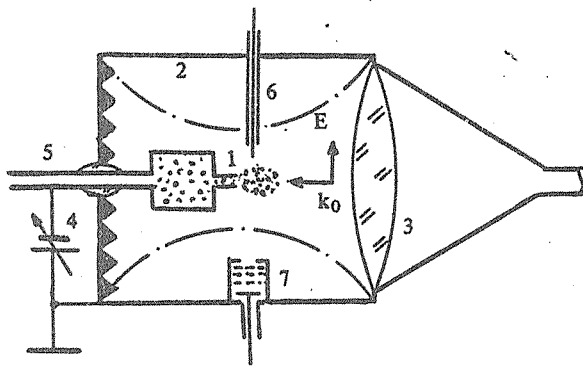


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Рис. 2. Зависимость максимальной энергии ускоренных ионов  $\mathcal{E}_{im}$  и потенциала плазменного сгустка  $\varphi_c$  от напряжения внешнего источника  $U$ :  $\bullet$  — эксперимент; 1, 1' — расчетные зависимости для  $T_e = 8$  и  $10$  эВ; 2 — расчетная зависимость по формуле (1) для  $\varphi_c < 0$ .

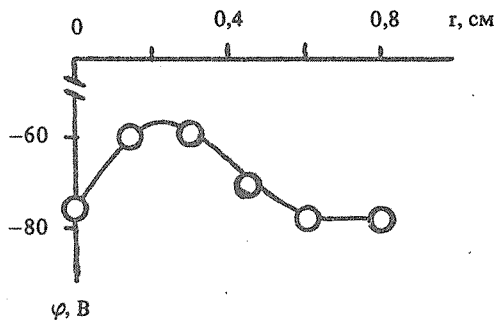
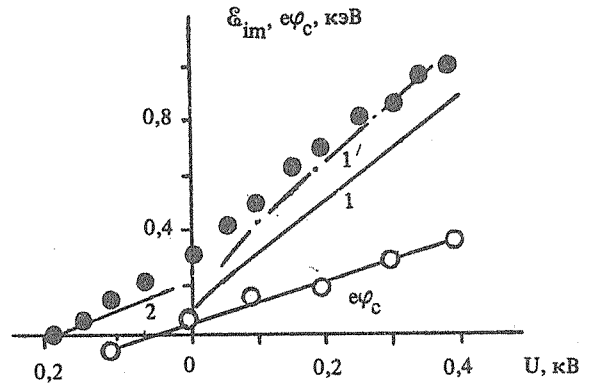


Рис. 3. Распределение потенциала  $\varphi(r)$  для сгустка плазмы в момент  $t = 2$  мкс при  $U = -80$  В.

Расчетные значения  $\mathcal{E}_{im}$  в области  $\varphi_c > 0$  представлены на рис. 2 в виде зависимостей 1 и 1' для  $T_e = 8$  и  $10$  эВ соответственно.

В области  $\varphi_c \leq 0$  расчет  $\mathcal{E}_{im}$  в силу немонотонного характера распределения потенциала по радиусу сгустка  $\varphi(r)$  требует несколько иного подхода по сравнению с [3]. Пример немонотонного распределения  $\varphi(r)$  в сгустке с отрицательным потенциалом  $\varphi_c$  представлен на рис. 3. В основу оценочного расчета  $\mathcal{E}_{im}$  положено соображение о том, что на участке, ограниченном минимумом отрицательного потенциала  $\varphi_m \approx -T_e \ln(R_0/D_0)$ , ускорение происходит также, как и в случае монотонного распределения потенциала ( $R_0$  — начальный радиус сгустка,  $D_0 = (T_e \mathcal{E}_0 / e^2 n_0)^{1/2}$  — дебаевская длина). Поэтому максимальная энергия и спектр ионов в точке  $\varphi_m$  будут соответствовать уже рассмотренному случаю с заменой  $\varphi_c$  на  $\varphi_m$ . Двигаясь дальше, ионы затормаживаются полем, и с достаточной для оценок точностью можно считать, что движение ионов происходит как в стационарном тормозящем поле. Результирующая максимальная энергия, с которой ионы придут на стенку, окажется равной

$$\mathcal{E}_{im} = 0,5 T_e [v_c(\Psi_m) / S_0]^2 - (\Psi_c - \Psi_m) T_e, \quad (1)$$

где  $\Psi_m = e\varphi_m / T_e$ ,  $\Psi_c = e\varphi_c / T_e$ . Кривая 2 на рис. 2 представляет зависимость  $\mathcal{E}_{im}(U)$  в области отрицательных значений  $\varphi_c$ , построенную с помощью (1). Расчетные значения  $v_c(\Psi_m) / S_0$  взяты из [3], а  $\Psi_c$  и  $\Psi_m$  — из данных эксперимента.

Удовлетворительное согласие экспериментальных данных  $\epsilon_{im}$  с расчетными значениями, полученными по приближенной формуле в области отрицательных значений  $\varphi_c$ , свидетельствуют в пользу правильности представлений об ускорении ионов нестационарным потенциалом расширяющейся плазмы.

Об ускорении ионов нестационарным потенциалом свидетельствует и тот факт, что энергии ускоренных ионов легкой и тяжелой фракций многокомпонентной плазмы оказываются существенно различными, как это предсказано в /3/. Если ионы водорода, подмешанного к аргону в количестве 20%, при тех же условиях эксперимента ускорялись только до значений стационарного потенциала  $\epsilon_{im} \leq e\varphi_c$ , то ионы аргона ускоряются нестационарным потенциальным полем по-прежнему до энергий, в 3 – 4 раза превосходящих  $e\varphi_c$  (в соответствии с рис. 2). Это объясняется тем, что ионы тяжелой фракции, определяющие динамику нестационарного электрического поля на фронте расширяющегося сгустка, ускоряются этим полем, тогда как ионы легкой фракции быстро пролетают сквозь область нестационарного ускорения, не успевая испытать на себе его действие, и в итоге ускоряются лишь до величины потенциала стационарного поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. ЖЭТФ, 49, 647 (1965).
2. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. ЖЭТФ, 80, 1810 (1981).
3. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. Физика плазмы, 9, 955 (1983).
4. Алдохин В. Н. и др. Препринт ФИАН, № 306, М., 1983.

Поступила в редакцию 2 февраля 1988 г.