

2. Spencer L.V., Attix F.H. A Theory of Cavity Ionization. - Rad. Rev., 1955, v. 3, N 3, p. 239-250.

3. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М., Атомиздат, 1972, с. 74-119.

4. Parthasaradhi K., Hansen H.H. Attenuation Coefficient Measurements for 33 - to 165. 8 keV Photons: Analysis in Terms of Total Photoelectric Cross Sections. - Phys. Rev. A, 1974, v. 10, N 2, p. 563-564.

5. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М., "Наука", 1969, с. 9-16.

6. Spencer L.V., Fano U. Energy Spectrum Resulting from Electron Slowing Down. - Phys. Rev., v. 96, N 6, p. 1172-1181.

7. McGinnies R.T. Energy Spectrum Resulting from Electron Slowing Down. - NBS-Circular 597, 1959.

8. Burlin T.E., Husain S.R. The Low Energy Portion of the Electron Spectrum Conducting Materials. - Phys. in Med. and Biology, 1968, v. 13, N 2, p. 169-174.

9. Радиационная дозиметрия, Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М., Изд-во иностр. литер., 1958, с. 33-38.

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ СО ВРЕМЕНЕМ

*В. И. Иванов, Е. Д. Клещенко,
В. В. Конюков, В. В. Фролов*

Большинство представлений о проводимости жидких диэлектриков под действием излучения [1-3] основаны на предположении о неравномерном пространственном распределении ионов. Поэтому такое распределение является, по-видимому, решающим для правильного описания закономерностей, наблюдаемых в ионизационных камерах с жидким диэлектриком. Многие авторы [4-9] находят начальное распределение ионов $n^0(r)$, формально задавая подходящую функцию с одним или двумя параметрами, которые определяются из условия совпадения рассчитанного значения радиационного выхода свободных ионов $G_{св}$ с экспериментальным. В соответствии с теорией начальной рекомбинации [3]

$$G_{св}(\epsilon) = G_n \int_0^{\infty} 4\pi r^2 n^{\circ}(r) f(r, \epsilon) dr, \quad (1)$$

где $n^{\circ}(r)$ - концентрация электронов, термализовавшихся на расстоянии $r-r+dr$ от родительского иона; ϵ - напряженность электрического поля; $f(r, \epsilon)$ - функция, определенная в общем виде Онсагером [3] (в практических расчетах используются ее представления в виде ряда по степеням r и ϵ [8, 10, 11]); G_n - радиационный выход ионов в парах жидкости.

Обычно сравнение с экспериментом проводят для значений $G_{св}$, экстраполированных к $\epsilon=0$. В этом случае $f(r, \epsilon) = \exp[-\frac{r_k}{r}]$, где $r_k = \frac{e^2}{\omega \kappa T}$; e - заряд электрона; ω - диэлектрическая постоянная; κ - постоянная Больцмана; T - температура.

В работах [4-9] предложены распределения следующих видов:

$$n^{\circ}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \delta(r-r_0); \quad (2.1)$$

$$n^{\circ}(r) = \frac{1}{(\pi^{3/2} r_0^3)^{2/3}} \exp\left[-\frac{r^2}{r_0^2}\right]; \quad (2.2)$$

$$n^{\circ}(r) = \frac{1}{4\pi r^2 r_0} \exp\left[-\frac{r}{r_0}\right]; \quad (2.3)$$

$$n^{\circ}(r) = \frac{1}{4\pi^{3/2} r_0^2 b} \exp\left[-\frac{(r-r_0)^2}{b^2}\right]; \quad (2.4)$$

$$\left. \begin{aligned} n^{\circ}(r) &= \frac{2,7}{4\pi r_0^3} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-5,7} & r > r_0 \\ n^{\circ}(r) &= 0 & r < r_0 \end{aligned} \right\}; \quad (2.5)$$

где b и r_0 - свободные параметры, причем r_0 интерпретируется, как среднее для всего спектра электронов расстояния термализации. Фримен [7] показал, что распределения (2.1 - 2.5), согласуясь с экспериментом при $\epsilon=0$, приводят к заниженным значениям $G_{св}$ при $\epsilon \neq 0$. Он же показал, что введение в распределение члена пропорционального r^{-3} позволяет получить правильное значение $G_{св}(\epsilon)$.

Кроме того, перечисленные распределения теряют смысл при $r \approx 10^{-7}$ см, поскольку длина волны термализованного электрона при комнатной температуре $\approx 5 \cdot 10^7$ см, и

классическое представление об электро́не уже неприменимо. На это обстоятельство указано в работе [6], где вместе с распределением (2.3) рассматривается аналогичное, но обрезанное при $r^0 \approx 5 \text{ \AA}$, r^0 интерпретируется как расстояние, начиная с которого электрон можно рассматривать как плоскую волну. В работе [9] предложено распределение, учитывающее указанные замечания

$$\left. \begin{aligned} n^0(r) &= 0 & 0 < r < r^0 \\ n^0(r) &= \frac{1}{4\pi r^2 \delta} \exp\left[-\frac{r^0 - r}{\delta}\right] & r^0 \leq r \leq r^0 + 3,5\delta \\ n^0(r) &= \frac{0,74\delta^2}{4\pi r^2} \frac{1}{(r - r^0)^3} & r^0 + 3,5\delta < r < \infty \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $r^0 \approx 20 \text{ \AA}$; $\delta \approx 250 \text{ \AA}$ для гексана и рассматривается как длина ослабления плоской волны электрона в рамках теории рассеяния электронов в диэлектриках [12, 13]. Совпадение $G_{CB}(0)$, рассчитанных по различным распределениям (2.1 - 2.5), обусловлено тем, что значение $G_{CB}(0)$ определяется в основном электронами с $r \gtrsim r_K$, при которых начальные распределения ионов $n^0(r)$ в любом представлении близки друг к другу. При малых r форма представления $n^0(r)$ мало сказывается на значении G_{CB} в силу того, что $\exp[-\frac{r_K}{r}] \ll 1$. Добавка слагаемого, пропорционального r^{-3} в G_{CB} выражение (3), дает вклад в $G_{CB}(\epsilon)$, поскольку влияние внешнего электрического поля существенно при таких расстояниях; где кулоновское поле родительского иона мало. Ни одно из этих распределений не учитывает влияния энергии излучения на радиационный выход.

Попытку учесть свойства излучения впервые осуществил Фримен [10]. Рассчитывая распределение электронов по данным Ли [14], он получил несколько заниженное значение $G_{CB}(0)$. Следуя Фримену, авторы настоящей работы рассчитали эффективность сбора ионов в камере с жидким диэлектриком [15], комбинируя экспериментальные данные об энергетическом спектре электронов с рассчитанными по методу Монте-Карло. Неопределенность, отмеченная в работе [6], оказалась мало существенной, поскольку при энергиях менее 20 эВ учитывалось общее число электронов, которые считались распределенными равномерно в диапазоне 0 - 20 эВ, что не вносит большой погрешности ввиду малости $\exp[-\frac{r_K}{r}]$ в этой области. Значение эффективности сбора ионов оказалось равным 3%, что соответствует значению $G_{CB}(0) = 0,13$,

согласующемуся с экспериментальными данными. Интересно, что в области $r = 10^2 - 10^4 \text{ \AA}$ принятое в работе [15] распределение имеет вид r^{-3} так же, как и в формуле (3). Исследуя зависимость радиационного выхода от энергии излучения в работе [16], авторы при определении начального распределения $n^{\circ}(r)$ использовали дифференциальные сечения ионизации [17], рассчитанные по теории парных столкновений. Используя очевидное соотношение $n^{\circ}(E)dE = n^{\circ}(r)dr$ и приближение $r = aE$ [18], где a — постоянная; E — энергия вторичного электрона, из формул Гарсия [17] для дифференциального сечения ионизации можно получить начальное распределение ионов в виде

$$n^{\circ}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_i c_i \frac{7+3\rho}{\rho(\rho+1)^3}, \quad (4)$$

где c_i — константа, зависящая от энергии излучения и свойств среды; $\rho = \frac{r}{au_i}$; u_i — энергия связи i -го электрона в молекуле. При $r \approx 10^3 \text{ \AA}$ распределения (4) и (3) имеют одинаковый вид. Рассчитанные по формуле (4) значения радиационного выхода ионов для различной температуры удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. На рис. 1 для сравнения приведены распределения $n^{\circ}(r)$, полученные для гексана по разным формулам.

Достоинством способа определения начального распределения по формуле (4) является отсутствие произвольных параметров и наличие в c_i явной зависимости от энергии излучения.

Описывая уравнение вольт-амперной характеристики ионизационной камеры с жидким диэлектриком, Яффе [1] также вводит начальное распределение ионов $n(r)$. Законы рекомбинации, которую он учитывает, справедливы при межзонных расстояниях, превышающих радиус действия кулоновского поля ионов [19]. Поэтому распределение $n^{\circ}(r)$ и $n(r)$ не эквивалентны. Процессы объемной рекомбинации, частным случаем которой является колонная рекомбинация, протекают за времена $10^{-5} - 10^{-2}$ с, тогда как начальная рекомбинация завершается за время, равное 10^{-12} с [9]. После завершения начальной рекомбинации термализовавшиеся и избежавшие начальной рекомбинации электроны, будучи захваченными молекулами, образуют отрицательные ионы. Пространственное распределение таких ионов, которое можно считать стационарным по отношению к $n^{\circ}(r)$, описывается формулой

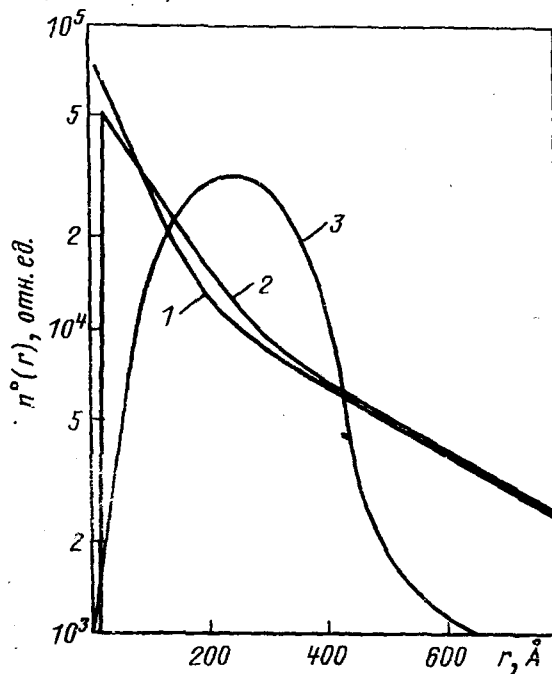


Рис. 1. Начальное распределение ионов $n^0(r)$:

- 1 - настоящая работа (формула (4));
 2 - Фримен [9] (формула (3));
 3 - Мозумдер [8] (формула (2,4)).

$$n(r) = n^0(r) \exp\left[-\frac{r_k}{r}\right]. \quad (5)$$

Это распределение не совпадает с тем, которое принимали в своих расчетах Яффе [1] и Ли [2]. Можно показать [20], что решение системы уравнений ионизационной камеры не очень критично к распределению $n(r)$. На рис. 2 приведены распределения $n(r)$, рассчитанные с использованием формулы (4), и распределение Яффе. Максимум в $n(r)$, полученном с использованием формулы (4), достигается при $r \approx 100 \text{ \AA}$, что удовлетворительно согласуется с оценками Янса [21] ($r \approx 80 \text{ \AA}$) и Шмидта [4] ($r \approx 120 \text{ \AA}$). При наличии внешнего электрического поля распределение $n(r)$, в отличие от $n^0(r)$ и распределения Яффе, оказывается зависящим от напряженности этого поля. Удерживая в любом из разложений [8, 10, 11] первый член, зависящий от нап-

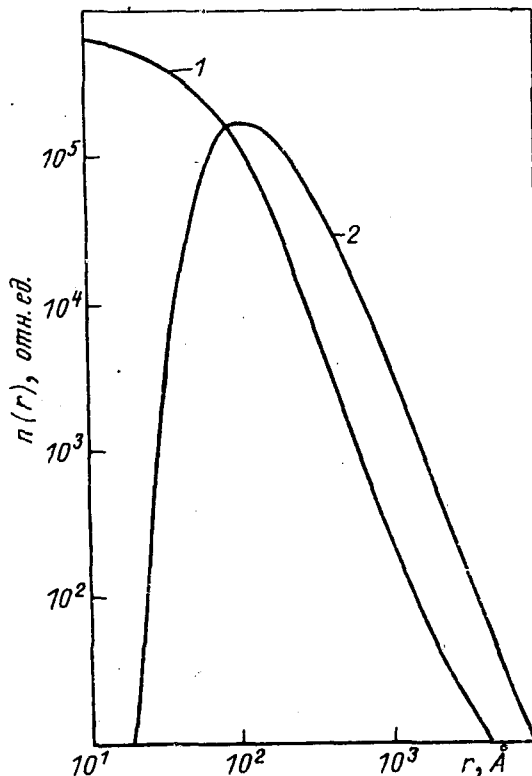


Рис. 2. Пространственное распределение ионов $n(r)$:
 1 - распределение Яффе [4];
 2 - настоящая работа (формула (5))

ряженности поля, можно получить соотношение

$$n(r) = n^0(r) \exp\left[-\frac{r_k}{r}\right] \left[1 + \frac{e^3}{\omega k^2 T^2} \epsilon\right]. \quad (6)$$

Наличие в выражении (6) линейной зависимости от напряженности поля позволяет получить линейный участок вольт-амперной характеристики ионизационной камеры с жидким диэлектриком формальной подстановкой $n(r)$ в начальные условия для системы уравнений ионизационной камеры [20]. При подстановке начального распределения (4) в формулу (6) и $r \gg r_k$ реализуется случай газонаполненной камеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jaffe G. Zur Theorie der Ionization in Kolonnen - "Ann. d. Phys.," 1913, v. 42, p. 303-344.

2. Kara-Michailova E., Lea D.E. The interpretation of ionization measurements in gases at high pressures. - Proc. Cambridge Phil. Soc., 1940, v. 36, p. 101-126.
3. Onsager L. Initial recombination of ions. - "Phys. Rev.," 1938, v. 54, p. 554-557.
4. Schmidt W.F., Allen A.C. Yields of free ions in irradiated liquids; determination by a clearing fields. - "J. Phys. Chem.," 1968, v. 72, p. 3730-3736.
5. Leone J.A., Hamill W.H. Distribution of free ions in dielectric liquids. - "J. Chem. Phys.," 1968, v. 49, p. 5304-5312.
6. Abel G.C., Funabashi K. The simple distribution for initial electron-positive ion separation distance as seeing in radiolyses of alkanes. - "J. Chem. Phas.," 1973, v. 58, p. 1079-1085.
7. Electron ranges in liquid alkenes, dienes and alcyne. Range distribution function in hydrocarbons. - "J. Chem. Phys.," 1973, v. 59, p. 2376-2386, J. - P. Dodelatt, K. Shinsata, U. Kortsch, G.R. Freeman.
8. Mozumder A. Effect an external electric field on the yield of free ions. I. General results from the Onsager theory. - "J. Chem. Phys.," 1974, v. 60, p. 4300-4310.
9. Dodelett J. -P., Freeman G.R. Ionization in liquid hydrocarbons: - radiolyses yields and electron range distribution function - "J. Chem. Phys.," 1974, v. 60, p. 4657-4659.
10. Freeman G.R., Fayadh J.M. Effect of dielectric on yields of ions induced by -radiolyses of liquids. - "J. Chem. Phys.," 1965, v. 43, p. 86-92.
11. Terlecki J., Fiutak J. Onsager's recombination theory applied to liquid alnes. - "Int. J. Rad. Chem.," 1972, v. 4, p. 469-478.
12. Berry W.B. Low energy electron transmission through ice film at 77°K. - "J. Chem. Phys.," 1971, v. 54, p. 1836-1838.
13. Davis H.F., Schmidt L.D., Mindey R.M. Kinetic theory of excess electrons in polyatomic gases, liquids and solids. - "Phys. Rev. A," 1971, v. 3, p. 1027-1037.
14. Ли Д.Е. Действие радиации на живые клетки. М.2л., Атомиздат, 1963, с. 53.

15. Измерение эффективности собирания ионов в камере, наполненной жидким диэлектриком. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 11. Под ред. Кимеля Л.Р. 1970, с. 86-97. Авт.: В.И. Иванов, Е.Д. Клещенко, В.А. Машенко, В.В. Фролов.

16. О зависимости радиационного выхода ионов в жидких диэлектриках от температуры и энергии излучения. - "ЖТФ", 1974, т. 44, с. 2383-2387. Авт.: В.И. Иванов, Е.Д. Клещенко, Ю.П. Сухановский, В.В. Фролов.

17. Garcia J.D. Ejected electron distributions. - "Phys. Rev.", 1969, v. 177, p. 223-229.

18. Kobetich E.J., Katz R. Energy deposition by electron beams and rays. - "Phys. Rev.", 1968, v. 170, p. 391-396.

19. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М. -Л., Гостехиздат, 1950, с. 117.

20. Иванов В.И., Е.Д. Клещенко, В.В. Фролов. К уравнению вольт-амперной характеристики ионизационной камеры с жидким диэлектриком. - В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 17. Под ред. В.В. Баранова. М., Атомиздат, 1975.

21. Jahus A., Jacobi W. Leitfähigkeit von Hexan bei Einwirkung von γ -Strahlen und ihr Bedeutung für die Dosimetrie. - Zeit. f. Naturforsch., 1965, v. 21a, p. 1400-1410.

К УРАВНЕНИЮ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ С ЖИДКИМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

В. И. Иванов, Е. Д. Клещенко, В. В. Фролов

Проводимость жидких диэлектриков под действием ионизирующего излучения во многом аналогична проводимости ионизированных газов. Поэтому для описания вольт-амперной характеристики жидкостной ионизационной камеры используется та же система уравнений баланса ионов, что и для газов [1]

$$\frac{\partial n}{\partial t} \pm = \mp \operatorname{div}(n_{\pm} \mu_{\pm} \mathcal{E}) + D_{\pm} \operatorname{div} \operatorname{grad} n_{\pm} + \alpha n_{+} n_{-}, \quad (1)$$

где n_{+}, n_{-} ; μ_{+}, μ_{-} ; D_{+}, D_{-} - соответственно концентра-