

АНОМАЛИИ ВЕКТОРНОГО ФОТОЭФФЕКТА СИСТЕМЫ W(110) – Cs ПРИ СУБМОНОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЯХ

Г.В.Бенеманская, М.Н.Лапушкин

Обнаружено, что различным субмонослойным покрытиям Cs соответствуют существенно отличающиеся угловые зависимости пороговой фотоэмиссии при возбуждении p -поляризованным светом. Результаты не могут быть объяснены в рамках традиционных теоретических представлений о векторном фотоэффекте и интерпретируются как проявление поверхностных электронных состояний.

Векторный фотоэффект заключается в различной угловой зависимости пороговой фотоэмиссии металлов для s - и p -поляризованного возбуждения. Эксперименты ^{1, 2} на металлических монокристаллах показали, что при s -возбуждении фотоэмиссия I_s уменьшается с ростом угла падения γ , тогда как при p -возбуждении фотоэмиссия I_p возрастает. Причиной такого поведения считалось различие поглощенной мощности при соответствующих поляризациях облучения. Более детальное рассмотрение эффекта основано на теории поверхностной и объемной фотоэмиссии ³. Фотоэмиссия I_s связана с возбуждением объемных электронных состояний в периодическом потенциале решетки и пропорциональна поглощенной мощности N_s . В случае p -поляризации при наличии ненулевой нормальной компоненты электрического вектора света ($\gamma \neq 0$) возможна поверхностная фотоэмиссия, которая связана с возбуждением электронов из области изменения поверхностного потенциала $V(z)$ на границе металл-вакуум, где z – нормаль к поверхности. Соответствующий матричный элемент имеет вид:

$$M_{ij} = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{z}) \langle \Psi_j | \frac{\partial}{\partial z} V(z) | \Psi_i \rangle,$$

где \mathbf{e} – вектор поляризации возбуждающего излучения. Волновые функции начального Ψ_i и конечного Ψ_j состояний выбираются аналогично случаю объемной фотоэмиссии. Значительные расхождения получаемых теоретических и экспериментальных результатов требовали введения дополнительных условий, которые накладывались либо на ход поверхностного потенциала ⁴, либо на качество поверхности в виде макрошероховатостей ⁵.

В настоящей работе обнаружено, что субмонослойная пленка Cs, нанесенная на грань (110) монокристалла W, приводит к сильному изменению величины векторного фотоэффекта $I_p(\gamma) - I_s(\gamma)$. При этом остаются постоянными коэффициенты отражения и качество

поверхности (110) W. Закономерности поведения угловых зависимостей $I_p(\gamma)$, выявленные для различных субмонослойных покрытий, объясняются модификацией спектра поверхностных состояний в системе W (110) – Cs.

На монокристаллическую грань (110) W наносились пленки Cs с различной степенью субмонослойного покрытия $\theta \leq 1$. Эмиссия возбуждалась *s*- или *p*-поляризованным лазерным светом $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ (1,96 эВ) мощностью 2 мВт. Для каждого покрытия регистрировались зависимости интегрального фотоэмиссионного тока I_s и I_p от угла падения света ($0 \leq \gamma \leq 75^\circ$). Контролировались коэффициенты отражения света $R_s(\gamma)$ и $R_p(\gamma)$. С точностью 0,5 % они оставались неизменными во всем диапазоне исследуемых покрытий. Измерения проводились в условиях высокого вакуума ($p \sim 10^{-10}$ торр).

Нанесение пленки Cs на грань (110) W уменьшает работу выхода φ . Зависимость $\varphi(\theta)$ для этой системы немонотонна (рис. 1) и имеет минимум при $\theta_{min} = 0,61$. Для того, чтобы исключить влияние $\varphi(\gamma)$ на характер эффекта, исследованы попарно субмонослойные покрытия, которым соответствует одинаковая работа выхода. Фотоэмиссионные кривые $I_p(\gamma)$ нормированы на эмиссию при нормальном падении $\gamma = 0$. При этом следует отметить, что $I_s(0) = I_p(0)$.

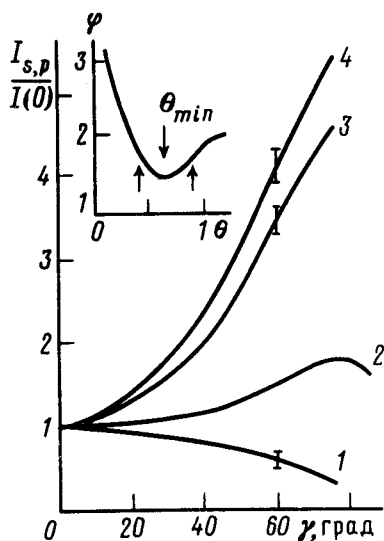


Рис. 1

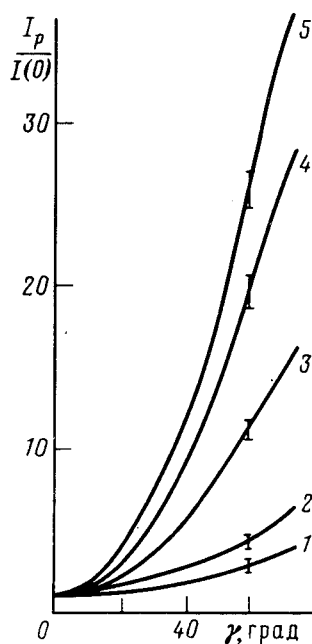


Рис. 2

Рис. 1. Угловые зависимости фотоэмиссии (кривые 1, 3, 4) системы W(110)–Cs для различных субмонослойных покрытий при возбуждении *s*- или *p*-поляризованным светом $\lambda = 6328 \text{ \AA}$: 1 – $I_s(\gamma)/I(0)$; 3 – $I_p(\gamma)/I(0)$ при $\theta = 0,57$; 4 – $I_p(\gamma)/I(0)$ при $\theta = 0,64$; расчетная поглощенная мощность $N_p(\gamma)$ (кривая 2). На вставке: работа выхода $\varphi(\theta)$ из работы ⁶

Рис. 2. Угловые зависимости фотоэмиссии $I_p(\gamma)/I(0)$ системы W(110)–Cs для различных субмонослойных покрытий: 1 – $\theta = 0,61$; 2 – $\theta = 0,45$; 3 – $\theta = 0,77$; 4 – $\theta = 0,85$; 5 – $\theta = 1,00$

Во всем диапазоне субмонослойных покрытий θ угловые зависимости $I_s(\gamma)$ совпадают между собой (рис. 1, кривая 1) и адекватно описываются поглощенной мощностью $N_s(\gamma)$, рассчитанной при $n = 3,64$ и $k = 2,92$ ⁷. В то же время корреляция между $I_p(\gamma)$ и $N_p(\gamma)$ отсутствует. Экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 1, кривые 3, 4 показывают, что уже незначительно удаленным от θ_{min} покрытиям $\theta = 0,57$ ($\varphi = 1,52$ эВ) и $\theta = 0,64$ ($\varphi = 1,52$ эВ) соответствуют различные величины векторного фотоэффекта. Ано-

мальный разброс кривых $I_p(\gamma)$ сильно увеличивается, если сравнивать зависимости для более удаленных от θ_{min} покрытий, например $\theta = 0,45$ ($\varphi = 1,78$ эВ) и $\theta = 0,85$ ($\varphi = 1,78$ эВ) (см. рис. 2, кривые 2, 4).

Анализ полученных результатов позволяет выявить следующие основные закономерности: а) уменьшение величины векторного фотоэффекта $I_p(\gamma) - I_s(\gamma)$ при увеличении покрытия до значения θ_{min} ; б) наименьшая величина эффекта наблюдается для покрытия θ_{min} ; в) усиление эффекта с ростом покрытия от θ_{min} до $\theta = 1$.

Обнаруженные новые закономерности исключают возможность объяснения аномалий векторного фотоэффекта шероховатостями поверхности. Вызывает сомнение и второй традиционный подход, опирающийся в трактовке только на вид поверхностного потенциала $V(z)$. Кроме приведенных результатов это подтверждает поставленный нами эксперимент с возбуждением фотоэмиссии p -поляризованным лазерным светом $\lambda = 3371 \text{ \AA}$. В диапазоне покрытий от θ_{min} до $\theta = 1$, где происходит увеличение поверхностного потенциала, мы не наблюдали изменения зависимости $I_p(\gamma)$.

Мы полагаем, что доминирующая роль в объяснении векторного фотоэффекта принадлежит природе начальных и конечных электронных состояний, принимающих участие в поверхностной фотоэмиссии. Для металлов это двумерные поверхностные состояния, локализованные именно в области изменения поверхностного потенциала. Закономерности векторного фотоэффекта для p -поляризованного возбуждения $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ хорошо согласуются с данными о модификации спектра поверхностных состояний в системе $W(110) - Cs$. В результате адсорбции собственные поверхностные состояния грани $(110) W$ сдвигаются от уровня Ферми E_F в сторону больших энергий связи⁸. Вместе с тем при покрытиях $\theta > \theta_{min}$ наблюдается образование индуцированных состояний пленки Cs ⁹, которые расположены вблизи E_F и плотность состояний которых увеличивается с ростом θ . Эта тенденция проявляется в наблюдаемом увеличении векторного фотоэффекта при соответствующих покрытиях.

При высокоэнергетическом p -возбуждении $\lambda = 3371 \text{ \AA}$ квантовый выход эмиссии с индуцированных поверхностных состояний в пленке Cs резко падает⁹. Это свидетельствует об изменении характера взаимодействия излучения с электронными состояниями кристалла. В этом случае p -свет возбуждает, видимо, объемные состояния и угловые зависимости $I_p(\gamma)$ не зависят от напыленной пленки.

Литература

1. Juenker D.W., Waldron J.P., Jaccodine R.J. J. Opt. Soc. Amer., 1964, **54**, 216.
2. Gartland P.O., Berge S., Slagsvold B.J. Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, 916.
3. Mahan C.D. Phys. Rev. B, 1970, **2**, 4334.
4. Adavi I. Phys. Rev. A, 1964, **134**, 788.
5. Mitchell K. Proc. Roy. Soc. A, 1934, **146**, 442.
6. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов, Киев: Наук. думка, 1981.
7. Weaver J.H., Lynch D.W., Olson G.G. Phys. Rev. B, 1975, **12**, 1293.
8. Soukiassian P., Riwan R., Leconte J. et al. Phys. Rev. B, 1985, **31**, 4911.
9. Бенеманская Г.В., Лапушкин М.Н. Письма в ЖЭТФ, 1987, **45**, 423.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 марта 1989 г.