

01;10

Влияние отраженных электронов пучка на распределение поглощенной энергии в мишени

© В.И. Беспалов, А.Б. Марков, Д.И. Проскуровский,
В.В. Рыжов, И.Ю. Турчановский

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
Томский политехнический университет

Поступило в Редакцию 9 марта 2000 г.

Показано, что при облучении мишени электронным пучком, формируемым в диоде прямого действия и транспортируемым к мишени в ведущем магнитном поле, важную роль играют электроны, многократно отраженные от мишени. Методом Монте-Карло исследовано влияние этих электронов, возвращающихся на мишень после отражения в области ускорения, на распределение поглощенной энергии в мишени и спектр электронов, падающих на мишень. Предложен алгоритм расчета этих характеристик, основанный на методе разложения потока электронов по пересечениям границы "мишень-вакуум".

Обычно при расчете тепловых режимов обработки поверхности материалов электронными пучками считается, что в каждый момент времени на мишень падают моноэнергетические электроны. При этом энергия электронов E_0 определяется напряжением U_0 , а их количество — током диода в данный момент времени. В то же время в экспериментальных установках по импульсной электронно-лучевой обработке поверхности используются электронные пучки, формируемые в диодах прямого действия и транспортируемые к мишени в сильном ведущем магнитном поле [1,2]. В таких установках отраженные от мишени электроны замагничиваются и, развернувшись и ускорившись в диоде, возвращаются на мишень. В этом случае в диоде дополнительно к потоку первичных электронов формируется поток n -кратно отраженных электронов, имеющих широкое угловое и энергетическое распределение. Так как доля отраженной энергии для материалов с большим атомным номером Z достигает 40%, то этот эффект следует учитывать при расчете тепловых режимов обработки поверхности материалов.

В рассматриваемой задаче любой функционал поля излучения в мишени можно представить в виде разложения по кратности пересечения электронами границы раздела [3]. Так, для суммарного распределения поглощенной энергии по глубине мишени $D(z)$ можно записать

$$D(z) = \sum_{n=0}^N D_n(z), \quad (1)$$

где $D_n(z)$ — распределение поглощенной энергии от n -кратно отраженных и вернувшихся на мишень электронов, N — максимальное число последовательных отражений, которое может испытать электрон. Для случая плоской геометрии

$$D_n(z) = 2\pi \int_0^{E_0} dE' \int d \cos \theta' j_n^+(E', \cos \theta') D_0(E', \cos \theta'; z), \quad (2)$$

где $j_n^+(E, \cos \theta)$ — дифференциальная по углам и энергиям плотность тока n -кратно возвращенных электронов, падающих на мишень (поверхностный источник), а $D_0(E, \cos \theta; z)$ — функция Грина, описывающая распределение поглощенной энергии по глубине мишени z от электрона, падающего на нее с энергией E под углом θ (без учета возврата электронов). Плотности токов падающих j_n^+ и отраженных j_n^- электронов связаны между собой рекуррентными соотношениями

$$j_n^+(E, \cos \theta) = j_n^-(E, \cos(\pi - \theta)),$$

$$j_n^-(E, \cos \theta) = 2\pi \int_E^{E_0} dE' \int d \cos \theta' \times (\eta(E', \cos \theta' \rightarrow E, \cos \theta) j_{n-1}^+(E', \cos \theta')), \quad (3)$$

где η — дифференциальный по энергии и углам коэффициент отражения электронов.

Для исследования влияния отраженных электронов на пространственное распределение поглощенной энергии в мишени методом Монте-Карло [4] проведено моделирование траекторий движения электронов пучка в плоской геометрии "ускоряющий промежуток–мишень"

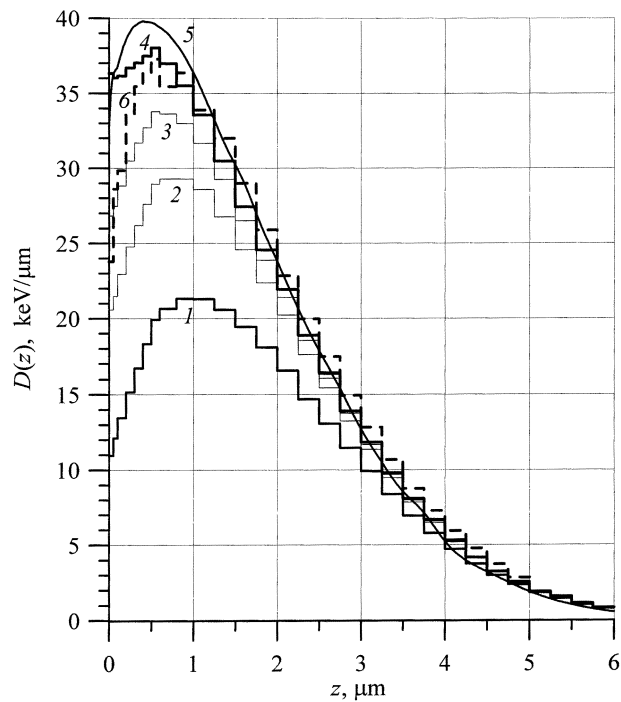


Рис. 1. Распределение поглощенной энергии по толщине мишени из платины с учетом вклада отраженных электронов, n -кратно пересекающих поверхность мишени. $U_0 = 100$ kV. Результаты расчетов методом Монте-Карло представлены гистограммами: 1 — без отраженных электронов; 2 — $n = 1$; 3 — $n = 2$; 4 — с учетом всех отраженных электронов. Гистограмма 6 (пунктир) соответствует нормальному падению всех отраженных электронов на мишень. Кривая 5 — расчет по методике [5].

для поглотителей из Al, Fe и Pt и постоянного напряжения на диоде $U_0 = 100\text{--}500$ kV. Отметим, что метод Монте-Карло позволяет выделить вклады каждой группы n -кратно отраженных электронов и проанализировать сходимость ряда (1).

В качестве примера на рис. 1 приведены результаты расчетов распределения поглощенной энергии в мишени из платины с последователь-

ным учетом вклада n -кратно отраженных электронов для $U_0 = 100$ kV. Из рисунка видно, что возврат отраженных электронов не только увеличивает полную энергию, поглощенную в мишени, но и существенно изменяет форму этого распределения. Так, для мишени из платины энергия, поглощенная в приповерхностном слое, увеличивается более чем в 3 раза, тогда как на больших глубинах не меняется. Отметим, что вклад электронов последовательных отражений в поглощенную энергию резко падает. В рассматриваемом случае он был равен 65, 18, 9 и 0.6 keV для $n = 0, 1, 2$ и 6 соответственно. Расчеты показали, что в диапазоне напряжений на диоде $U_0 = 100\text{--}500$ kV для веществ с большим атомным номером Z достаточно учесть вклад электронов трех-четырёх, а для средних Z — двух-трех пересечений, чтобы получить полный энерговклад с точностью не хуже 10–15%.

Изменение формы кривой распределения поглощенной энергии связано с изменением спектра электронов, падающих на мишень, за счет низкоэнергетических отраженных электронов. Спектры электронов последовательных пересечений для $n = 1\text{--}6$ и суммарный спектр отраженных электронов для мишени из Pt приведены на рис. 2. Расчеты показали, что при условии возврата отраженных частиц суммарный спектр электронов, падающих на мишень, состоит из первичных электронов с энергией E_0 (не испытавших отражения) и отраженных электронов, имеющих более низкую энергию.

Формулы (1)–(3) могут быть использованы и для приближенных аналитических оценок влияния отраженных электронов на функцию распределения поглощенной энергии в мишени [5]. Такие расчеты можно провести, если пренебречь угловым распределением отраженных электронов и считать, что они возвращаются и падают перпендикулярно к поверхности мишени (приближение "прямо-вперед"). В расчетах предполагалось, что если энергия электронов измеряется в единицах начальной энергии, а глубина поглотителя в единицах экстраполированного пробега R_{ex} , то спектр отраженных электронов $j_1(E/E_0)$ и функция Грина $D_0(E/E_0, z/R_{ex})$ являются универсальными кривыми и не зависят от энергии падающих электронов [6–8]. В этом случае спектры отраженных электронов любого порядка $j_n(E/E_0)$ и их вклады в поглощенную энергию могут быть вычислены по методике [5]. Результаты таких расчетов для $n = 3$ приведены на рис. 1 (кривая 5). Отметим, что кривая 5 распределения поглощенной энергии нормирована на полную энергию электрона E_0 .

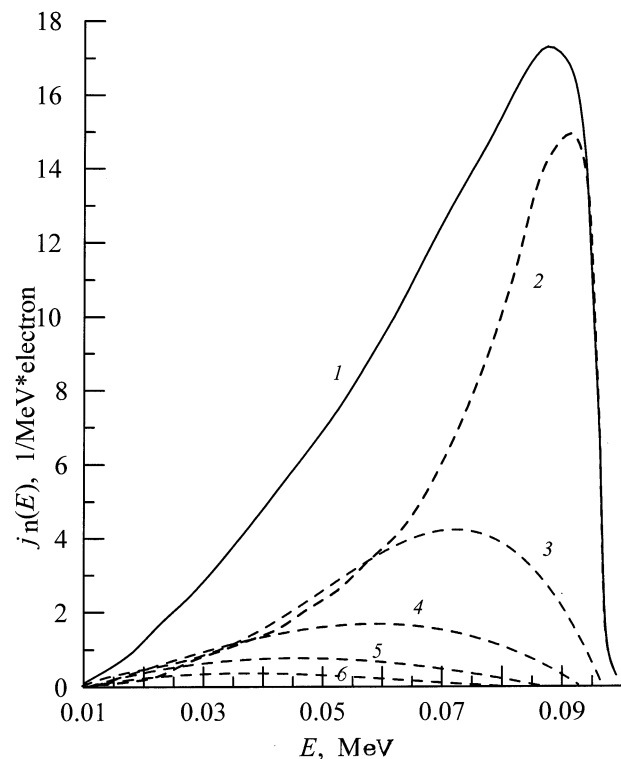


Рис. 2. Энергетическое распределение плотности тока электронов, n -кратно отраженных от поверхности мишени из платины j_n (пунктирные линии), и их суммарное распределение (сплошная кривая): 1 — суммарный спектр отраженных электронов; 2 — спектр однократно отраженных электронов ($n = 1$); 3 — $n = 2$, 4 — $n = 3$; 6 — $n = 5$.

На этом же рисунке (гистограмма 6, пунктир) приведены результаты расчетов в приближении "прямо-вперед", в которых спектры отраженных электронов всех порядков и функции Грина были рассчитаны методом Монте-Карло. Как и следовало ожидать, расчеты в этой модели занижают величину поглощенной энергии в поверхностных слоях и соответственно увеличивают значения на больших глубинах.

Таким образом, при облучении мишени электронным пучком, формируемым в диоде прямого действия и транспортируемым к мишени в ведущем магнитном поле, электроны, многократно отраженные от мишени существенно изменяют распределение поглощенной энергии в мишени. Поэтому в расчетах температурных режимов образцов при электронно-лучевой обработке вместо известных данных по распределению тепловых источников следует использовать распределения, рассчитанные с учетом влияния отраженных электронов. Результаты расчетов таких распределений показали, что расхождение между данными, полученными методом Монте-Карло, и расчетами в модели "прямо-вперед" для конечного числа пересечений ($n \leq 3$ для материалов с большим Z и $n \leq 2$ для материалов с малым Z) с последующей нормировкой на полную энергию начальных электронов E_0 не превышает 10–15%. Поэтому методика [5] может быть использована для расчетов распределений источников при решении задач нагрева поверхностных слоев материалов импульсным электронным пучком в случаях, когда такая точность является удовлетворительной.

Список литературы

- [1] Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. // ПТЭ. 1996. № 4. С. 83–88.
- [2] Mueller G., Schumacher G., Strauss D. et al. // Proc. 11th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'96). 1996. Prague, Czech. Rep. P. 267–270.
- [3] Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. 255 с.
- [4] Беспалов В.И., Рыжов В.В., Турчановский И.Ю. // Письма ЖТФ. 1998 Т. 24. № 1. С. 45–48.
- [5] Марков А.Б. // Изв. вузов. Физика. 2000. № 2. С. 65–70.
- [6] Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии. М.: Высш. школа, 1984. 320 с.
- [7] Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. Электронно-лучевая технология. М.: Энергия, 1980. 528 с.
- [8] Shimizu R., Ikuta T., Murata K. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 10. P. 4233–4249.