

ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА, СОЗДАННОГО РЭП В ПЛОТНОМ ГАЗЕ

Ю.Ф. Бондарь, А.А. Гоманько, Л. Карпинский*, Г.П. Мхеидзе, А.А. Савин, А. Яновский*

Предложен метод исследования распределения и динамики проводимости плазменного канала, созданного сильноточным РЭП в плотном газе. Проводимость восстановлена из электродинамических соотношений на основе экспериментальных измерений пучкового и плазменного токов.

Проводимость плазменного канала, созданного при инжекции сильноточного релятивистского электронного пучка в нейтральный газ, является важнейшим параметром, определяющим процессы возникновения индуцированных плазменных токов, омического нагрева плазмы и газа, развития крупномасштабных неустойчивостей и др. Существующие методы определения проводимости пучковой плазмы основаны либо на организации дополнительного электрического разряда через плазменный столб /1/ и позволяют получать интегральные по объему характеристики проводимости, либо позволяют определить усредненную проводимость по времени спада плазменного тока /2/.

В работе /3/ предложен способ непосредственного измерения плазменных токов, индуцированных при инжекции РЭП в газ, их пространственного распределения и временной динамики. Измерение распределений плазменного индуцированного тока и тока пучка позволяет в некоторых условиях восстановить профиль проводимости плазмы и его изменение во времени.

Предлагаемый метод можно применять для нейтрализованного (существует только индуцированное пучком поле E_Z) осесимметричного пучка. Из уравнений Максвелла, в силу указанных выше предположений, можно получить следующее уравнение для E_Z :

$$\nabla^2 E_Z = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E_Z}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial (j_b + j_p)}{\partial t}, \quad (1)$$

где j_b, j_p — соответственно плотности пучкового тока и плазменного индуцированного тока.

В уравнении (1) можно пренебречь первым членом в правой части, так как его отношение к остальным членам составляет $r_b/c\tau_p \ll 1$ (r_b — радиус пучка, τ_p — длительность импульса).

Используя соотношение $E_Z = j_p/\sigma$, где σ — проводимость плазмы, уравнение (1) можно записать в виде:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \frac{j_p}{\sigma} \right) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (j_b + j_p). \quad (2)$$

Решение уравнения (2) позволяет определить $\sigma(r, t)$ по экспериментальным данным для $j_b(r, t)$ и $j_p(r, t)$:

$$\sigma(r, t) = - (c^2/4\pi) j_p \left[\int_r^R d\rho \frac{1}{\rho} \int_0^\rho d\rho' \frac{\partial j}{\partial t} \right]^{-1}. \quad (3)$$

* Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза им. С. Калиского, Варшава, ПНР.

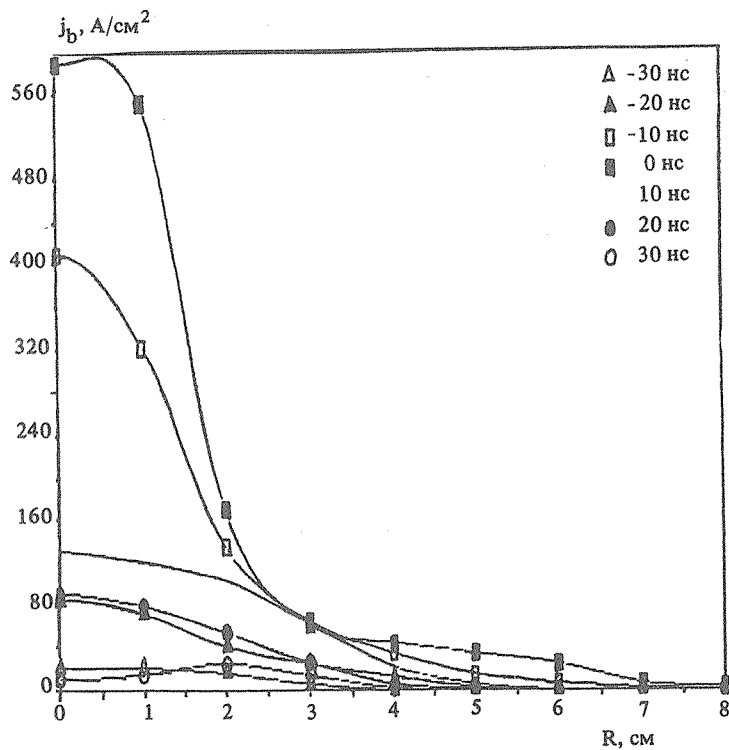


Рис. 1. Распределение плотности пучкового тока для различных моментов времени. Эксперимент.

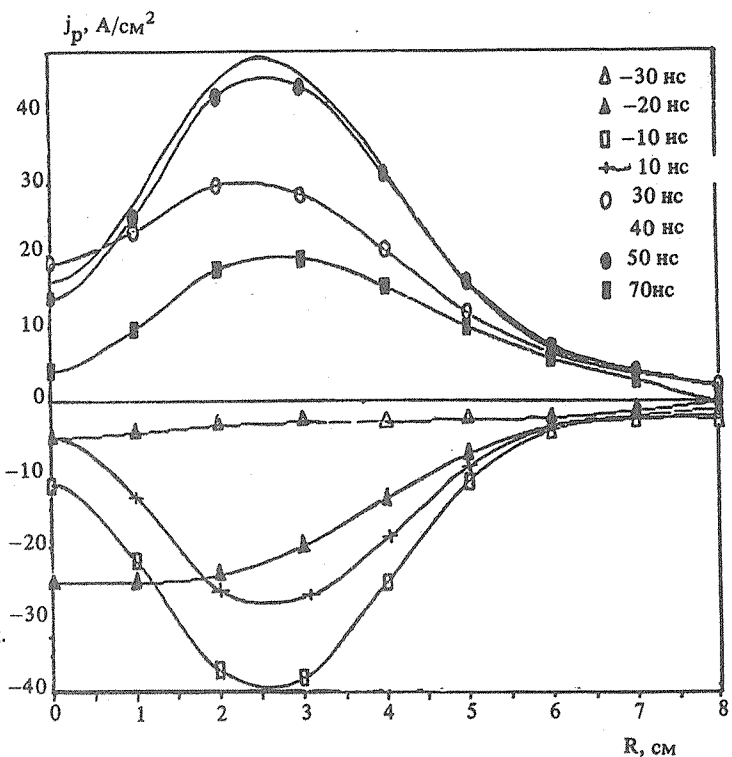


Рис. 2. Распределение плотности индуцированного плазменного тока для различных моментов времени. Эксперимент.

Граница интегрирования R находится на таком расстоянии от оси, где $E_z = 0$ (в случае проводящей камеры R совпадает с ее радиусом), либо дальнейшее интегрирование дает пренебрежимый вклад в проводимость.

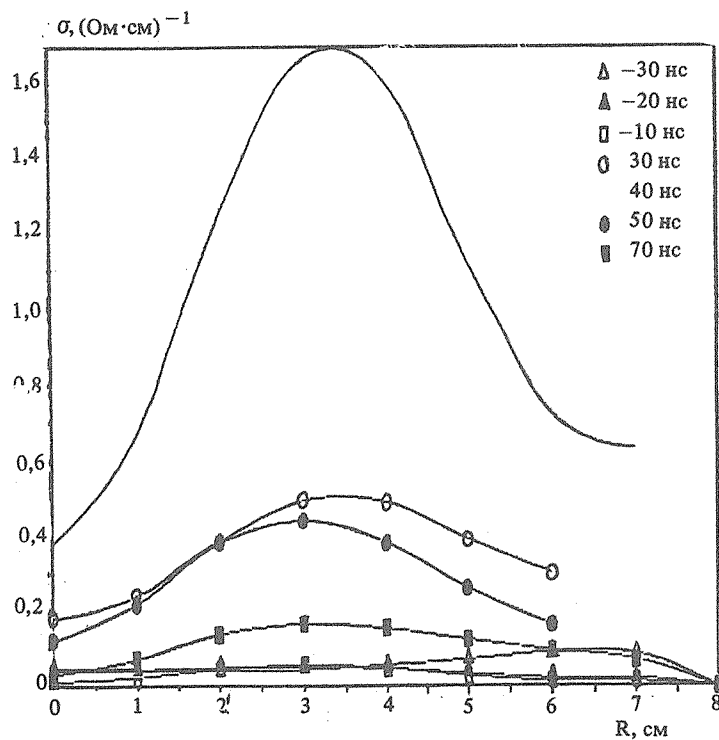


Рис. 3. Распределение проводимости плазменного канала для различных моментов времени. Расчет с помощью соотношения (3).

Эксперименты проводились на ускорителе "Терек-1Р" /3/. Пучок электронов (энергия электронов 1,4 МэВ, ток пучка 10 кА, длительность импульса тока $\cong 60$ нс) инжектировался в металлическую камеру диаметром 160 мм, заполненную воздухом при давлении 175 торр. На расстоянии 15 см от анодной фольги (титан, 50 мкм) проводились измерения плотности тока пучка $j_b(r, t)$ с помощью откачиваемого секционированного приемника РЭП и измерения распределения плазменных токов регистратором, описанным в /3, 4/.

На рис. 1, 2 представлены экспериментальные результаты измерения распределения плотности тока пучка $j_b(r, t)$ и плотности плазменного тока $j_p(r, t)$. Проводимость плазменного канала $\sigma(r, t)$, восстановленная из соотношения (3) по экспериментальным данным для $j_b(r, t)$ и $j_p(r, t)$, показана на рис. 3. За $t = 0$ принят момент максимума тока диода ускорителя "Терек-1Р". Проводимость максимальна на периферии электронного пучка, что само по себе является неожиданным результатом. В наших условиях индуцированные поля составляют величину $E_Z \cong 400-600$ В/см, что при давлении воздуха 175 торр недостаточно для дополнительной ионизации газа в области вне сильноточного пучка. Поведение проводимости также обусловлено температурой плазменных электронов, которая устанавливается как в ходе остывания электронов каскада, так и в ходе нагрева в индуцированном поле E_Z . С этой точки зрения периферия пучка является выделенной областью, так как именно в ней поле E_Z имеет максимум, а температура электронов, сформировавшаяся в ходе остывания электронов каскада, минимальна. Подобные условия могут привести к значительному снижению температуры при достаточной концентрации электронов и к росту проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев С. И. и др. Физика плазмы, 11, в. 9, 1134 (1985).
2. Kiuttu G. F., Adler R. J. Phys. Rev. Lett., 54, N 15, 1668 (1985).
3. Бондарь Ю. Ф. и др. Приборы и техника эксперимента, № 6, 139 (1987).
4. Бондарь Ю. Ф., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 17 (1986).