

УДК 537.5

## О ПРИРОДЕ ФОТОИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

Л. П. Бабич

Показано, что при больших перенапряжениях тормозное излучение электронов лавин создает затравочные центры ионизации на расстояниях, гораздо больших размеров критических лавин, тем самым обеспечивая условия для распространения стримеров.

Согласно представлениям Леба и Мика в стримерных разрядах в воздухе образование вторичных лавин, обеспечивающих высокую скорость развития канала, обусловлено ионизацией атомов кислорода, имеющих потенциал ионизации  $I = 12,5$  эВ, излучением атомов азота ( $I = 15,5$  эВ), возбужденных на высокие уровни [1]. Критика этой точки зрения дана в работах [2, 3]. В чистых газах подобный механизм вообще отсутствует. Рекомбинационное излучение на основной уровень, в принципе, всегда способно ионизировать газ вдали от первичных лавин. Результаты работы [4] показывают, что к моменту достижения лавиной критических размеров из нее не излучается ни одного рекомбинационного кванта, чем, возможно, объясняется запаздывание старта катодного стримера [5]. Согласно [3] вторичные лавины «затравляются» ассоциативной ионизацией при «тушении» возбуждений, генерируемых дальнепроблетными фотонами.

В наносекундных газовых разрядах достигаются большие перенапряжения и энергия электронов в лавинах возрастает настолько, что становится эффективной ионизация газа тормозным излучением электронов. Тормозное излучение, являясь практически безынерционным механизмом высвечивания квантов, в наносекундных разрядах приобретает характер важнейшего ионизирующего фактора.

Определим расстояние, на котором тормозные кванты, вышедшие из лавины, способны создавать центры ионизации. Для этого найдем спектр тормозного излучения с энергией квантов  $\hbar\omega$ , превышающей потенциал ионизации атомов газа  $I$ , в предположении максвелловского распределения электронов лавины по энергиям. Число квантов, излучаемых в интервал частот  $d\omega$  вблизи  $\omega$  за время  $dt$ ,

$$dN_{\tau}(\omega, \varepsilon, t) = pn_{g1}N_e k v f_m(\varepsilon) \sigma_{\tau}(\omega, \varepsilon) d\omega d\varepsilon dt,$$

где  $\sigma_{\tau}(\omega, \varepsilon) = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{d\kappa_{\omega}}{d\omega}$  — сечение тормозного излучения,  $p$  — давление,  $n_{g1}$  — плотность газа при  $p = 1$  тор,  $k$  — число атомов в молекуле газа,  $\kappa_{\omega}$  — эффективное излучение [6]. Так как частоту  $\omega$  могут излучать только электроны с  $\varepsilon \geq \hbar\omega$ , то спектр тормозных квантов

$$d \frac{\partial N_{\tau}(\omega, t)}{\partial \omega} = n_{g1} p k N_e dt \int_{\hbar\omega}^{\infty} v \sigma_{\tau}(\omega, \varepsilon) f_m(\varepsilon) d\varepsilon,$$

Используя для  $\frac{d\omega}{d\omega}$  классическое выражение [6]

$$\frac{d\omega}{d\omega} \approx \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} Z^2 r_e^2 a \left( \frac{c}{v} \right)^2 \hbar,$$

справедливое с точностью до множителя порядка единицы, получим

$$d \frac{\partial N_{\gamma}(\omega, t)}{\partial \omega} = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} r_e^2 a m c^2 \frac{1}{\sqrt{m T_e}} \frac{e^{-\hbar/\omega T_e}}{\omega} n_{g1} k Z^2 p N_e dt. \quad (1)$$

Число квантов с энергией  $\hbar \omega \geq I$ , поглощенных на расстоянии  $r$  от места генерации, есть

$$dN_{\gamma}(r, t) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_{I/\hbar}^{\infty} \exp(-\mu(\omega)r) \mu(\omega) d \frac{\partial N_{\gamma}(\omega, t)}{\partial \omega} d\omega, \quad (2)$$

где  $\mu(\omega)$  — коэффициент поглощения квантов. С ростом  $\omega$   $\frac{\partial N_{\gamma}(\omega, t)}{\partial \omega}$  резко спадает, поэтому для оценок можно принять

$$d \frac{\partial N_{\gamma}(\omega, t)}{\partial \omega} = dN_{\gamma}^{(\hbar\omega \geq I)} \delta(\omega - \langle \omega \rangle), \quad (3)$$

где  $dN_{\gamma}^{(\hbar\omega \geq I)}$  — число излученных квантов с  $\hbar \omega \geq I$ ,  $\langle \omega \rangle$  — средняя частота квантов в области  $\hbar \omega \geq I$ ,  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака [7].

Используя (1), получим

$$dN_{\gamma}^{(\hbar\omega \geq I)} = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} r_e^2 a m c^2 \frac{n_{g1}}{\sqrt{m T_e}} Z^2 k p N_e(t) E_1 \left( \frac{I}{T_e} \right) dt; \quad (4)$$

$$\langle \omega \rangle = \frac{\int_{I/\hbar}^{\infty} \omega d \frac{\partial N_{\gamma}(\omega, t)}{\partial \omega} d\omega}{dN_{\gamma}^{(\hbar\omega \geq I)}} = \frac{T_e}{\hbar} \frac{\exp(-I/T_e)}{E_1(I/T_e)}, \quad (5)$$

где  $E_1(x) = -Ei(-x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$  — интегральная показательная функция [7].

Подставляя (3) и (4) в (2) и выполняя интегрирование по  $t$ , находим

$$N_{\gamma}(r, t) = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} r_e^2 a m c^2 n_{g1} \frac{Z^2 k p}{\sqrt{m T_e}} \frac{\mu(\langle \omega \rangle)}{4\pi r^2} e^{-\mu(\langle \omega \rangle)r} E_1 \left( \frac{I}{T_e} \right) \int_0^t N_e dt. \quad (6)$$

Оценим расстояние  $r$ , на котором поглощаются кванты, излучаемые критической лавиной за время развития лавины до критических размеров  $t_{кр}$  в азоте атмосферной плотности при  $E_0/p = 200 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$ .

В плотных газах размер лавины определяется, в основном, диффузией [9]. Так как при больших  $E/p$  очень быстро достигается усло-

вие  $r_D \alpha_T > 1$ , где  $r_D$  — радиус диффузии,  $\alpha_T$  — первый ионизационный коэффициент Таунсенда, то в дипольном приближении условие критичности лавины —

$$E_p \approx \frac{2eN_e^{(кр)}}{\alpha_T r_D^{(кр)3}} = E_0, \quad (7)$$

где  $N_e^{(кр)} = \exp(\alpha_T x_{кр})$  — критическое число электронов в лавине,  $r_D^{(кр)} = \left( \frac{6T_e x_{кр}}{eE_0} \right)^{1/2}$  — критический радиус диффузии лавины,  $x_{кр}$  — критическая длина лавины.

В азоте при  $E/p = 200 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$ ,  $p = 760 \text{ тор}$  на основании [8] из (7) следует  $x_{кр} \approx 10^{-2} \text{ см}$ ,  $t_{кр} \approx 0,2 \text{ нс}$ ,  $N_e^{(кр)} \approx 10^7$ ,  $r_D^{(кр)} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ .

Используя для  $\mu(\langle \hbar \omega \rangle)$  данные [9] и приняв  $\int_0^{t_{кр}} N_e(t) dt \approx N_e^{(кр)} t_{кр}$ , получим из условия  $N_\gamma(r, t_{кр}) = 1$   $r = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ .

Для развития самостоятельного разряда необходимо, чтобы к моменту встречи вторичных лавин с основной лавиной в них достигалась степень ионизации основной лавины, что, очевидно, имеет место, так, как  $r \gg x_{кр}$ ,  $r_D^{(кр)}$ .

Таким образом, на расстояниях, значительно превышающих размеры критической лавины  $x_{кр}$ ,  $r_D^{(кр)}$ , появляется определенное число вторичных электронов, обязанных своим происхождением тормозному излучению первичной лавины. Вторичные фотоэлектроны, порождая новые лавины, могут существенным образом влиять на скорость развития разряда.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехиздат, М—Л, 1950.
2. О. Б. Фирсов, Диссертация, ЛФТИ, Ленинград, 1947.
3. Э. Д. Лозанский, ЖТФ, 38, 1563 (1968).
4. Ю. Л. Станкевич, ЖТФ, 40, 1476 (1970).
5. Н. Tholl, Z. Naturforsch, 19a, 346 (1964); 19a, 704 (1964).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, изд. Наука, М., 1967.
7. Г. Корн, Т. Корн, Справочник по математике, изд. Наука, М., 1970.
8. Н. Schlimbohm, Zs. Phys., 182, 317 (1965); 184, 492 (1965).
9. И. Мак-Данпелль, Процессы столкновений в ионизованных газах, изд. Мир, М., 1967.

Поступила в редакцию  
12 августа 1974 г.

#### THE NATURE OF PHOTO-IONIZING RADIATION AT THE INITIAL STAGE OF NANOSECOND GASEOUS DISCHARGES

L. P. Babich

It is shown that for large overvoltages the bremsstrahlung of avalanche electrons produces priming ionization centers at the distances much greater than the dimensions of critical avalanches providing the conditions for streamer propagation.