

СВЕТОВОЙ ПРОБОЙ ПАРОВ РТУТИ

М.Л.Грушман, Р.М.Миникаева, В.Е.Мицук, В.А.Черников

Эксперименты по лазерному пробую газов с высоким потенциалом ионизации и малой шириной зоны возбуждения хорошо объясняются лавинной теорией, предложенной Я.Б.Зельдовичем и Ю.П.Райзером [1]. В определение пороговой напряженности электрического поля в световой волне входит величина α — вероятность прокока электроном зоны потерь на возбуждение, которая определяется из решения усредненного стационарного кинетического уравнения для уровня с некоторой средней энергией $\bar{\epsilon}$ в зоне потерь на возбуждение. Но в случае атомов с малым потенциалом ионизации и широкой зоной возбуждения $\Delta \sim I_1$ (щелочные металлы, ртуть [5]) для оценки вероятности α , очевидно, необходимо детально рассматривать энергетические уровни атомов и решать полное квантовое кинетическое уравнение в каждой зоне, определяемой расположением энергетических уровней. Например, в спектре атома ртути можно выделить четыре зоны: I зона соответствует интервалу энергий от основного уровня (I_0) до первого возбужденного (I_1^*), II зона — между уровнями 6^3P_1 и 6^1P_1 , III зона — между уровнями 6^1P_1 и 7^1P_1 , IV зона — между уровнем 7^1P_1 и границей континуума. Ширина этой зоны $\Delta_4 = I_1 - I_3^* \sim \hbar\omega$, т.е. порядка кванта рубинового лазера. Такой выбор ширины IV зоны объясняется тем, что потери на возбуждение уровней в этой зоне не будут влиять на скорость развития лавины из-за большой вероятности однофотонной ионизации.

Квантовое кинетическое уравнение для функции распределения электронов $n(\epsilon)$ при тех же допущениях, что и в работе [1], в каждой зоне запишется в виде

$$2\epsilon v \frac{d^2 n_k}{d\epsilon^2} + v \frac{dn_k}{d\epsilon} - \frac{n_k}{\theta_k} = 0, \quad (1)$$

где $k = 1, 2, 3, 4$ — номера зон; v — "макроскопическая" скорость движения частиц по энергетической оси; θ_1 — постоянная времени развития лавины: $n(t) = n_0 \exp(t/\theta_1)$;

$$\frac{1}{\theta_2} = \frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{\tau_1^*}$$

$(r_1^* - \text{время жизни электрона по отношению к возбуждению уровня } l_1^*);$

$$\frac{1}{\theta_3} = \frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{r_{21}^*} + \frac{1}{r_{21}^*}$$

$(r_{21}^*, r_2^* - \text{времена жизни электронов по отношению к возбуждению уровней } l_1^* \text{ и } l_2^*, \text{ соответственно});$

$$\frac{1}{\theta_4} = \frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{r_3^*} + \frac{1}{r_{31}^*} + \frac{1}{r_{32}^*}$$

$(r_3^*, r_{31}^*, r_{32}^* - \text{времена жизни электронов по отношению к возбуждению уровней } l_3^*, l_1^* \text{ и } l_2^*, \text{ соответственно}).$

Решения этих уравнений в каждой зоне имеет вид

$$n_k(\epsilon) = C_1^k \exp\left(\sqrt{\frac{2\epsilon}{u\theta_k}}\right) + C_2^k \exp\left(-\sqrt{\frac{2\epsilon}{u\theta_k}}\right). \quad (2)$$

Производя "сшивание" этих решений на границах зон при условиях, что

$$n_k(\epsilon) |_{\epsilon=l_k^*} = n_{k+1}(\epsilon) |_{\epsilon=l_k^*}, \quad J_k(\epsilon) |_{\epsilon=l_k^*} = J_{k+1}(\epsilon) |_{\epsilon=l_k^*} \quad (3)$$

(где $k=1,2,3$, а $J_k(\epsilon)$ - поток по энергетической оси, определяемый так же, как и в работе [1]), и используя граничные условия

$$n(\epsilon) |_{\epsilon=l_1} = 0 \quad (l_1 = l_1 + 1 + 3\varphi),$$

$$J_1(0) = 2J_4(l_1) + J_1(l_1^*) - J_4(l_1) = J_1(l_1^*)(1 + \alpha), \quad (4)$$

можно получить выражение для определения постоянной времени развития лавины θ_1 и вероятности "проскока" зоны возбуждения

$\alpha = J_4(l_1) / J_1(l_1^*):$

$$\frac{J_1(0)}{J_1(l_1^*)} = 1 + \alpha = \frac{\text{sh } \kappa}{\kappa}, \quad \kappa = \left(\frac{2l_1^*}{u\theta_1}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

Далее, предположив, что $\alpha \ll 1$ и разложив $\text{sh } \kappa$ в ряд, получаем:

$$\theta_1 = \frac{l_1^*}{3u\alpha}, \quad (6)$$

$$\text{где } a = \frac{J_4(l_1)}{J_1(l_1^*)} = 2\sqrt{\frac{l_1}{l_1^*}} \exp \left\{ - \sum_k \frac{\Delta_k}{k (2\nu l_k^* \theta_k)^{1/2}} \right\} \quad (k = 2, 3, 4). \quad (7)$$

Из уравнения (6) легко получить выражение для определения пороговой напряженности электрического поля:

$$E_k^2 = \frac{l_1^* m \omega^2}{e^2 \nu_{\text{эфф}} (1 + 2\hbar \omega / l_1) u \theta_k}. \quad (8)$$

Если учесть, что электроны, имеющие энергию l_1 на $1+3$ эв больше потенциала ионизации l_1 , не только ионизуют, но и возбуждают атомы, то граничное условие для потоков (4) с поправкой на однофотонную ионизацию с верхних уровней примет вид

$$J_1(0) = \frac{2J_4(l_1)}{1 + r_1/r_{\Sigma}^*} + J_4(l_1) \left(1 - \frac{1}{1 + r_1/r_{\Sigma}^*} \right) + J_1(l_1^*) - J_4(l_1) + \beta \frac{J_1(l_1^*) - J_4(l_1)}{1 + r_3^*/r_{\Sigma}^*}, \quad (9)$$

где r_{Σ}^* — время жизни атома по отношению к возбуждению; r_1 — время жизни атома по отношению к ионизации; β — отношение числа возбужденных атомов с энергией $l_k^* \geq l - \hbar\omega$ к общему числу возбужденных атомов:

$$\beta = \frac{J_3(l_3^*) - J_4(l_1)}{J_1(l_1^*) - J_4(l_1)} = \frac{1/a_{34} - 1}{1/a - 1},$$

где

$$a_{34} = 2\sqrt{\frac{l_1}{l_3^*}} \exp \left\{ - \frac{\Delta_4}{(2l_1 \nu \theta_4^*)^{1/2}} \right\} \quad (10)$$

— вероятность электрону "проскочить" четвертую зону шириной Δ_4 .

Таким образом, учет однофотонной ионизации верхних возбужденных уровней и потерь энергии электронами на возбуждение атомов в интервале энергий $\epsilon > l_1$ приводит к замене a в уравнении (8) на a' :

$$a' = \frac{a}{1 + r_1/r_{\Sigma}^*} + \frac{\beta(1-a)}{1 + r_3^*/r_{\Sigma}^*}. \quad (11)$$

На рис.1 приведены графики теоретических пороговых кривых, рассчитанных по формулам из [1] и (8) с поправкой (11) для ртути ($\Delta \sim I_i$) и ксенона ($\Delta \ll I_i$). Совпадения результатов расчета для ксенона следовало ожидать, так как формулы (7) и (8) при условии, что $\Delta \ll I_i$ и r^*

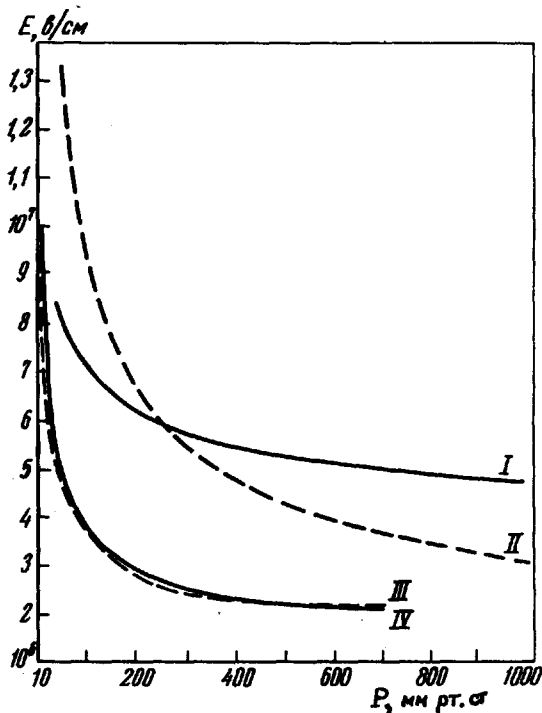


Рис.1

постоянно для всех зон возбуждения, переходят в соответствующие формулы, полученные Я.Б.Зельдовичем и Ю.П.Райзером [1]. Различие результатов, даваемых обеими теориями для ртути ($\Delta \sim I_i$), можно объяснить тем, что при учете фотоионизации верхних уровней возбужденных атомов в теории [1] с поправкой β [2] предполагалось, что параметр $\beta = (\hbar \omega / \Delta)^2$ не зависит от напряженности электрического поля, в то время как из (10) видно, что β существенно зависит от напряженности поля: велик при больших полях (низкие давления) и мал при малых полях (высокие давления). Кроме того, в области высоких давлений точный учет потерь на возбуждение дает для α' более низкие значения, чем в [1], что приводит к увеличению порогового поля.

Для проверки данной теории был проведен эксперимент в парах ртути. Использовался ОКГ с модуляцией добротности на вращающейся призме полного внутреннего отражения. Энергия импульса была ~ 1 Дж, длительность ~ 60 нсек, расходимость $\sim 6^\circ$. Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 15$ мм внутрь стеклянной вакуумной камеры. Для создания определенного давления паров ртути камера помещалась в печь, сконструированную так, чтобы градиент температуры в объеме печи был минимальным. Регистрация пробоя осуществлялась фотозлектрическим методом по появлению спектральных линий ртути в спектре излучения искры.

На рис.2 представлены графики экспериментальной и теоретической пороговых кривых в зависимости от давления паров ртути. Теоретическое пороговое поле оценивалось по формуле (8) с учетом диффузион-

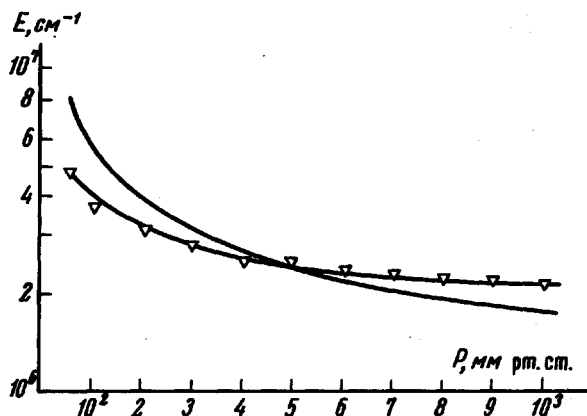


Рис.2

ных потерь и ударов второго рода [3,4] и поправкой по формуле (11). Из рис. 2 можно видеть довольно хорошее совпадение экспериментальной и теоретической кривых.

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

Поступило в редакцию
9 февраля 1968 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] В.Е.Мицук, В.А.Черников. Письма ЖЭТФ, 6, 627, 1967.
- [5] J.E.Rizzo, R.C.Klewe. Brit. J. Appl. Phys., 17, 1137, 1966.

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ФЕРРОМАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ

Я.А.Моносов, В.В.Сурик, В.И.Щетлов

Известно, что при нелинейном ферромагнитном резонансе (НФМР) в феррите может возбуждаться магнитоакустический резонанс (МАР) — колебания на частоте механического резонанса образца. Такое возбуждение наблюдалось экспериментально в области основного [1–3] и до-