

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ВОЛЬФРАМА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЯМИ (100) И (110)

О.Ф.Панченко, Л.К.Панченко

Основной характеристикой вторично-эмиссионных (ВЭ) свойств вещества является зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии (КВЭЭ) σ от энергии E_p монокинетического пучка первичных электронов. Использование явления ВЭ в технике основано на применении эмиттеров, для которых максимальное значение σ значительно больше единицы. С другой стороны, во многих приборах ВЭ — явление нежелательное, и в таких случаях стремятся использовать материалы с малыми значениями σ , обычно меньшими единицы. Вообще $\sigma(E_p)$ зависит от многих факторов: материала мишени, характера ее обработки, в особенности от состояния поверхности, температуры, угла падения первичного пучка и т.д. Хотя эта зависимость достаточно хорошо изучена экспериментально для широкого класса материалов [1], особенно в области $E_p \geq 0.1$ кэВ, тем не менее теоретическое описание при малых E_p остается неполным, поскольку взаимодействие электронного пучка при $E_p \leq 0.1$ кэВ характеризуется иными закономерностями, чем в области средних энергий [2]. Кроме того, получаемое на опыте значение σ является сложной интегральной величиной, так как ток вторичных электронов складывается из электронов различного происхождения, как истинно-вторичных, так и отраженных первичных электронов. При эмиссии с граней монокристаллов в отличие от поликристаллических объектов зависимость $\sigma(E_p)$ обладает тонкой структурой [3], появление которой связывалось в [1] с дифракцией электронов, когерентно рассеянных различными плоскостями монокристаллов.

В настоящей работе предложен метод расчета $\sigma(E_p)$, который позволяет описать особенности тонкой структуры экспериментальных зависимостей КВЭЭ, полученных в [4,5] по нормали к поверхностям W(100) и W(110), не прибегая к громоздкому формализму динамической теории дифракции [6]. В основе метода лежит расчет спектра полного тока (СПТ) вторичных электронов в цепи образца

$$j(E_p) = j_p - j_s,$$

где j_p — поток первичных электронов, j_s — ток уходящих из образца электронов, как упруго-, так и неупруго-отраженных. При этом $j_s = \sigma(E_p)j_p$. В расчетах СПТ учитывались влияние плотности незаполненных электронных состояний, в которые попадают электроны при входе в твердое тело, и энергетическая зависимость уширения зонных уровней энергии. При этом ток через образец в заданном направлении квазиимпульса Ω имеет вид [7-10]

$$j(E, \Omega) \sim \frac{1}{V} \sum_{nk} [1 - f_F(E_{nk})] \left| \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} E_{nk} \right| \delta(E - E_{nk}) \delta(\Omega - \Omega_{nk}), \quad (1)$$

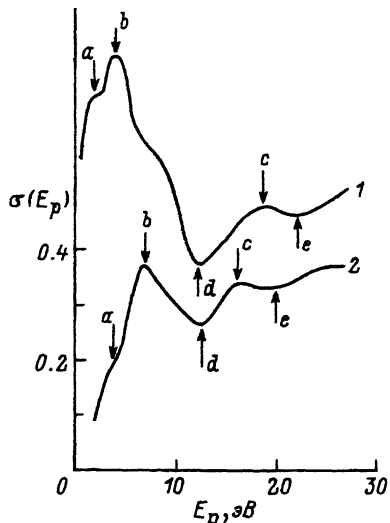


Рис. 1. КВЭЭ W по нормали к поверхности (100).

1 — теория (в отн. ед.), 2 — эксперимент [4]. Энергия E_p отсчитывается от уровня вакуума. Кривые разнесены по оси ординат произвольным образом.

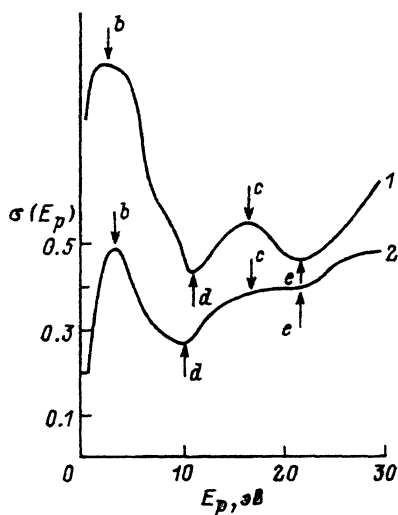


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для поверхности (110).

2 — эксперимент [5].

где E_{nk} — закон дисперсии электронов, полученный методом релятивистских присоединённых плоских волн (RAPW) в [11]; Ω_{nk} — единичный вектор вдоль направления $\nabla_{\mathbf{k}} E_{nk}$; $f_F(E_{nk})$ — равновесная функция заполнения Ферми-Дирака, которая при $E > E_F + e\varphi$ равна 0; $e\varphi$ — работа выхода; V — объём кристалла; $E_F = 9.8$ эВ — энергия Ферми.

Переходя в (1) от суммирования по \mathbf{k} к интегрированию по поверхности постоянной энергии $E_{nk} = E$, получаем расчётное выражение, в котором учтена конечная ширина $\hbar\Gamma(E) = \hbar/\tau(E)$ электронных уровней. При этом время жизни возбуждённого состояния $\tau(E)$ вблизи Ферми-поверхности [12]

$$\hbar/\tau(E) = \pi^2 3^{1/2} E_{pl} (E/E_F - 1)^2 / 128,$$

где E_{pl} — параметр экранирования, зависящий от концентрации s - и d -электронов в электронной оболочке атома. Расчёт из общей теории металлов даёт $E_{pl} \approx 8$ эВ.

На рис. 1,2 (кривые 1) показаны результаты расчёта КВЭЭ по нормали к плоскостям W(100) и W(110) соответственно. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные зависимости (кривые 2); полученные в [4,5] в условиях контролируемой чистоты и сверхвысокого вакуума. Положения характерных максимумов и минимумов теоретических и экспериментальных кривых обозначены буквами a, b, c, \dots по возрастанию их энергии. Ход зависимостей $\sigma(E_p)$ имеет немонотонный характер с выраженной тонкой структурой, существенно зависящей от кристаллографической ориентации монокристалла W. Наблюдаются два резко выраженных максимума b и c , которые связаны с ходом зависимости ко-

эффективности упругого отражения электронов $R(E_p)$ [4,5]. С одной стороны различия в положении особенностей на теоретических и экспериментальных кривых связаны с приближенным характером зонных расчетов для высоколежащих уровней. С другой стороны, имеются экспериментальные погрешности, связанные с формированием моноэнергетического пучка электронов в области низких энергий, осуществлением полного сбора вторичных электронов и др. Так, в реальных устройствах имеют место электронно-оптические эффекты, приводящие к разбросу электронов по нормальной к поверхности образца составляющей скорости, и значение E_p не является строго фиксированной величиной. Кроме того, метод исследования зависимостей $\sigma(E_p)$ в области малых E_p обладает высокой поверхностной чувствительностью, определяемой не только малой глубиной анализируемой области, но и сильной зависимостью от физико-химических поверхностных процессов [13]. Так, при загрязнении мишени адсорбцией молекул остаточных газов ход кривой $\sigma(E_p)$ становится более монотонным: с увеличением энергии σ растет [4,5]. При этом абсолютное значение σ для загрязненного образца больше, чем для чистого.

Полученное соответствие между основными особенностями теоретических и экспериментальных зависимостей $\sigma(E_p)$ свидетельствует о преобладающей роли эффектов объемной зонной структуры в формировании тонкой структуры КВЭЭ. При этом ослабление интенсивности тонкой структуры служит мерой дефектности в приповерхностной области образца, что может успешно применяться для контроля состояния поверхности в процессе обработки. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в зависимостях $\sigma(E_p)$ от поверхностных.

Список литературы

- [1] Шульман А.Р., Фридрихов С.А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977. 552 с.
- [2] Гомоюнова М.В. // УФН. 1982. Т. 136. № 1. С. 105–148.
- [3] Шульман А.Р., Ганичев Д.А. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 3. С. 745–754.
- [4] Якубова З., Горбатый Н.А. // Изв. вузов. Физика. 1972. № 7. (122). С. 129–130.
- [5] Якубова З., Горбатый Н.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1971. Т. 35. № 3. С. 553–559.
- [6] Sapart G. // Surf. Sci. 1969. V. 13. N 2. P. 361–376.
- [7] Шаталов В.М., Панченко О.Ф., Перлов А.Я., Силантьев В.И., Шевченко Н.А. // Металлофизика. 1992. Т. 14. № 1. С. 88–93.
- [8] Комолов С.А., Панченко О.Ф., Шаталов В.М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 4. С. 1259–1262.
- [9] Комолов С.А., Панченко О.Ф., Шаталов В.М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 11. С. 3489–3492.
- [10] Комолов С.А., Панченко О.Ф., Панченко Л.К., Шаталов В.М. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 3. С. 17–23.
- [11] Christensen N.E., Willis R.F. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1979. V. 12. N 1. P. 167–207.
- [12] Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967. 382 с.
- [13] Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 408 с.

Донецкий
физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
3 июня 1993 г.