

УДК 539.186

ЭЛЕКТРОН-ИОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ НА СЛЕДАХ ЭЛЕКТРОНОВ В СЖАТОМ КСЕНОНЕ

*А. Е. Болотников, В. В. Дмитренко, А. С. Романюк,
С. И. Сучков, З. М. Утешев*

Показано, что следы электронов с энергией 0.1—1.7 МэВ в сжатом ксеноне представляют собой совокупность сгустков ионизации, образованных дельта-электронами, имеющих положительно заряженное ядро (ионный остов), окруженное электронным облаком. Для описания рекомбинации в таких сгустках использован модифицированный формализм Онзагера. Приведены зависимости рекомбинационного коэффициента от плотности ксенона, энергии гамма-излучения, концентрации водорода. Показано, что при плотностях более 0.6 г/см³ рекомбинационные процессы в сгустках могут определять энергетическое разрешение гамма-спектрометров на основе сжатого ксенона.

Одним из важнейших процессов, происходящих в детекторах ионизирующих частиц, является электрон-ионная рекомбинация. Несмотря на то что этот процесс изучается уже более 60 лет, в настоящее время не существует детально разработанных теорий, позволяющих описать рекомбинационные процессы во всех средах и при любых условиях.

Для описания рекомбинации на следах заряженных частиц используются в основном два подхода — подход, основанный на теории Яффе [1] (или ее модификациях Ли [2] и Крамерса [3]), и подход, основанный на теории Онзагера [4]. В основе первой группы теорий лежит предположение о том, что на следе частицы (который представляет собой колонку в теории Яффе либо сгустки в теории Ли) образуется плазма. Отрицательные и положительные заряды имеют одинаковую форму пространственного распределения, которое описывается одним и тем же уравнением, в правую часть которого входят три члена, отвечающие за диффузию, дрейф и рекомбинацию. Хорошее согласие с экспериментом для этой группы теорий наблюдается в тех случаях, когда рекомбинация происходит в среде, где электроны, возникающие в процессах ионизации, быстро захватываются, образуя электроотрицательные ионы. Для таких групп веществ точность соответствия теории с экспериментом может быть лучше 1 % [5].

Второй подход сформулирован в работе Онзагера [4] и широко используется в настоящее время для описания рекомбинации в жидких углеводородах. Суть его заключается в описании броуновского движения электрона в поле родительского иона. Очевидно, что в этом случае удовлетворительное согласие с экспериментом может быть получено лишь в случае, когда электрон термализуется вблизи родительского иона, а расстояние между ионами много больше, чем расстояние в паре электрон—ион. Описание движения нескольких электронов в совокупном поле ионов представляет собой сложную задачу. В настоящее время имеется единственная попытка провести расчет методом Монте-Карло для случая трех пар ионов в жидких органических диэлектриках [6].

Для описания рекомбинации на следе высокоэнергетических частиц в благородных газах (как в жидкой, так и в газообразной фазе) до настоящего времени использовались оба подхода, упомянутых выше [7, 8]. В обоих случаях достигалось удовлетворительное согласие с экспериментом. Однако при более

глубоком анализе полученных результатов обнаруживались противоречия. Так, в [9] отмечалось, что параметр b , характеризующий ширину распределения электронов относительно своего родительского иона в жидком аргоне, много меньше, чем ожидалось. Противоречия такого типа нам кажутся естественными, поскольку применение того или другого подхода в данном случае не основывается на реальной структуре электронных треков в благородных газах.

Ниже на примере сжатого ксенона рассматривается возможный подход к описанию электрон-ионной рекомбинации, использующий модифицированный формализм Онзагера.

Особенности структуры треков слабоионизирующих частиц в сжатом ксеноне

След ионизирующей частицы представляет собой совокупность сгустков ионизации, размеры и плотность которых определяются свойствами среды, энергией, поглощенной в акте взаимодействия, и местом, которое занимал дельта-электрон до передачи ему энергии в оболочке атома.

Рассмотрим сгусток ионизации, образованный отдельным дельта-электроном. По мере того как происходит диссипация энергии дельта-электрона, образуются подпороговые электроны (с энергией меньше потенциала ионизации). Средняя энергия подпороговых электронов около 5 эВ. В дальнейшем происходит замедление этих электронов до тепловых энергий (термализация). В благородных газах при энергиях меньше потенциала возбуждения электроны теряют свою энергию в упругих столкновениях с атомами.

Пусть в некоторой точке имеется электрон с энергией ε . Потери электрона в момент времени t при столкновениях с атомами среды

$$d\bar{\varepsilon}(t)/dt = \nu(t) \Delta\bar{\varepsilon},$$

$\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона, $\Delta\bar{\varepsilon}$ — средняя потеря энергии в одном столкновении, ν — частота столкновений

$$\nu = N (2\bar{\varepsilon}/m)^{1/2} \sigma(\bar{\varepsilon}),$$

N — число атомов в единице объема, m — масса электрона, $\sigma(\bar{\varepsilon})$ — сечение рассеяния. Если электрон теряет энергию только в упругих столкновениях с атомами газа, то

$$\Delta\bar{\varepsilon} = \frac{2m}{M} (\bar{\varepsilon}_T - \bar{\varepsilon}), \quad (1)$$

где M — масса атома газа, $\bar{\varepsilon}_T$ — тепловая энергия электронов. Тогда

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{2m}{M} N (\bar{\varepsilon}_T - \varepsilon) \left(\frac{2\bar{\varepsilon}}{m}\right)^{1/2} \sigma(\bar{\varepsilon}). \quad (2)$$

Пусть b — наиболее вероятное расстояние, на которое сместится электрон. Тогда

$$d(b^2) = 4Ddt.$$

Положив, что $eD/\mu = \bar{\varepsilon}$, где D — коэффициент диффузии, μ — подвижность электрона, и используя (1), получим

$$\begin{aligned} d(b^2) &= \frac{4\mu\bar{\varepsilon}dt}{e} = \frac{4\bar{\varepsilon}}{e} \frac{2e}{3m} \frac{1}{N \left(\frac{2\bar{\varepsilon}}{m}\right)^{1/2} \sigma(\bar{\varepsilon})} \frac{d\bar{\varepsilon}}{2 \frac{m}{M} N (\bar{\varepsilon}_T - \bar{\varepsilon}) \left(\frac{2\bar{\varepsilon}}{m}\right)^{1/2}} = \\ &= \frac{2}{3} \frac{d\bar{\varepsilon}}{N^2 \frac{m}{M} (\bar{\varepsilon}_T - \bar{\varepsilon}) \sigma^2(\bar{\varepsilon})}. \end{aligned}$$

Отсюда при замедлении от ϵ до $2\epsilon_T$

$$b^2 = \frac{2}{3} \frac{M}{N^2 m} \int_{\epsilon}^{2\epsilon_T} \frac{d\bar{\epsilon}}{(\bar{\epsilon}_T - \bar{\epsilon})^2 (\bar{\epsilon})}. \quad (3)$$

Среднеквадратичное смещение электрона можно получить из соотношения

$$\bar{r}^2 = \frac{3}{2} b^2.$$

Для того чтобы перейти к числовым значениям, необходимо задаться конкретным видом зависимости $\sigma(\bar{\epsilon})$. Для ксенона при малых плотностях принята аппроксимация сечения, приведенная в [10]. При расчете полагалось, что $\epsilon = 0.5$ эВ. Вкладом расстояний, на которые происходят смещения электронов от места образования при его торможении от начальной энергии до 0.5 эВ, пренебрегалось. Выбор указанной энергии обусловлен следующими факторами.

1. При энергиях выше минимума Рамзауэра (больше 0.5 эВ) резко возрастает сечение рассеяния и увеличивается сброс энергии в единичном акте рассеяния (1).

2. В наших экспериментах использовалась смесь $\text{Xe} + n\% \text{H}_2$. В этом случае при энергиях больше 0.5 эВ основные потери происходят при неупругих столкновениях с атомами водорода.

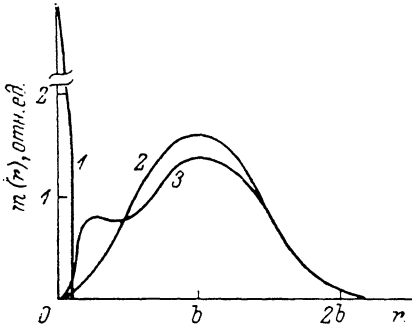


Рис. 1. Распределение зарядов по радиусу в сгустке.

1 — положительно заряженные ионы, 2 — электроны, 3 — электроны в случае удерживания части электронов вблизи положительно заряженного сгустка ионов,

Тогда из (3) получаем $b = 0.55$ мм, $\sqrt{\bar{r}^2} = 0.7$ мм при атмосферном давлении ксенона. Нормированная плотность электронов на расстоянии r от точки начала термализации

$$n(r) = \frac{1}{\pi^{3/2} b^3} \exp(-r^2/b^2). \quad (4)$$

Распределение электронов по радиусу, нормированное на 1,

$$m(r) = \frac{4r^2}{\sqrt{\pi} b^3} \exp(-r^2/b^2). \quad (5)$$

На рис. 1 это распределение показано кривой 2.

При малых энергиях дельта-электронов их средний практический пробег в ксеноне при атмосферном давлении составляет

$$\bar{R} = 1.54 \cdot 10^{-2} \epsilon, \text{ мм},$$

где ϵ — энергия дельта-электронов в кэВ [11]. Эта формула хорошо согласуется с современными экспериментальными данными [12]. Отсюда следует, что при энергиях < 10 кэВ размер электронного облака превосходит размер трека на порядок и более.

При торможении электрона с энергией 1 кэВ образуется около 50 электрон-ионных пар. После того как электроны выйдут за пределы трека, они начинают двигаться в поле центрального положительно заряженного ядра (ионы на следе частицы). Когда пробег мал (например, при высоких плотностях), совокупное поле положительных ионов может стать столь большим, что ближайшие к ядру электроны будут удерживаться. В результате распределение электронов может искажаться (кривая 3 на рис. 1). Внешние электроны слабее связаны с ядром из-за экранировки его заряда электронным облаком. Поэтому для них вид функции распределения должен быть близким к (5) (правое крыло кривой 3).

Предположив, что все положительные ионы сконцентрированы в центре сгустка, энергию данного электрона в поле сгустка можно записать в виде

$$U = -\tau \left(\frac{Ze^2}{|r|} - \sum_{i=1}^{Z-1} \frac{e^2}{|r-r_i|} \right), \quad (6)$$

где τ — коэффициент, связанный с размерностью; Z — число положительных ионов; r — радиус-вектор для данного электрона; r_i — радиус-вектор i -го электрона. Для потенциала, заданного в таком виде, будет справедливо уравнение, которое решалось Онзагером [4] для определения вероятности P электрону покинуть родительский нон и стать свободным

$$\operatorname{div} \left(\exp \left(-\frac{U}{kT} \right) \operatorname{grad} P \right) = 0. \quad (7)$$

В этом случае при отсутствии внешнего поля решением уравнения является функция

$$P = \exp(U/kT).$$

Для определения величины P в случае сгустка необходимо подставить потенциал (6). Однако в дальнейшем использовать U в виде (6) представляется неудобным, поэтому для определения вида функции $U(r)$ воспользуемся приближением непрерывного распределения отрицательного заряда. Если $n(r)$ — функция распределения плотности отрицательного заряда, то напряженность поля в точке, находящейся на расстоянии r от центра, будет

$$E = \frac{\tau e}{r^2} \left(Z - Z \int_0^r n(r') 4\pi (r')^2 dr' \right).$$

Подставляя $n(r)$ в виде (4), вычисляем потенциал на расстоянии от центра сгустка

$$V(z, r) = -\frac{\tau Z e}{\sqrt{\pi} b} \int_{(r/b)^2}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt + \frac{\tau Z l}{b} \int_{\infty}^{r/b} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \right) \frac{dx}{x^2}. \quad (8)$$

Энергия связи данного электрона в сгустке

$$U = eV(z-1, r) - \tau e^2/r.$$

При наличии внешнего поля решается уравнение (7) для энергии

$$W = U - eEr \cos \theta,$$

где θ — угол между полем E и радиус-вектором r . При решении уравнения (7), как правило, пользуются усреднением по углу θ [8]. Однако в [13] отмечалось, что такая операция некорректна, а усреднение необходимо проводить по $\cos \theta$. В дальнейшем мы воспользуемся результатами работы [13], в которой решение уравнения Онзагера представлено в наиболее удобной для нас форме.

После усреднения по $\cos \theta$ вероятность электрону избежать рекомбинации записывается в виде

$$P = 1 - (2\beta)^{-1} \sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) A_k(2\beta), \quad (9)$$

$$A_k(\alpha) = 1 - \exp(-\alpha) \left(1 + \alpha + \frac{\alpha^2}{2!} + \dots + \frac{\alpha^k}{k!} \right), \quad (10)$$

где

$$\alpha = -U/kT, \quad \beta = eEr/2kT.$$

Рассмотрим ряд

$$I = \frac{1}{2\beta} \sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) A_k(2\beta).$$

Используя вид A_k (10), имеем

$$I = \frac{1}{2\beta} \sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) - \frac{\exp(-2\beta)}{2\beta} \sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) \left(1 + 2\beta + \dots + \frac{(2\beta)^k}{k!}\right).$$

Учитывая, что $\sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) = \alpha$ [13], получим

$$I = \frac{\alpha}{2\beta} - \frac{\exp(-2\beta)}{2\beta} \sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) \left(1 + 2\beta + \dots + \frac{(2\beta)^k}{k!}\right).$$

Можно показать, что

$$\sum_{k=0}^{\infty} A_k(\alpha) \left(1 + 2\beta + \dots + \frac{(2\beta)^k}{k!}\right) = \alpha \exp(2\beta) - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2\beta)^k}{k!} \sum_{n=0}^{k-1} A_n(\alpha).$$

Тогда

$$\begin{aligned} I &= \frac{\alpha}{2\beta} - \frac{\exp(-2\beta)}{2\beta} \left[\alpha \exp(2\beta) - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2\beta)^k}{k!} \sum_{n=0}^{k-1} A_n(\alpha) \right] = \\ &= \frac{1}{2\beta} \exp(-2\beta) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2\beta)^k}{k!} \sum_{n=0}^{k-1} A_n(\alpha). \end{aligned} \quad (11)$$

Для дальнейших вычислений необходимо знание значений величины α . В жидком ксеноне при отсутствии поля $P = \exp(-\alpha) \simeq 0.67$ [8], отсюда $\alpha = 0.4$. В нашем случае для всех плотностей, очевидно, $\alpha \leq 0.4$. Для таких α имеем

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2\beta)^k}{k!} \sum_{n=0}^{k-1} A_n(\alpha) &\simeq \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(2\beta)^k}{k!} \alpha + 2\beta(\alpha - A_1(\alpha)) = \\ &= \alpha \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(2\beta)^k}{k!} - 2\beta A_1 = \alpha(\exp(2\beta) - 1) - 2\beta A_1. \end{aligned}$$

Подставляя в (11), получим

$$I = \frac{\alpha}{2\beta} - \frac{\alpha}{2\beta} \exp(-2\beta) \left(1 + A_1(\alpha) \frac{2\beta}{\alpha}\right).$$

Учитывая, что $A_1(\alpha) \simeq 0.1\alpha$, и подставляя I в (9), окончательно запишем

$$P = 1 - \frac{\alpha}{2\beta} + \frac{\alpha}{2\beta} \exp(-2\beta) (1 + 0.2\beta).$$

Для того чтобы получить выражение для относительного выхода заряда со следов высокоэнергетических электронов, необходимо провести усреднение по расстояниям до электронов от центра сгустка и по зарядам всех сгустков на следе частицы. Тогда после подстановки α и β в явном виде получим

$$\frac{A}{A_0} = 1 - \frac{1}{E} \left\langle 2 \frac{U(Z, r)}{er} \right\rangle + \frac{1}{E} \left\langle 2 \frac{U(z, r)}{r} \exp\left(-2 \frac{eEr}{kT}\right) \left(1 + \frac{0.1eEr}{kT}\right) \right\rangle, \quad (12)$$

где A — амплитуда сигнала с детектора, пропорциональная заряду, вышедшему с трека частицы; A_0 — амплитуда сигнала, пропорциональная числу электронов, образовавшихся на треке.

Экспериментальные результаты исследований рекомбинации в сжатом ксеноне

Установка и методика проведения измерений подробно описаны в [14]. В экспериментах использовалась ионизационная камера с сеткой. Плотность газообразного ксенона изменялась в пределах 0.1—1.5 г/см³, концентрация водорода от 0.1 до 0.9 %. Камера облучалась моноэнергетическим гамма-излучением, энергия которого изменялась от 0.12 до 1.7 МэВ. Пик полного поглощения аппроксимировался гауссовой функцией с учетом подложки, и определялись его центр тяжести и ширина. При получении конечных результатов учитывался вклад различных факторов в величину определяемых параметров.

На рис. 2 приведена характерная зависимость обратной величины амплитуды импульса $1/A$ от обратной величины напряженности электрического поля $1/E$ для плотности ксенона $\rho = 1.37$ г/см³, концентрации водорода 0.7 % и энергии гамма-излучения 1063 кэВ. Как можно видеть, экспериментальные данные хорошо описываются функцией вида

$$A = A_0 / (1 + K/E)$$

или

$$\frac{A}{A_0} = 1 - \frac{K}{E} + \left(\frac{K}{E}\right)^2, \quad (13)$$

где K — рекомбинационный коэффициент. Найденная закономерность отличается от (12) коэффициентом второго порядка малости. Как показывают оценки, при небольших E эти коэффициенты близки. Когда же E велику, сами поправки

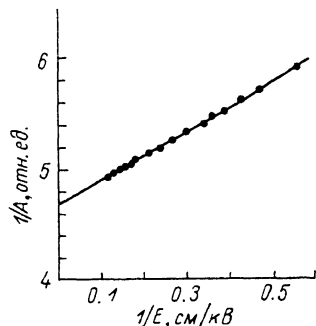


Рис. 2. Зависимость обратной величины амплитуды импульса $1/A$ от обратной величины напряженности электрического поля $1/E$.

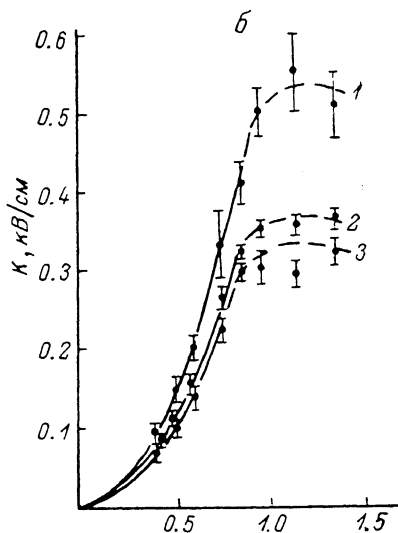
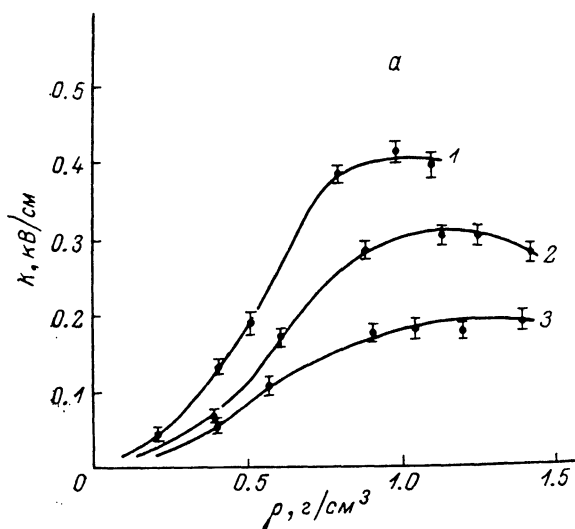


Рис. 3. Зависимости K от плотности ксенона при различных концентрациях водорода (а) и энергиях гамма-излучения (б).

а: 1 — 0.7, 2 — 0.5, 3 — 0.1 %; б: 1 — 122, 2 — 511, 3 — 1115 кэВ.

столь малы, что не проявляются на общем виде зависимости A от E . В дальнейшем все данные по рекомбинации будут представлены в виде зависимостей коэффициента K от различных параметров.

На рис. 3, а, б приведены зависимости K от плотности ксенона. Более детально зависимость K от энергии при различных плотностях можно проследить на рис. 4. Особенности в поведении коэффициента K будут обсуждены ниже.

Необходимо отметить еще одно важное проявление рекомбинационных процессов. На рис. 5 приведены зависимости энергетического разрешения ρ от плотности ксенона для различных энергий гамма-излучения при напряжен-

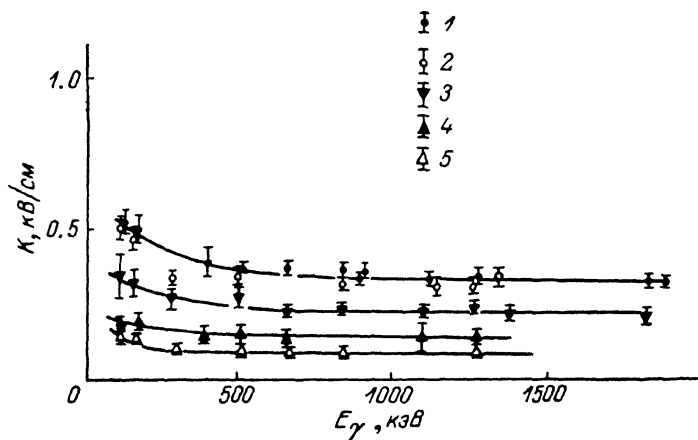


Рис. 4. Зависимость K от энергии гамма-излучения при $\rho=1.35$ (1), 0.96 (2), 0.74 (3), 0.6 (4) и 0.5 г/см³ (5).

ности электрического поля $E=3$ кВ/см. Вид зависимости ρ от E показан на рис. 6. Как видно из рис. 5, при плотностях $0.5-0.6$ г/см³ начинается резкое ухудшение энергетического разрешения. Зависимости энергетического разрешения от энергии гамма-излучения для различных плотностей в поле $E=3$ кВ/см приведены на рис. 7. Сплошные линии — параметризация законом $\delta = a + b/\sqrt{E}$.

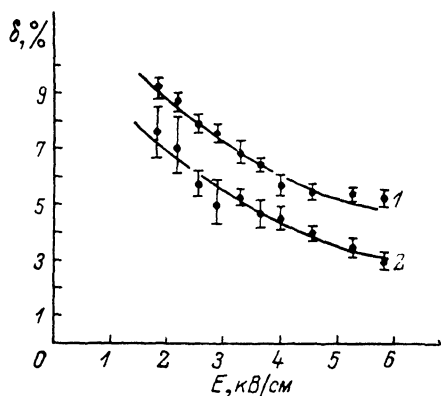
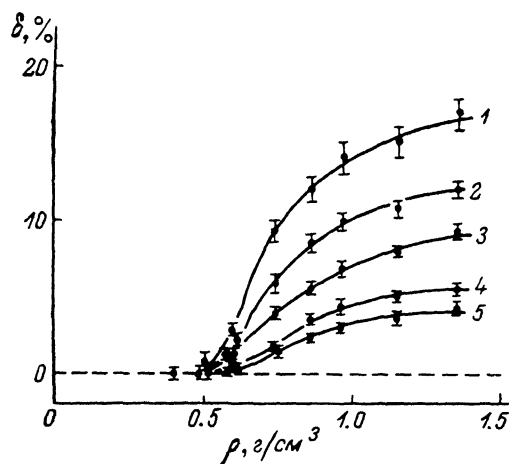


Рис. 5. Зависимость энергетического разрешения гамма-спектрометра от плотности ксенона при различных энергиях гамма-излучения.

1 — 122, 2 — 166, 3 — 393, 4 — 836, 5 — 1275 кэВ.

Рис. 6. Зависимость энергетического разрешения от напряженности электрического поля для энергий 570 (1) и 1063 кэВ (2).

Плотность ксенона 1.374 см³, концентрация водорода 0.7% .

Обсуждение результатов экспериментов

Из сравнения (12) и (13) имеем

$$K = \frac{2}{e} \left\langle \frac{U(Z, r)}{r} \right\rangle. \quad (14)$$

Как уже отмечалось, при малых плотностях, когда пробег дельта-электронов велик, заряд сгустка практически не изменяет вида распределения (4).

Воспользовавшись плотностью распределения отрицательного заряда (4) и известным потенциалом поля в точке, находящейся на расстоянии r от центра сгустка (8), можно определить величину K

$$K = \frac{2}{e} \frac{1}{b^2 \pi \sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-r^2/b^2} U(r) 4\pi r dr.$$

Опуская промежуточные выкладки, запишем

$$K = \frac{2}{e} \frac{4\tau \langle Z \rangle e}{\sqrt{\pi} b} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} - \frac{\ln 2}{2\sqrt{\pi}} + \int_0^{\infty} e^{-t^2} \int_t^{\infty} \operatorname{erf}(x) \frac{dx}{x^2} \right\},$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

После численного интегрирования имеем

$$K = \frac{6\tau e \langle Z \rangle}{b^2}.$$

Учитывая, что $\tau = 9 \cdot 10^{11}$ В·см/Кл, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, получим

$$K = \frac{0.85 \langle Z \rangle \cdot 10^{-6}}{b^2}, \quad \text{В/см}, \quad (15)$$

где b — в см.

Из (15) следует, что при невысоких плотностях, когда $b \sim 1/\rho$, рекомбинационный коэффициент пропорционален квадрату плотности. На рис. 3, б сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $K = \gamma \rho^2$ (γ — коэффициент пропорциональности). Как видно из этого рисунка, указанная зависимость хорошо описывает экспериментальные результаты до плотностей около 0.8 г/см³.

При дальнейшем увеличении плотности происходит качественное изменение среды [15]. Транспортное сечение рассеяния быстро уменьшается с ростом плотности ксенона в области энергий электронов ≤ 0.5 эВ. Это приводит к ослаблению зависимости параметра b от ρ . Уменьшение b за счет увеличения центров рассеяния компенсируется уменьшением сечения рассеяния на этих центрах, причем изменение последнего происходит столь быстро, что может привести к возрастанию b по абсолютной величине. В этой же области плотности становится существенным взаимодействие электрон-ионное ядро, что отражается на виде распределения электронов по радиусу. Совокупность этих факторов и определяет конкретный вид зависимости K от ρ при больших плотностях.

В области малых плотностей можно получить оценку величины $\langle Z \rangle$. Из (15) имеем $\langle Z \rangle = 1.17$ кВ²·10⁶. При $\rho = 0.58$ г/см³ $K = 120$ В/см, $b = 0.55 \cdot 10^{-3}$ см. Отсюда $\langle Z \rangle \simeq 40$, т. е. в данном случае средняя энергия дельта-электронов, образующих сгустки, равна 800 эВ.

Зависимость K от концентрации водорода (рис. 3, а) обусловлена влиянием примеси H_2 на длину термализации.

Как видно из рис. 4, рекомбинационный коэффициент слабо зависит от энергии гамма-излучения. Существенные отклонения от постоянной величины начинаются в области энергий ≤ 200 кэВ. Увеличение K при малых энергиях может быть связано с вкладом сгустков ионизации, которые образуются в месте поглощения гамма-излучения в результате фотоэффекта. В этом случае плотность ионизации становится существенно выше, чем на следе дельта-электронов. Кроме этого, при малых энергиях электронов, образующихся при поглощении гамма-кванта, плотность ионизации на следе таких электронов столь велика, что отдельные сгустки перекрываются, что приводит к увеличению интенсивности рекомбинационных процессов.

С увеличением плотности становится существенным влияние суммарного положительного заряда на распределение электронов по радиусу. Вначале этот эффект будет проявляться в сгустках с малыми размерами. Как уже отмечалось, такие сгустки могут образовываться в местах поглощения гамма-кванта. Кроме этого, образовавшийся высокоэнергетический электрон ионизирует внутренние оболочки атомов в столкновениях с электронами этих оболочек. Образовавшиеся однозарядные ионы с вакансиями на внутренней оболочке в процессах каскадных Оже-переходов превращаются в многозарядные ионы. При столкновениях с соседними атомами эти ионы срывают с них электроны, ионизируя таким образом среду. Образуются очень плотные сгустки ионизации размеры которых значительно меньше, чем пробег дельта-электрона с энергией, равной энергии, выделившейся в области сгустка.

При достаточно больших плотностях эффект удерживания электронов начнет также проявляться и на следах отдельных дельта-электронов. Во всех случаях этот эффект тем сильнее, чем меньше размер сгустка. Электроны, оставшиеся вблизи положительного ядра, с большой вероятностью рекомбинируют. Статистические флуктуации в числе таких сгустков и в числе электронов, вышедших из них, могут определять энергетическое разрешение детекторов на сжатом ксеноне. Как показывают расчеты, при учете ионизации L и M оболочек в предположении, что все заряды в таких сгустках рекомбинируют, флуктуации выхода зарядов с трека электронов с энергией 1 МэВ могут составлять 4 %.

Эффект интенсивной рекомбинации в плотных сгустках начинает проявляться с плотности около 0.6 г/см^3 . Уменьшение сечения рассеяния электронов с ростом плотности несколько ослабляет зависимость δ от ρ при $\rho > 0.9 \text{ г/см}^3$. Однако это не может полностью компенсировать рост δ , так как пространственное распределение электронов, участвующих в рекомбинации, определяется в основном их взаимодействием с положительным ядром сгустка. Подтверждением этому служит слабая зависимость ρ от концентрации водорода. Так, изменение содержания H_2 от 0.1 до 0.7 % изменяет δ приблизительно на 10 %, тогда как изменение K происходит в несколько раз. Статистический характер флуктуаций вышедшего заряда демонстрирует рис. 7.

В [16] приведены оценки влияния рекомбинации в сгустках, образованных δ -электронами в жидком ксеноне на энергетическое разрешение, и показано, что этот эффект может объяснить наблюдаемые экспериментальные факты. Однако модель сгустков основывается на предположении об образовании на их следах квазинейтральной плазмы. Это не отвечает физической картине структуры трека дельта-электронов. Несовершенство этой модели подтверждается тем фактом, что граничная плотность, с которой начинает проявляться обсуждаемый эффект, составляет 2.6 г/см^3 , что в 5 раз больше, чем порог, найденный в наших экспериментах.

Проведение расчетов энергетического разрешения по нашей модели требует больших вычислений методом Монте—Карло и выходит за рамки настоящей статьи. Поэтому мы ограничились качественным описанием процессов, происходящих на треке высокоэнергетических электронов и определяющих энергетическое разрешение детекторов на основе сжатого ксенона при высоких плотностях.

В заключение авторы выражают признательность А. М. Гальперу за поддержку работы.

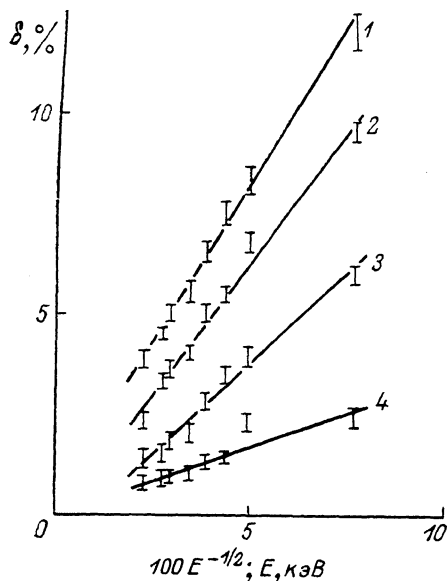


Рис. 7. Зависимость энергетического разрешения от энергии гамма-излучения при $\rho=1.35$ (1), 0.96 (2), 0.74 (3), 0.6 г/см^3 (4) в поле 3 кВ/см .

Литература

- [1] *Jaffe G.* Ann. der Phys., 1913, v. 42, p. 303—344.
- [2] *Lea D. E.* Proc. Cambridge Phil. Soc., 1934, v. 30, p. 80—101.
- [3] *Kramers H. A.* Physica, 1952, v. 18, p. 665—675.
- [4] *Onsager L.* Phys. Rev., 1938, v. 54, p. 554—557.
- [5] *Makrigiorgos G., Waker A. J.* Int. J. Appl. Radiat. Isot., 1986, v. 36, N 10, p. 813—818.
- [6] *Barterak W. M., Hummel A.* Radiat. Phys. Chem., 1986, v. 27, N 1, p. 71—72.
- [7] *Takahashi T., Konno S., Hamad T.* et al. Phys. Rev. A., 1975, v. 12, N 5, p. 1771—1775.
- [8] *Huang S.-S. S., Freeman G. R.* Can. J. Chem. 1977, v. 55, p. 1838—1846.
- [9] *Dodelet J.-P., Fuochi P. G., Freeman P. G.* Can. J. Chem., 1972, v. 50, p. 1617—1626.
- [10] *Chatelur Y., Ramanantsizehena P., Gresser J., Shultz G.* Nud. Instr. Meth, 1980, v. 171, p. 127—134.
- [11] *Kobetish E. J., Katz R.* Phys. Rev., 1968, v. 170, N 2, p. 391—396.
- [12] *Adams A., Mansma P. K.* Phys. Rev. B., 1980, v. 22, N 9, p. 4258—5263.
- [13] *Mozumder A. J.* Chem. Phys., 1974, v. 60, N 11, p. 4300—4304.
- [14] *Болотников А. Е., Дмитренко В. В., Романюк А. С.* и др. В сб.: Физика высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 81—90.
- [15] *Дмитренко В. В., Романюк А. С., Сучков С. И., Утешев Э. М.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 12, с. 2343—2350.
- [16] *Егоров В. В., Ермилова В. К., Родионов Б. У.* Препринт ФИАН № 166. М., 1982.

Московский

инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию

10 сентября 1986 г.