

55. Grover R., Alder B. J. Absence of first order electronic transitions in liquid metals.— J. Phys. Chem. Sol., 1974, vol. 35, N 7.
56. Альтшулер Л. В. и др. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, № 4.
57. Савицкий Е. М. и др. Сплавы редкоземельных металлов.— М., Изд-во АН СССР, 1962.
58. McCaffrey, Joseph W. Band structure and pressure-induced electronic transitions in calcium.— Sol. State Commun., 1970, vol. 8, N 24.
59. Кутсар А. Р., Герман В. И. Изучение структуры титана после обработки ударными волнами.— В кн.: Титан. Металловедение и технология. М., ВИЛС, 1978.
60. Duvall G. E., Gracham R. A. Phase transformation under shock-wave loading.— Rev. Modern Phys., 1977, vol. 49, N 3.
61. Takahashi T. et al. Isothermal compression of the alloys of iron up to 300 kilobars at room temperature: iron — nickel alloys.— J. of Geophys. Res., 1968, vol. 73, N 14.
62. Giles P. M. et al. High-pressure  $\alpha \rightleftharpoons \epsilon$  martensite transformation in iron.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 11.
63. Barcer L. M.  $\alpha$ -phase Hugoniot of iron.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 6.
64. Анисичкин В. Ф. Обобщенные адиабаты элементов.— ПМТФ, 1978, № 3.

УДК 533,9(201)

### ПРОБЕГИ ЭЛЕКТРОНОВ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РАЗНЫХ УГЛАХ ВХОЖДЕНИЯ В МАССИВНЫЙ ГАЗОВЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ

В. Е. Иванов, Н. К. Осипов

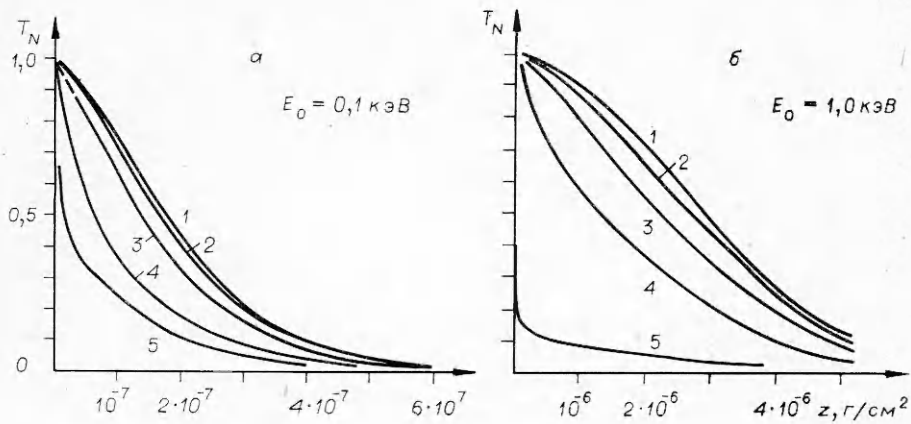
(Красноярск)

Вопрос о связи между первичными параметрами электронного пучка и его интегральной (эффективной) длиной пробега в поглощающей среде к настоящему времени довольно детально исследован как теоретически, так и экспериментально для электронов с энергиями  $E > 1$  кэВ [1—3]. Данные о пробегах для электронов с энергиями меньше 1 кэВ недостаточны и не настолько надежны, чтобы считать связь между энергией и пробегом для  $E < 1$  кэВ установленной [3—9]. При этом необходимо обратить внимание на тот факт, что полученные в [3—9] зависимости между длиной пробега и начальной энергией относятся только к электронным пучкам с векторами скоростей, перпендикулярными к поверхности поглотителя.

Цель данной работы — исследование влияния наклонного падения первичного электронного пучка на величину его интегрального пробега в газовой среде. Процесс переноса моделировался на основе метода статистических испытаний в рамках схемы «индивидуальных» столкновений в трехкомпонентной газовой смеси ( $O$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ) в присутствии дипольного магнитного поля  $\mathbf{B}$ . Детальное описание алгоритма переноса и модели среды было приведено в работе [10]. Поскольку движение электронов происходило в магнитном поле, углом входа пучка в поглотитель является питч-угол (угол между вектором скорости и направлением магнитного поля). При этом перпендикулярному падению электронного пучка соответствует питч-угол, равный нулю. Расчеты были проведены для электронных пучков с начальными питч-углами, лежащими в интервале  $0—70^\circ$ . Траектории моделировались на ЭВМ М-40—30 в количестве 6000, что обеспечило получение статистической погрешности не более 10% при доверительной вероятности 0,95.

Для нахождения длин пробегов были рассчитаны и проанализированы кривые прохождения, или, как их иногда называют, коэффициенты пропускания по числу частиц  $T_N$ :

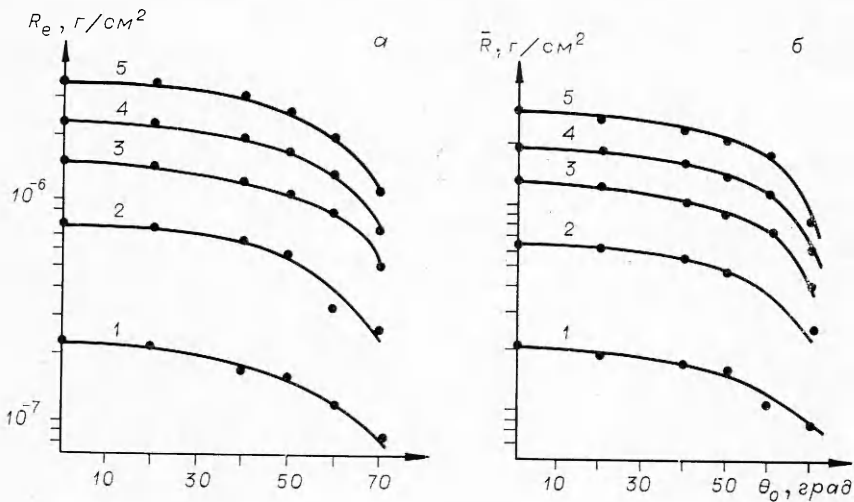
$$T_N(E_0, \theta_0, z) = n(E_0, \theta_0, z)/N,$$



Ф и г. 1

где  $n(z)$  — число частиц из первичного пучка интенсивностью  $N$ , поперечная глубина проникновения которых (вдоль нормали к поверхности поглотителя) равна массе  $z$ ;  $E_0$  и  $\theta_0$  — начальная энергия иpitch-угол электрона.

На фиг. 1, *a*, *b* приведены примеры кривых  $T_N$ , рассчитанных для  $E_0 = 0,1$  и  $1,0$  кэВ и  $\theta_0 = 0; 20; 40; 60$  и  $70^\circ$  (кривые 1–5 соответственно). Основной особенностью эволюции зависимости  $T = T_N(z)$  с ростом  $\theta_0$  является систематическое нарушение экспоненциального характера этой зависимости, которая хорошо соблюдалась для электронных пучков с  $\theta_0 = 0$  (перпендикулярное падение). При этом если для  $\theta_0 = 0$  можно было довольно однозначно выделить участок кривой  $T_N(z)$ , близкий к прямолинейному, то с ростом  $\theta_0$  подобное выделение становится невозможным. Следовательно, становится неопределенным и понятие того, что принято принимать под экстраполированной длиной пробега. Во всем интервале начальных углов вхождения электронов в поглотитель физически определенными остаются только понятия нормальной  $R_e$  и средней  $\bar{R}$  длин пробегов. Напомним, что под нормальной длиной пробега  $R_e$  понимают величину массы вещества, после прохождения которой интенсивность первичного пучка уменьшится в  $e$  раз. Под средней длиной пробега



Ф и г. 2

Т а б л и ц а 1

$\theta_0$ $E_0, \text{кэВ}$	0	20	40	50	60	70
0,1	2,08(-7)*	1,90(-7)	1,73(-7)	1,53(-7)	1,13(-7)	0,895
0,3	6,72(-7)	6,32(-7)	5,53(-7)	4,86(-7)	3,18(-7)	2,48(-7)
0,5	1,35(-6)	1,24(-6)	1,06(-6)	0,932(-6)	0,748(-6)	0,41(-6)
0,7	1,94(-6)	1,89(-6)	1,61(-6)	1,43(-6)	1,18(-6)	0,621
1,0	2,94(-6)	2,73(-6)	2,41(-6)	2,18(-6)	1,76(-6)	0,851

П р и м е ч а н и е.\*  $2,08(-7)=2,08 \cdot 10^{-7}$ .

Т а б л и ц а 2

$\theta_0$ $E_0, \text{кэВ}$	0	20	40	50	60	70
0,1	2,3(-7)	2,12(-7)	1,72(-7)	1,52(-7)	1,15(-7)	8,40(-7)
0,3	7,85(-7)	7,40(-7)	6,45(-7)	5,65(-7)	3,25(-7)	2,55(-7)
0,5	1,5(-6)	1,40(-6)	1,21(-6)	1,06(-6)	8,85(-7)	5,1(-7)
0,7	2,32(-6)	2,24(-6)	1,91(-6)	1,65(-6)	1,30(-6)	7,22(-7)
1,0	3,47(-6)	3,30(-6)	2,90(-6)	2,5(-6)	1,95(-6)	1,09(-6)

$\bar{R}$  понимают математическое ожидание плотности распределения длин пробегов первичных электронов:

$$\bar{R} = \int_0^{\infty} z \frac{\partial T_N(z)}{\partial z} dz \Big/ \int_0^{\infty} \frac{\partial T_N(z)}{\partial z} dz.$$

Однако прежде, чем рассчитывать  $R_e$  и  $\bar{R}$ , рассмотрим особенности в поведении  $T_N(z)$ , причинами которых являются эффекты отражения электронов магнитным полем за счет продольного градиента поля. Последние для  $\theta_0 > 60^\circ$  приводят к тому, что часть электронов, не испытав ни одного соударения, оказывается отраженной магнитным полем уже на первой длине свободного пробега. На кривых  $T_N(z)$  тогда формируется область резкого уменьшения интенсивности первичного пучка, заключенная в пределах  $z \leq z_1$  ( $z_1$  — масса вещества-поглотителя, проходимая электроном до первого столкновения). Поэтому при расчете нормальных длин пробегов будем определять их на уровне ослабления  $T_N(z)$  в  $e$  раз относительно значения  $T_N(z)$  при  $z = z_i$ :

$$T_N(z_1) = 1 - F(\theta_0),$$

где  $F(\theta_0)$  — часть электронов первичного единичного пучка, которая была отражена магнитным полем до первого соударения. Подобный подход к определению  $R_e$  в случае присутствия неоднородного магнитного поля позволяет сохранить эту величину как характеристику энергии первичного электронного пучка. Рассчитанные  $R_e$  и  $\bar{R}$  для  $E_0 = 0,1; 0,3; 0,5; 0,7$  и  $1,0$  кэВ (кривые 1—5 соответственно) как функции начальныхpitch-углов приведены на фиг. 2, а, б, откуда видно, что  $R_e$  и  $\bar{R}$  испытывают плавное уменьшение с увеличением начального угла вхождения пучка в поглотитель при всех начальных энергиях. Численные значения рассчитанных нормальных и средних длин пробегов приведены в табл. 1, 2 (значения даны в г/см<sup>2</sup>).

Авторы выражают благодарность Г. В. Старкову за обсуждение полученных результатов и Л. К. Хвостенко за помощь в проведении расчетов.

Поступила 26 XII 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Katz L., Penfold A. S. Range-energy relation for electron and the determination of beta-ray end-point energies by absorption.— Rev. Mod. Phys., 1952, vol. 24, p. 28.
2. Khare S. P., Varshi Y. P. Modified flummersfeld range energy relation for electrons.— Annalen Phys., 1961, vol. 7, p. 220.
3. Gledhill J. A. The range-energy relation for 0.1–500keV electrons.— J. Phys., 1973, vol. A6, p. 1420.
4. Anslow G. The total ionization produced in air by electrons of various energies.— Phys. Rev., 1925, vol. 25, p. 484.
5. Lehmann J. F., Osgood T. H. The total ionization due to absorption in air of slow cathode rays.— Proc. Roy. Soc., 1927, vol. 115, p. 609.
6. Joung J. R. Penetration of electrons in aluminium oxide films.— Phys. Rev., 1956, vol. 103, p. 292.
7. Hartman P. L. New measurements of the fluorescence efficiency of air under electron bombardment.— Planet. Space Sci., 1968, vol. 16, p. 1325.
8. Вятский А. Я., Храмов В. Ю. Закономерности взаимодействия электронов средних энергий с массивными твердыми телами.— ФТТ, 1975, т. 17, с. 3432.
9. Иванов В. Е., Осипов Н. К. Закономерности взаимодействия электронов малых энергий с массивными газовыми поглотителями.— ПМТФ, 1981, № 1.
10. Иванов В. Е., Осипов Н. К., Старков Г. В., Хвостенко Л. К. Метод Монте-Карло в задачах переноса малоэнергичных ( $E < 1$  кэВ) электронов в атмосфере.— В кн.: Полярные сияния. М., Наука, 1979.

УДК 533.915

### ВЛИЯНИЕ КАТОДНОГО СЛОЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, В. Н. Снытников  
(Новосибирск)

Объемный разряд с предыонизацией газа пучком электронов нашел широкое применение при создании мощных лазерных систем, так как он может обеспечить возбуждение больших объемов газа при давлении  $p \sim 1$  атм [1, 2]. Однако физические процессы, определяющие основные закономерности поглощения энергии, исследованы явно недостаточно, особенно это относится к приэлектродным слоям разряда. Важность изучения катодного и анодного падений потенциала обусловлена их определяющей ролью в поддержании тока в разряде на уровне, заданном внешним источником и проводимостью газа разрядного промежутка [3], а также влиянием на устойчивость объемного разряда [4].

Численное моделирование катодного слоя (см., например, [5–7]) ограничивается дрейфовым приближением и не учитывает многие процессы — фотоионизацию, изменение скорости ударной ионизации при большой плотности поглощаемой энергии, ступенчатые процессы и т. д., — которые могут существенно повлиять на его реальные параметры.

В данной работе впервые проведены измерения концентрации электронов  $n$  интерферометрическим методом, исследованы вольт-амперные характеристики разряда (ВАХ) и определена величина катодного падения потенциала в зависимости от  $j_k/p^2$  в мощном объемном разряде при  $p = 0,25 - 1$  атм азота ( $j_k$  — плотность разрядного тока на катоде).

Объемный разряд в азоте с содержанием примесей  $\leq 0,2\%$  зажигался в камере электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера, подробное описание которого приведено в работе [2]. Ионизация газа осуществлялась пучком элект-