

*М. А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, А. Г. ШЕИН***ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РАСЧЕТА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С
МНОГОКОМПОНЕНТНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ**

Потоки высокоэнергетических электронов находят широкое применение в современной технике в качестве активных средств мощных СВЧ-приборов, источников ионизации лазеров, технологических процессов обработки материалов. В большинстве случаев пучки электронов выводятся из формирующих систем в среды с параметрами, существенно отличающимися по давлению остаточного газа и его состава. Это приводит к необходимости разделения вакуумного пространства, где происходит формирование электронного пучка, от его входной среды вакуумноплотными окнами, представляющими собой слой материала достаточно малой толщины. В качестве разделительных окон обычно используются фольги из алюминия или титана.

Параметры электронного пучка на выходе из фольги можно вычислить исходя из анализа процессов взаимодействия ускоренных электронов с материалом фольги. В результате их взаимодействия происходит упругое и неупругое рассеяние электронов. При упругом рассеянии происходят столкновения электронов с ядрами атомов и из-за большого различия в массах электроны меняют свое направление без изменения кинетической энергии. Неупругое рассеяние, происходящее при столкновениях ускоренных

электронов с внешними электронами атомов, приводит к ионизации и значительным потерям энергии ускоренных электронов.

Траектории электронов в веществе представляют собой извилистые ломаные линии, а длины пробега электронов с одинаковой энергией существенно различаются. При энергии электронов более $0,8 \cdot 10^{-13}$ Дж с увеличением энергии усиливается влияние радиационных потерь, связанных с электромагнитным излучением в случае торможения электронов в поле ядра задерживающей среды. Если энергия электронов менее $0,8 \cdot 10^{-13}$ Дж, этими потерями пренебрегают.

Траекторная длина пути электронов значительно превышает толщину фольги [1]. На выходе из фольги в газовую среду наблюдается разброс электронов по энергиям и углам отклонения от нормали к поверхности. В связи с этим необходимо разрабатывать численные методы, позволяющие прогнозировать энергетические характеристики электронных потоков при прохождении их через вакуумно-плотные фольги. Для решения этой задачи целесообразно воспользоваться методом Монте-Карло, который адаптируется к задаче переноса электронов через вещество [2; 3]. С помощью данного метода прохождение каждого электрона рассматривается в отдельности, а требуемые результаты находятся усреднением характеристик прохождения большого количества частиц (не менее 1000). В целях упрощения расчетов выбираются макросоударения электрона, которые включают 20...25 элементарных соударений [4]. Очередное макросоударение происходит после прохождения мольеровского слоя, толщина которого зависит от текущей кинетической энергии электрона и определяется для энергии электрона до $3,2 \cdot 10^{-14}$ Дж по формуле $t = 0,01 E/\rho$ (1). Здесь t — толщина мольеровского слоя, м; E — текущая кинетическая энергия электрона, Дж; ρ — плотность вещества, кг/см³.

Вероятность соударения электрона η после прохождения такого мольеровского слоя толщиной t выбирается случайным образом из равномерного распределения чисел в диапазоне от 0 до 1, т. е.

$$\exp\left(-\frac{dx}{t}\right) = \eta \quad (2)$$

(dx — конечная выбранная длина свободного пробега электрона). Отсюда $dx = t \ln \eta$ (3).

Потери кинетической энергии dE электрона за время прохождения отрезка dx вычисляются по формуле Бете

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{e^4}{mv^2} N_0 \rho \frac{z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - [2\sqrt{1-\beta^2} - (1-\beta^2)] \ln 2 + (1-\beta^2) + 0,125(1-\sqrt{1-\beta^2}) \right), \quad (4)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ — нормированная скорость электрона; c — скорость све-

та в свободном пространстве; $\frac{m v^2}{2}$ — кинетическая энергия электрона; e — заряд электрона; N_0 — число Авогадро; z , A и ρ — номер элемента, атомная масса и плотность вещества тормозящей среды; E — кинетическая энергия электрона, Дж; I — средняя энергия возбуждения атомов вещества.

Для элементов с номером по таблице Менделеева больше 13 средняя энергия I определяется из выражения $I = z(9,76 + 58,8 z^{-1,19})$ (5). После рассмотрения прохождения очередного электрона выполняется проверка электрона по остаточной энергии и по текущим координатам. При энергии электрона меньше $0,32 \cdot 10^{-14}$ Дж электрон считается поглощенным, а количество электронов определяет коэффициент поглощения фольги. Если координата нахождения электрона вдоль толщины фольги становится отрицательной, электрон считается отраженным и в дальнейшем не рассматривается. Суммарное число таких частиц является коэффициентом отражения фольги.

Таким образом, предлагаемая модель имитирует основные процессы прохождения электрона и позволяет контролировать все реальные физические величины на каждом шаге движения электрона.

Представляет интерес также исследование прохождения электронов через материалы, имеющие многокомпонентный состав. Для этого пересчитывается характеристика фольги исходя из свойств материала и процентного содержания входящих компонентов. Например, для фольги, состоящей из алюминий-бериллий-титанового сплава, усредненный номер элемента материала рассчитывается так:

$$z_1 = (N_{Al} z_{Al} + N_{Ti} z_{Ti} + N_{Be} z_{Be}) / 100, \quad (6)$$

где N_{Al} , N_{Ti} , N_{Be} — процентное содержание Al, Ti, Be в фольге; z_{Al} , z_{Ti} , z_{Be} — номера элементов Al, Ti, Be по таблице Менделеева.

Результирующая плотность материала фольги вычисляется по выражению

$$\rho_2 = (N_{Al} \rho_{Al} + N_{Ti} \rho_{Ti} + N_{Be} \rho_{Be}) / 100. \quad (7)$$

ρ_{Al} , ρ_{Ti} , ρ_{Be} — плотность Al, Ti, Be, кг/м³, а усредненная атомная масса одной молекулы вещества

$$A_2 = (N_{Al} \cdot A_{Al} + N_{Ti} \cdot A_{Ti} + N_{Be} A_{Be}) / 100. \quad (8)$$

Здесь A_{Al} , A_{Ti} , A_{Be} — атомная масса Al, Ti, Be в углеродных единицах.

Усредненный потенциал ионизации одной молекулы вещества фольги находится по формуле

$$\ln I_2 = \frac{N_{Al} z_{Al} \ln I_{Al} + N_{Ti} z_{Ti} \ln I_{Ti} + N_{Be} z_{Be} \ln I_{Be}}{N_{Al} z_{Al} + N_{Ti} z_{Ti} + N_{Be} z_{Be}}, \quad (9)$$

где I_{Al} , I_{Ti} , I_{Be} — потенциалы ионизации молекулы, Дж.

Для моноэнергетического состава начального потока коэффициенты пропускания материалов по энергиям T_E и по числу частиц T_N определяются из соотношений

$$T_E = \frac{\int E n(x, E) dE}{E_0 N_0}; \quad (10)$$

$$T_N = \int n(x, E) dE / N_0, \quad (11)$$

где $n(x, E)dE$ — число электронов, выходящих из фольги толщиной x в интервале значений $E \dots E + dE$; N_0 — число падающих на фольгу электронов; E_0 — энергия падающих на фольгу электронов.

В работе изучался процесс прохождения электронов через материалы в зависимости от угла падения. В результате исследований определены значения средней энергии электронов \bar{E} , прошедших через фольгу, коэффициентов отражения электронов, коэффициента поглощения энергии, среднего угла рассеяния. Расчеты проводились для композиционных материалов с различными толщинами фольг и с начальной энергией электронного пучка $(2,4-3,2) \times 10^{-14}$ Дж.

Из полученных данных следует, что изменение угла падения электронов на фольгу в пределах от 0° до 30° практически не сказывается на ее пропускании. При переходе от титановой фольги толщиной 30 мкм и алюминиевой толщиной 30 мкм пропускание по энергии для $E_0 = 2,4 \cdot 10^{-14}$ Дж растет от 38 до 70 %, а пропускание по числу частиц — от 55 до 80 %. Существенное различие в пропускающей способности фольг еще усиливается в связи с тем, что в реальной электронной пушке нельзя рассчитывать на то, что траектории всех падающих на фольгу электронов будут к ней ортогональны. Если угол падения электронов более 60° , это приведет к резкому ухудшению пропускания фольг, что влечет за собой повышение тепловыделения в фольге, а за ней будет вызывать дополнительные неоднородности ионизации газовой среды. Проведенные расчеты согласуются с экспериментальными данными [5].

Следовательно, применение легких фольг позволяет понизить потери по энергии и по числу частиц, что обеспечивает пропускание ими большей средней мощности электронного потока. Легкие фольги уменьшают углы рассеяния в фольге, что облегчает биологическую защиту и упрощает установку.

На практике это можно использовать для выбора оптимальных параметров электронных пучков, расчета прочностных характеристик фольг и нахождения энергетических потерь электронных пучков в любых средах, применяемых в современных приборах и устройствах СВЧ. Кроме того, эта информация применима для выбора состава смеси, длины разрядного промежутка и напряженности электрического поля при разработке газоразрядных камер электроионизационных лазеров. Алгоритмы и программы на-

хождения экспериментальных значений электронных пучков и
сообразно использовать для создания САПР электроионизаци
ных лазеров, приборов и устройств СВЧ.

Список литературы: 1. *Симонов К. Г.* Электронные отпаянные пушки. М., 1985. 128 с. 2. *Баранов В. Ф.* Дозиметрия электронного излучения. М., 1974. 232 с. 3. *Акерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А.* Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, 1972. 164 с. 4. *Дитов А. И., Минаев С. В., Николаев В. Б.* Оптимизация параметров электронных пучков и выбор фольги в электроионизационных лазерах//Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 8. С. 1690—1697. 5. *Seltzer S. M., Berger M. J.* Transmission and reflection of electrons by foils//Nuclear instruments and methods. 1974. N 119. P. 157--179.

Поступила в редколлегию 16.01.87