

отражения молекул от стенок источника достигает на расстоянии двух радиусов эмиттера от центра подложки величины порядка 1%. На современном уровне развития технологии напыления эта величина является существенной и может быть измерена в эксперименте. Располагая результатами физического эксперимента, можно было бы по характеру распределения толщины напыленного слоя на подложке судить о характере взаимодействия молекул со стенками источника, в частности приближенно оценить количественное соотношение между диффузно и зеркально отраженными молекулами и, возможно, зависимость этого соотношения от температуры стенок источника. Эта задача представляет собой немалый как физический, так и практический интерес.

Следует отметить также, что эта задача предъясвляет определенные требования к точности численного расчета. И для ее решения совершенно непригоден применяемый на практике метод диаграммы направленности, оценка точности которого была дана в [1].

Авторы выражают благодарность за внимание к работе С.И. Чичичеву и Д.Н. Придачину.

Список литературы

- [1] Григорьев Ю.Н., Шавалиев М.Ш., Шапеев В.П. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 24–34.
- [2] Коган М.И. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть I. М.: Наука, 1976.
- [4] Берд Г. Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981. 320 с.

01;02;04

Журнал технической физики, т. 66, в. 9, 1996

РАСЧЕТ ЧАСТОТЫ ИОНИЗАЦИИ В ГЕЛИИ ПРИ СИЛЬНЫХ ОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

© А.А.Абрамов, А.И.Мащенко, В.Ф.Папакин, Г.Н.Толмачев

Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 3 августа 1995 г.)

Частота ионизации атомов электронами ν_i является параметром, непосредственно характеризующим динамику поведения заряженных частиц во времени. Она входит в уравнение непрерывности для электронов, связывающее суммарную скорость изменения электронной концентрации с механизмом их генерации [1],

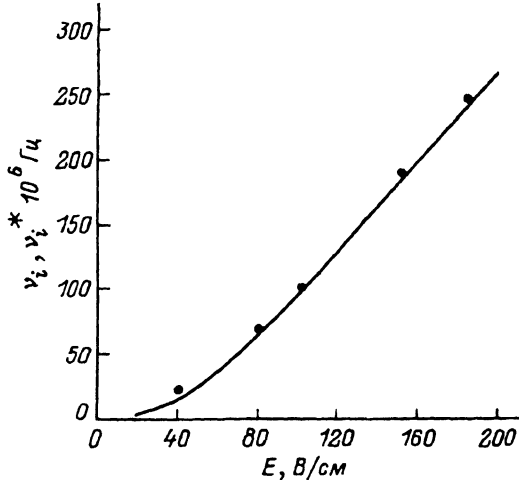
$$dn/dt = \nu_i n, \quad (1)$$

где n — концентрация электронов.

При этом параметр ν_i непосредственно вычисляется с помощью функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) $f(\varepsilon)$

$$\nu_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(\varepsilon) v(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где $\sigma_{i0}(\varepsilon)$ — сечение ионизации, v — скорость.



Сплошная линия — ν_i , точки — значения ν_i^* .

В то же время широко используемый в физике газового разряда при анализе механизмов импульсного пробоя газов и формирования разряда [1] ионизационный коэффициент α является величиной, производной от ν_i и v_d : $\alpha = \nu_i/v_d$, где v_d — скорость дрейфа электронов. Скорость дрейфа также непосредственно вычисляется из функции распределения по энергиям и углам $f(\varepsilon, \phi)$

$$v_d = \int_0^{\infty} v(\varepsilon) \cos(\phi) f(\varepsilon, \phi) d\varepsilon d\phi,$$

где ϕ — угол между вектором скорости и выделенным направлением.

Однако, несмотря на то что параметры α и v_d определяются экспериментально, это делается с низкой степенью точности и вдали от реальных пробойных значений E/p . Представляет интерес изучать нестационарные явления в газовом разряде непосредственно с использованием параметра ν_i . Однако прямому экспериментальному измерению параметр ν_i не поддается. Его можно вычислить при усреднении по максвелловской ФРЭЭ [2], но при больших напряженностях электрических полей, обычно реализуемых в процессах пробоя (более 100 В/см/Тор). Существенную роль при усреднении может играть немаксвелловская часть ФРЭЭ. Исходя из этого находим, что несомненный интерес представляет разработка корректных методов непосредственного определения параметра ν_i , полученного при прямом усреднении по реальной ФРЭЭ в электрических полях любой напряженности.

При таких условиях нами был проведен расчет параметра ν_i в вычислительном эксперименте на основе метода Монте-Карло. Основа метода — моделирование движения отдельных электронов лавины в электрическом поле. Учет столкновений проводился при помощи техники нулевых сечений, взятой из [3]. Сечения возбуждения и ионизации (включая дифференциальные сечения ионизации) взяты из [4],

упругие сечения — из [5]. Аппроксимация для дифференциального сечения упругого удара с атомами гелия и функция распределения электронов, покидающих катод, по энергии и углу взяты из [3]. Число эмиттируемых электронов выбирается таким, чтобы обеспечить необходимую статистику для расчета параметров электронного ансамбля в различных сечениях газоразрядного промежутка с необходимой вычислительной точностью (не хуже 1%). Моделирование проводится для каждого электрона лавины, пока он не достигнет анода или в результате обратного рассеяния не попадет на катод. Расчеты параметров электронных лавин проводились для диапазона электрических полей от 30 до 200 В/см с шагом 10 В/см при давлении 1 Тор. Для другого давления газа частоту ионизации можно вычислить используя подобие по параметру E/p .

Значения частоты ионизации, полученные с помощью эксперимента Монте-Карло при различных значениях электрического поля, приведены на рисунке. Для сопоставления рассчитанных данных с известными результатами по нестационарному газовому разряду нами был взят параметр время формирования разряда t_f [1]. Экспериментально t_f с достаточной степенью точности измерено в различных газах, в частности в гелии [1,6].

Запишем условие (1) (в котором мы пренебрегли членом, учитывающим прилипание электронов к стенкам камеры, что справедливо для гелия) в интегральном виде

$$t_f = \ln(n/n_0)/\nu_i = K/\nu_i = Kt_i, \quad (2)$$

где n_0 — концентрация электронов в начальный момент времени, n — концентрация электронов через время t_f , t_i — среднее время между двумя ионизациями в расчете на один электрон.

Из (2) видно, что в случае принятия модели однородного поля [1] t_f и t_i связаны линейной зависимостью через коэффициент K . Этот коэффициент нами был определен из условия максимального совпадения с экспериментальными данными, взятыми из [6]. Оказалось, что $K = 19$. В этом случае для времени формирования разряда в гелии можно записать простое соотношение

$$t_f = 19t_i.$$

Это соотношение проверялось нами при сравнении с [6]. На рисунке приведена ν_i^* , рассчитанная как $19/t_f$ [6]. Хорошее совпадение результатов для ν_i^* и ν_i во всем диапазоне изменения электрического поля позволяет сделать заключение о линейности связи между t_f и t_i , а также о применимости модели однородного поля для стадии формирования разряда во всем исследуемом диапазоне напряженностей электрического поля [1].

Таким образом, в настоящей работе для широкого диапазона электрических полей методом Монте-Карло рассчитана частота ионизации атомов гелия электронами и подтверждена модель однородного поля для стадии формирования разряда в диапазоне полей 30–200 В/см.

- [1] Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1986. 430 с.
 [2] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. С. 128.
 [3] Voeuf J.P., Marode E.A. // J. Phys. D. 1982. Vol. 15. P. 2169-2187.
 [4] Алтазов Г.Д. // ЖТФ. 1970. Т. 50. Вып. 1. С. 97-107.
 [5] Labahn R.W., Callaway J. // Phys. Rev. 1970. A. Vol. 2. N 2. P. 366-369.
 [6] Коробкин В.В., Сонин А.Ю. Препринт ИОФ РАН. № 62. М., 1990.

ВЛИЯНИЯ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МИКРОТВЕРДОСТЬ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

© Т.Б.Ашрапов, М.Сулайманов, Р.Г.Ханбеков, А.Э.Ражабов

Институт ядерной физики АН Узбекистана,
702132 Ташкент, Узбекистан
(Поступило в Редакцию 11 сентября 1995 г.)

Радиационная прочность реакторных конструкционных материалов при длительной эксплуатации ядерного реактора является важной характеристикой. Поэтому при разработке новых видов реакторных материалов необходимо рассмотрение вопроса радиационной механической стойкости [1]. В этой связи в данной работе предлагаются данные микротвердости алюминиевых сплавов после облучения потоками нейтронов.

Исследовались две марки алюминиевых сплавов: Al + 0.9 %Mg + 0.8 %Cu и Al + 2.4 %Mg + 0.3 %Cu. Образцы подвергались различной термической обработке: сплав Al + 0.9 %Mg + 0.8 %Cu — закалке, искусственному старению; сплав Al + 2.4 %Mg + 0.3 %Cu — отжигу при температуре 400°C, 1 ч. Образцы имели форму бруска (40 × 5 × 5 мм), стержня ($l = 40$ мм, $d = 5$ мм) и диска ($d = 15$ мм, $h = 3$ мм).

Измерение микротвердости материалов проводили как до облучения, так и после облучения нейтронами до флюенсов $1.2 \cdot 10^{20}$ Н/см² при $T < 100^\circ\text{C}$ в однородном нейтронном поле. Микротвердость измеряли на приборе ПМТ-3 при различных нагрузках.

На рис. 1 представлены данные изменения микротвердости сплава Al + 0.9 %Mg + 0.8 %Cu, полученные при различных флюенсах облучения. Видно, что зависимость микротвердости от глубины имеет сложный характер. Величина микротвердости исходного образца меняется нелинейным образом в пределах 65–135 кгс/мм², причем с углублением индентора в материал микротвердость волнообразно растет. Облучение при $1.3 \cdot 10^{18}$, $1.5 \cdot 10^{19}$, $1.2 \cdot 10^{20}$ Н/см² уменьшает микротвердость, а при $1.2 \cdot 10^{20}$ Н/см² значения микротвердости изменяются в интервале от 60 до 100 кгс/мм².

Изменения микротвердости в сплавах Al + 2.4 %Mg + 0.3 %Cu после облучения нейтронами представлены на рис. 2. Видно, что состав примесей данной партии уменьшает интервал значения микротвердости от