

объем нпобия больше, чем молибдена, а атомный объем ванадия меньше. Предполагая аддитивность атомных объемов при расчете объема области, получаем, что должно быть $C(\text{Nb})/C(\text{V}) < 0.36$. Расчеты по экспериментальным данным в области концентрационной флуктуации для диффузионной пары состава $\text{Mo} + (55\% \text{ Nb} + 45\% \text{ V})$ дают значение $C(\text{Nb})/C(\text{V}) = 0.32 \pm 0.05$, т. е. наблюдается удовлетворительное согласование.

Таким образом, обнаруженный эффект представляет собой проявление общего механизма восстановления квазиравновесной концентрации вакансий в диффузионных зонах путем образования кластеров меньшего объема.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
21 апреля 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИОНОВ, БОМБАРДИРУЮЩИХ КАТОД ПРИ ИОННО-ПЛАЗМЕННОМ РАСПЫЛЕНИИ

В. А. Вольпяс, Е. К. Гольман, А. Г. Зайцев, А. Б. Козырев, Д. Чэкай

Теоретические модели расчета энергетических спектров частиц, распыляющих катодной распылительной системы $[1-3]$, требуют определения функции распределения электрического потенциала $U(x)$ в темном катодном пространстве (ТКП). Квадратичная и линейная аппроксимации зависимости $U(x)$, используемые в $[1-3]$, являются заведомо предельными случаями.

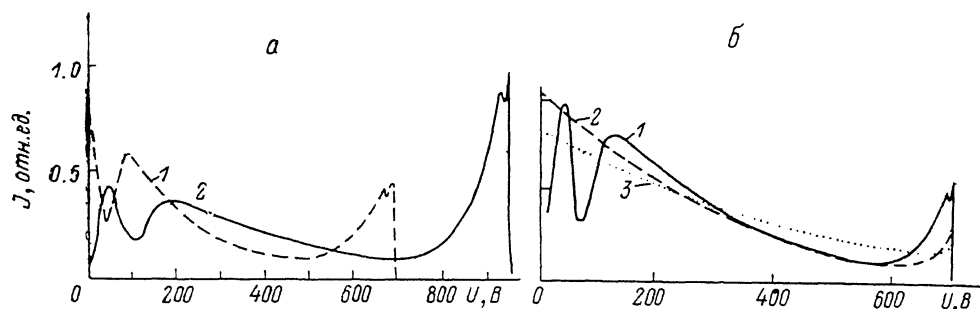


Рис. 1. Энергетические спектры ионов, бомбардирующих катод.

1 — экспериментальные результаты, 2 — первое слагаемое (1) с учетом зависимости $\lambda(U)$, 3 — то же при $L/\lambda=3$. Доля второго слагаемого (1) составляет 5% от общего потока ионов. $U_0, \text{В}$: а — 700 (1), 950 (2), б — 700; $j_0, \text{А/м}^2$: а — 1.3 (1), 4.4 (2); б — 4.2; $P, \text{Па}$: а — 11 (1, 2), б — 20; $L, \text{м}$: а — $1.2 \cdot 10^{-2}$ (1), $8 \cdot 10^{-3}$ (2), б — $6 \cdot 10^{-2}$.

Цель настоящей работы — определение энергетического распределения ионов на катоде планарной диодной распылительной системы с учетом более корректной зависимости $U(x)$ и сравнение рассчитанных энергетических распределений ионов с экспериментально измеренными.

Энергия ионов измерялись как методом задерживающего потенциала, так и при помощи плоского электростатического зеркала. Разрешающая способность энергоанализаторов составляла 5 и 0.7% соответственно. Анализируемый поток ионов выводился через отверстие в медном водоохлаждаемом катоде планарной диодной распылительной системы. Давление в аналитической камере не превышало 5×10^{-3} Па. Более подробное описание методики эксперимента приведено в работе [4].

Исследования проводились в режиме аномального тлеющего разряда: напряжение разряда $U_0 = 70 \dots 1500$ В, плотность тока разряда $j_0 = 0.4 \dots 6.0$ А/м², давление аргона $P = 5 \dots 20$ Па. Длина ТКП измерялась визуально.

Общий вид измеренных энергетических распределений (рис. 1) и их зависимость от параметров разряда не противоречат результатам предшествующих экспериментальных исследований [1, 5, 6].

Для аномального тлеющего разряда характерно вытягивание ионов электрическим полем в ТКП из области отрицательного свечения. Ионизация рабочего газа в ТКП незначительна [2, 5, 6]. Основным процессом рассеяния ионов в ТКП является резонансная перезарядка на атомах рабочего газа, сечение которой может быть определено как [7]

$$\sigma = 6 \times 10^{-19} (1 - 0.06 \ln eU)^2,$$

где eU — энергия иона (эВ).

Среднее число столкновений, испытываемых ионом на единице длины пути, равно λ^{-1} [2], где λ — длина свободного пробега иона. Тогда число ионов, образовавшихся в результате перезарядок в слое $x \dots x+dx$, будет равно

$$\frac{dJ}{dx}(x) = \int_0^{U(x)} \frac{1}{\lambda(U)} \frac{dJ(U, x)}{dU} dU,$$

где $(dJ/dU)(U, x)$ — энергетическое распределение потока ионов в сечении x .

Учитывая, что вновь образовавшиеся ионы также могут испытывать соударения на пути к катоду, энергетический спектр ионов в любом сечении ТКП можно описать как

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dU}(U, a) = & \int_0^{U(a)} \frac{1}{\lambda(U)} \frac{dJ}{dU}(U, x) dU \left(\frac{dU}{dx} \right)^{-1} \exp \left[- \int_0^{a-x} \frac{dx}{\lambda(U)} \right] + \\ & + J_0 \exp \left[- \int_0^a \frac{dx}{\lambda(U)} \right] \delta(U - U_0), \end{aligned} \quad (1)$$

где x — координата, отсчитываемая от границы плазма—ТКП; J_0 — плотность потока ионов; δ — дельта-функция Дирака.

Если пренебречь энергетической зависимостью $\lambda(U)$, то (1) преобразуется к виду, представленному в работе [2].

Входящая в (1) функция распределения электрического потенциала в ТКП находится из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2 U(x)}{dx^2} = - \frac{e}{\epsilon_0} \int_0^{U(x)} \left(\frac{2eU}{M} \right)^{-1/2} \frac{dJ}{dU}(U, x) dU, \quad (2)$$

где M — масса иона, e — единичный заряд, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

Система уравнений (1), (2) может быть решена с применением вычислительной техники методом последовательных приближений. Решение показало, что распределение потенциала в ТКП может быть описано функцией вида

$$U(x) = U_0 \left[1 + \left(\frac{x}{L} \right)^{b(x)} \right], \quad (3)$$

где L — длина ТКП; $b(x)$ — некоторая функция от x , изменяющаяся в пределах $1.33 \leq b(x) \leq 1.55$.

Несмотря на существование зависимости $b(x)$, область, в которой может лежать кривая $U(x)$, является достаточно узкой (рис. 2). Следовательно, при расчетах по (1), (3) можно пренебречь зависимостью $b(x)$, не совершая при этом существенной ошибки. Если величина $L/\langle \lambda \rangle \geq 6 \dots 8$, то расчет энергетического спектра ионов для $b=1.55$ является достаточно строгим.

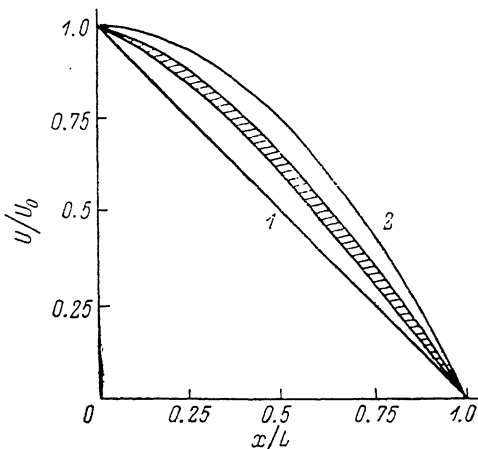


Рис. 2. Распределение электрического потенциала в ТКП, рассчитанное по (3). b : 1 — 1, 2 — 2. Штрихованная область содержит возможные положения кривой $U(x)$ с учетом зависимости $b(x)$.

Сравнение энергетического спектра ионов на катоде, рассчитанного по (1), (3), с экспериментально измеренным спектром (рис. 1, б) показывает, что предложенная модель хорошо описывает общий вид спектра в той его части ($U \geq 100$ эВ), которая вносит определяющий вклад в распыление мишени. На рис. 1, б приведено также энергетическое распределение потока ионов, рассчитанное в приближении независимости длины свободного пробега ионов от их энергии. Подобное допущение приводит к завышению доли ионов с энергиями, большими $0.5eU_0$, что в дальнейшем будет приводить к завышению величины скорости распыления.

Таким образом, полученные в настоящей работе выражения для энергетического спектра ионов и распределения электрического потенциала в ТКП будут полезны для проведения расчетов параметров процесса катодного распыления.

Литература

- [1] Keller J. H., Simmons R. G. // IBM J. Res. Develop. 1979. Vol. 23. N 1. P. 24—32.
- [2] Abril I., Gras-Marti A., Valles-Abarca J. A. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 28. N 6. P. 3677—3678.
- [3] Вольяс В., Гольман Е., Григайтис П. и др. // Физическая электроника. Применение пучков ионов и плазмы в технологии. Вильнюс, 1988. С. 101—115.
- [4] Зайцев А. Г., Карманенко С. Ф., Чэкай Д. // Изв. ЛЭТИ. Сб. науч. тр. Л., 1988. Вып. 393. С. 68—71.
- [5] Davis W. D., Vanderslice T. A. // Phys. Rev. 1963. Vol. 131. N 1. P. 219—228.
- [6] Бондаренко А. В. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 4. С. 821—828.
- [7] Robinson R. S. // J. Vac. Sci. Technol. 1979. Vol. 16. N 2. P. 185—188.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (ЛенПИ)

Поступило в Редакцию
5 декабря 1988 г.

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА РАВНОВЕСНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКА

А. Д. Бызовский, И. П. Ипатова

Одним из возможных способов легирования полупроводников является равновесное легирование из газовой фазы. Расчет концентрации примесей в кристалле при этом обычно проводится без учета колебаний кристаллической решетки. В работе [1] была предпринята попытка учесть влияние колебаний на распределение примеси в системе газ—кристалл, причем колебания решетки рассматривались в дебаевском приближении. Возможно, что отмеченное в работе [1] некоторое расхождение теоретических и экспериментальных значений коэффициента распределения примесей между газом и кристаллом связано с использованием этого приближения.

В настоящей работе вычислен вклад колебаний решетки в коэффициент распределения примесей между кристаллом и газом для реальной кристаллической решетки, имеющей наряду с акустическими и оптические колебательные ветви (т. е. без использования дебаевского приближения). Более того, произведен учет изменения колебательного спектра кристалла в присутствии малой концентрации примесных атомов. Наличие примесных атомов в кристаллической решетке приводит к качественной перестройке ее колебательного спектра: возникают локальные и квазилокальные востояния [2]. Влияние малой концентрации примесей на термодинамические свойства кристаллической решетки как целого сводится к малым поправкам, пропорциональным концентрации примесей [3, с. 292]. Однако, если изучать такую характеристику как коэффициент распределения примесей, указанная перестройка колебательного спектра приводит к эффектам нулевого порядка, поскольку в этом случае следует учитывать лишь те колебательные степени свободы, которые связаны с самими примесными атомами.

Коэффициент распределения примесей определяется как отношение концентраций примесей в кристалле и газе. Равновесие для многокомпонентных фаз характеризуется равен-