

ВЛИЯНИЕ РЕКОМБИНАЦИИ НА СПАД ПЛАЗМЕННОГО ТОКА
ПОСЛЕ ИМПУЛЬСА СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП

С. Г. Арутюнян, Ю. Ф. Бондарь, С. И. Заворотный,
А. Л. Ипатов, Г. Н. Мхеидзе, А. А. Овчинников,
А. А. Рухадзе, А. А. Савин

УДК 533.911

Рассмотрено влияние рекомбинации на спад плазменного тока после импульса сильноточного РЭП. Результаты экспериментального измерения спада плазменного тока согласуются с полученной в работе формулой для спада тока.

Вопросы ионизации газа сильноточным релятивистским электронным пучком (РЭП) привлекают большое внимание в связи с широким применением их в таких задачах как создание предионизации в газовых лазерах, инициирование реакций в химических лазерах и др. Исследованию процесса ионизации газов сильноточным РЭП посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ. В них рассмотрена ударная ионизация газа электронами пучка, пробой газа индукционным электрическим полем, ионизация газа при развитии пучковой неустойчивости (плазменно-пучковой разряд) и ионизация обратным током после окончания импульса тока пучка. В некоторых случаях особый интерес представляет более детальное рассмотрение процессов, происходящих в плазме, образованной РЭП, после импульса тока пучка.

В настоящей работе предложено объяснение различий в характере спада плазменного тока после окончания импульса тока пучка в различных газах.

После прохождения пучка в камере остается столб плазмы с плотностью электронов $n_e(t)$, уменьшающейся со временем в результате рекомбинации. В то же время по плазменному каналу про-

должен течь ток, вызванный индукционным электрическим полем на спаде тока пучка. Этот ток может, в свою очередь, вызвать дополнительную ионизацию газа. Однако, как показывают экспериментальные данные /1/ и теоретический расчет /2/, в интересующей нас области давлений (10-100 тор) дополнительной ионизацией газа плазменным током можно пренебречь.

Таким образом изменение электронной плотности в плазменном канале определяется рекомбинацией (α_r - коэффициент рекомбинации) и дается выражением:

$$n_e(t) = n_{e0} / [1 + \alpha_r n_{e0} (t - t_0)], \quad (1)$$

где n_{e0} - плотность электронов к концу импульса тока, т.е. при $t = t_0$.

Для определения затухания плазменного тока необходимо найти решение уравнения для электрического поля, которое имеет вид

$$\frac{4\pi}{c^2} \left(\sigma_c \frac{\partial E_z}{\partial t} + E_z \frac{\partial \sigma_c}{\partial t} \right) = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right), \quad (2)$$

где $\sigma_c = e^2 n_e / m \nu$ - проводимость плазмы.

В работе /2/ показано, что правую часть уравнения (2) можно записать в виде E_z / r_b^2 (r_b - радиус пучка), т.к. она не зависит от r . В этом случае уравнение (2) может быть записано в виде:

$$n_e \frac{\partial E_z}{\partial t} + E_z \frac{\partial n_e}{\partial t} = - \frac{c^2 m \nu}{4\pi r_b^2 e^2} E_z \quad (3)$$

откуда для поля E_z имеем

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = - \frac{E_z}{n_e} \left(\frac{\partial n_e}{\partial t} + \beta \right), \quad (4)$$

где $\beta = c^2 m \nu / 4\pi e^2 r_b^2$.

При $t = t_0$ поле E_z можно определить из закона Ома, если известен плазменный ток j_{op} :

$$E_{z0} = j_{op}^{(m)} / e^2 n_{e0}. \quad (5)$$

Тогда решение уравнения (4) может быть записано в виде

$$E_z(t) = E_{z0} \exp \left\{ \ln \left[1 + \alpha n_{e0} (t - t_0) \right] - \frac{\beta}{n_{e0}} \left[(t - t_0) + \frac{\alpha n_{e0}}{2} (t - t_0)^2 \right] \right\}. \quad (6)$$

Пользуясь $E_z(t)$ (6) и $n_e(t)$ (1), получим

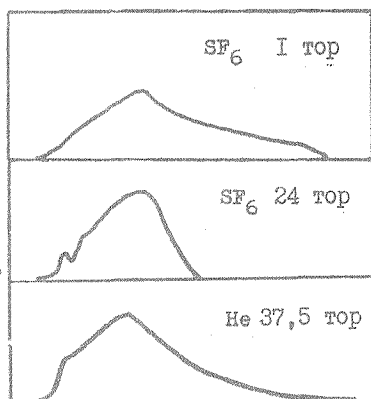
$$j_p(t) = j_{p0} \exp \left\{ - \frac{\beta}{n_{e0}} \left[(t - t_0) + \frac{\alpha n_{e0}}{2} (t - t_0)^2 \right] \right\}. \quad (7)$$

Из полученного выражения (7) для плазменного тока после окончания импульса тока пучка видно, что скорость затухания $j_p(t)$ определяется двумя факторами: рекомбинацией электронов и затуханием поля, вызванным сопротивлением плазмы. При малых $(t - t_0)$ второй член в показателе экспоненты мал и затухание тока определяется сопротивлением плазмы. При $t - t_0 > 2/\alpha n_{e0}$ доминирующим фактором становится рекомбинация плазмы и спад тока происходит гораздо быстрее, чем вначале.

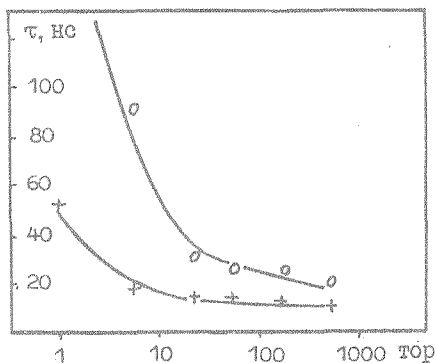
Заметим, что потери частиц, связанные с прилипанием в электроотрицательных газах, приведут к аналогичной (7) форме зависимости, т.к. скорость этого процесса, как и скорость рекомбинации, пропорциональна произведению плотностей электронов плазмы и нейтральных частиц.

Эксперименты проводились на стенде для исследования распространения РЭП в газе "Терек-IP" /3/. Пучок электронов имел в пролетной камере следующие параметры: энергия электронов ~ 1 МэВ, ток пучка ~ 10 кА, длительность импульса тока ~ 60 нс.

На рис. 1 показаны осциллограммы полного тока в случаях распространения пучка в SF₆ при давлении 1 тор и 24 тор и в гелии при давлении 37,5 тор. Внешнее магнитное поле в обоих случаях составляло 2,4 кЭ.



Р и с. 1. Осциллограммы тока при инъекции пучка в газ



Р и с. 2. Зависимость времени спада импульса плазменного тока от давления: — o — He; — + — SF₆

При давлении SF₆ I тор и давлении He 37,5 тор время затухания импульсов тока, рассчитанное по формуле (7) одинаково для этих газов. Сравнивая характер затухания импульсов, можно заметить, что в то время как в He ток спадает по экспоненциальному закону, в SF₆ ток спадает более резко в соответствии с формулой (7).

Аналогичную картину можно наблюдать для импульса тока в SF_6 при давлении 24 тор. При более высоких давлениях время спада импульса тока в быстро рекомбинирующей плазме SF_6 начинает определяться временем спада импульса тока пучка.

Зависимости времени спада плазменного тока от давления Ne и SF_6 изображены на рис. 2. Эти зависимости также соответствуют формуле (7).

Поступила в редакцию
27 сентября 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. Г. Арутюнян и др., Квантовая электроника, 9, № 2, 234 (1982).
2. С. С. Кингсеп, И. В. Новобранцев, Л. И. Рудаков, ЖЭТФ, 63, № 6, 2132 (1972).
3. С. Г. Арутюнян и др., Краткие сообщения по физике ФИАН № 6, 31 (1978).