

О МЕХАНИЗМЕ ПОТЕРЬ ПРИ ПЕРВИЧНОМ СВЕТОВОМ ПРОБОЕ

В.Е.Мицук, В.А.Черников

Первичный световой пробой газа в фокусе лазера при давлениях порядка атмосферного достаточно хорошо может быть объяснен на основе механизма электронной лавины, предложенного Я.Б.Зельдовичем и Ю.П.Райзером [1]. В рамках лавинной теории поддаются учету такие процессы, влияющие на развитие электронной лавины, как например, фо-

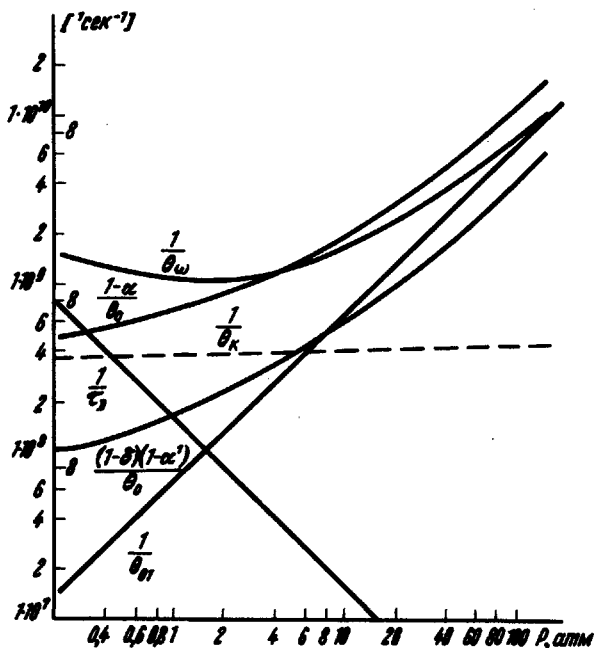


Рис.1

тоионизация возбужденных атомов [2], диффузионные потери [3]. В ряде случаев, на развитие лавины могут также существенно влиять удары 2-го рода электрон – возбужденный атом, ускоряющие лавину. Постоянная времени развития лавины θ определяется соотношением:

$$\theta^{-1} = \frac{\alpha}{\theta_0} - \frac{1}{\tau_D}, \quad (1)$$

где $\theta_0^{-1} = \dot{\epsilon} / I_1$,

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 - \dot{\epsilon}_1 = \frac{e^2 E^2 \nu_e}{m(\omega^2 + \nu_e^2)} - \frac{2m}{M} \epsilon \nu_e$$

– скорость нарастания энергии ϵ электрона в результате тормозного поглощения квантов света $h\omega$ при столкновениях электрон – нейтральный атом, I_1 –

эффективный порог ионизации, α – вероятность проскока электроном зоны потерь на возбуждение шириной $\Delta = I_1 - \epsilon^*$ (ϵ^* – энергия первого возбужденного уровня). Учет фотоионизации верхних уровней, предложенный в работе [2], приводит к замене $\alpha' = \alpha + \beta(1 - \alpha)$, где α – вероятность, рассчитанная по формуле (7.2.) статьи [1]. С целью уче-

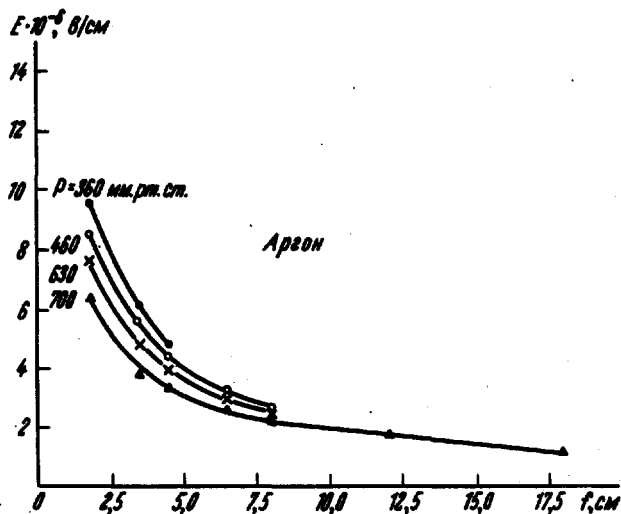


Рис.2

та ударов 2-го рода введем параметр $\gamma = W_{II} / W_I$, характеризующий отношение вероятностей ударов 2-го и 1-го родов. В результате удара 2-го рода электрона с возбужденным атомом электрон получает энергию, либо достаточную для последующей ионизации атома, либо энергию меньшую I_1 , но лежащую в пределах зоны возбуждения $\Delta = I_1 - \epsilon^*$. Обычно можно считать $\Delta \ll I_1$, поэтому, как показывают оценки, электрон, испытавший удар 2-го рода, набирает энергию равную I_1 , за время, много меньшее θ . Таким образом, приближенно можно считать, что практически все удары 2-го рода приводят к ионизации атома. В этом случае измененное второе граничное условие уравнения (6.1) из [1], примет вид:

$$J(0) = J(I_1)[2\alpha' + 2\gamma(1 - \alpha') + (1 - \alpha')(1 - \gamma)] \quad (2)$$

и учет ударов 2-го рода сводится к замене в формуле (1) α на α'' .

$$\alpha'' = \alpha' + \gamma(1 - \alpha'). \quad (3)$$

Параметр γ может быть найден из баланса возбуждающих и деовозбуждающих соударений с использованием принципа детального равновесия, связывающего сечения ударов 1-го и 2-го рода в предположении экспо-

ненициального нарастания числа электронов в объеме фокусировки. Усредняя сечения по интервалу скоростей, получаем:

$$\gamma = 1 - \exp \left[\theta (1 - e^{t/\theta}) \frac{\langle v \sigma_{II}(v) \rangle}{V} \right] \quad (4)$$

(V – объем фокусировки). Легко видеть, что $\gamma = \gamma(t)$ имеет резкую зависимость от времени, т.е. можно считать, что при $t \leq t_1$, $\gamma \approx 0$, ($\alpha'' = \alpha'$), а при $t \geq t_1 + \Delta t$, $\gamma = 1$, ($\alpha'' = 1$), причем $\Delta t \ll \tau_u$ (τ_u – длительность лазерного импульса). После усреднения:

$$\bar{\alpha}'' = 1 - \delta (1 - \alpha'), \quad \delta = t_1 / \tau_u. \quad (5)$$

Заменяя в выражении (1) α на $\bar{\alpha}''$, представим его в следующей форме:

$$1/\theta = 1/\theta_{00} - 1/\theta_{01} - 1/\tau_D - (1 - \alpha')/\theta_0 + \frac{(1 - \delta)(1 - \alpha')}{\theta_0}. \quad (6)$$

Здесь $1/\theta_{00} = \dot{\epsilon}_0/l_1$ – постоянная времени нагрева электрона в поле световой волны, $1/\theta_{01} = \dot{\epsilon}_1/l_1$ – член, характеризующий упругие потери; $1/\tau_D$ – диффузионные потери, $(1 - \alpha')/\theta_0$ – неупругие потери на возбуждение, $[(1 - \alpha')(1 - \delta)]/\theta_0$ – член, учитывающий вклад в лавину, связанный с ударами 2-го рода. Используя условие пробоя

$$1/\theta = 1/\theta_k = \frac{\ln n(\tau_u)}{\tau_u}, \quad (7)$$

из соотношения (6) можно определить пороговое значение напряженности электрического поля в световой волне.

Т а б л и ц а

		I		II		III		газ	Ar		Kr	
газ $\rho_{\text{жжHg}}$	Ar	He	Ar	He	Ar	He	$f_{\text{жж}}$ $\rho_{\text{жжHg}}$	18	65	18	65	
	1500	0,71	1,12	0,545	0,98	0,77		0,95	100	1,51	1,04	1,43
10 ⁴	1,31	1,53	0,69	1,07	1,05	1,02	360	0,82	0,97	0,9	1,04	
10 ⁵	1,96	2,15	0,52	0,89	1,15	1,1	560	0,7	0,96	0,8	0,99	

На рис. 1 иллюстрируется относительная роль различных процессов, определяющих постоянную времени лавины. Кривые построены для Ar при следующих условиях: длительность лазерного импульса $\tau_u = 80$ нсек, размер области фокусировки $r = 5,4 \cdot 10^{-3}$ см. Из диа-

граммы видно, что при низких давлениях существенную роль играют диффузионные потери. При высоких давлениях, напротив, начинают сказываться упругие и неупругие потери, однако неупругие потери в значительной степени компенсируются ударами 2-го рода. На рис.2,3 представлены результаты экспериментальных измерений пороговых напряженностей электрического поля в Ag при давлениях 360 – 700 мм рт.ст. (рис.2) в зависимости от размера области фокусировки (длительность лазерного импульса ~65 нсек, расходимость лазерного луча $\phi \sim 5^\circ$) и при давлениях 0,2 – 150 атм (рис.3, длительность лазерного импульса 80 нсек, размер области фокусировки $\sim 5,4 \cdot 10^{-3}$ см). Измерения проводились на установке, аналогичной описанной в работе [3].

В таблице приведены отношения $E_{\text{теор}} / E_{\text{эксп}}$, при этом теоретические значения рассчитывались согласно формулам работы [1] (первая колонка), с поправкой на фотоионизацию возбужденных атомов [2]

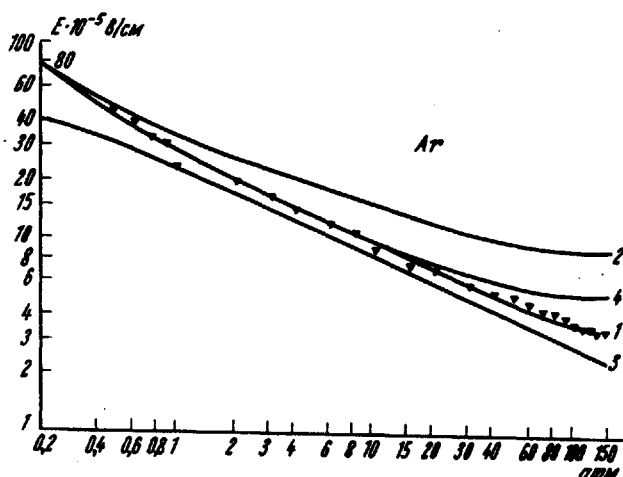


Рис.3. 1 – экспериментальная кривая; 2, 3, 4 – теоретические кривые вычисленные с учетом упругих потерь (2), ударов 2-го рода (3), упругих потерь и ударов 2-го рода (4)

(вторая колонка) и по формуле (6) с учетом упругих и диффузионных потерь и ударов 2-го рода (третья колонка). Экспериментальные значения $E_{\text{эксп}}$ взяты из работы Мейеранда и Хойта [4], работы [3] и настоящих измерений. Следует отметить, что диффузионные потери в условиях экспериментов [3] можно оценивать в предположении режима свободной диффузии. Действительно, решение уравнения, описывающего изменение числа электронов во времени (при условии, что коэффициенты диффузии не зависят от энергии) с учетом переходного характера диффузии [5] приводит к поправочному фактору при вычислении $E_{\text{теор}}$ – пороговой напряженности электрического поля, порядка единицы.

Физический факультет
Московского
Государственного университета
им. М.В. Ломоносова

Поступило в редакцию
14 июня 1967 г.

Литература

- [1] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
- [2] В.А.Барынин, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 50, 472, 1966.
- [3] В.Е.Мицук, В.И.Савоскин, В.А.Черников. Письма ЖЭТФ, 4, 129, 1966.
- [4] R.G.Meyeraud, A.F.Haught. Phys. Rev. Lett., 11, 401, 1963.
- [5] W.P.Allis, D.J.Rosø. Phys. Rev., 93, 84, 1954.