

Хотя низкотемпературной теорией сильного насыщения магниторазбавленных систем, учитывающей спин-решеточную релаксацию, пока не существует, представляется естественным допущение о том, что в этом случае, как и в ВТП, в стационарном состоянии происходит полное тепловое смешивание подсистем во вращающейся системе координат, т. е. $\alpha = \beta$. Этого допущения достаточно для решения обсуждаемого вопроса. При $\alpha = \beta$ формулы (3), (5), (6) приводят к выражению

$$\chi_{\parallel}(\Omega) = \frac{1}{8} \gamma^2 \beta \frac{\omega_i^2}{\Omega} \left[\frac{D(1+x_+)}{D_+^2(\Delta + \delta + \Omega)^2} + \frac{D(1+x_-)}{D^2 + (\Delta + \delta - \Omega)^2} \right], \quad (7)$$

где

$$x_{\pm} = \frac{(1-p_{\mp}^2)(u_{\pm} - h_{\pm} - u_i^2 h_{\pm}) [p_{\pm} + (1+p_{\pm}^2)h_{\pm}]}{1 - p_{\pm}^2 u_{\pm}^2 - 2(1-p_{\pm}^2)h_{\pm} u_{\pm} + (1+p_{\pm}^2)h_{\pm}^2 (u_i^2 - 1)},$$

$$p_{\pm} = -\text{th} \left[\frac{1}{2} \beta (\Delta \pm \Omega) \right], \quad h_{\pm} = \frac{1}{2} \text{th} \left[\frac{1}{3} \beta (\Delta + \delta \pm \Omega) \right], \quad x_{\pm} = \text{th} \left[\frac{1}{2} \beta (\Delta + \delta \pm \Omega) \right]. \quad (8)$$

Нелинейная зависимость от β может быть связана с величинами x_{\pm} . Однако при любых значениях определяющих их параметров $|x_{\pm}| < 0.1$. Таким образом, во всем диапазоне дипольных температур, доступных методу, приведенному к (5), (6) ($|\beta \bar{E}| \ll 1$, \bar{E} — энергия взаимодействия спинов на среднем расстоянии; подробное обсуждение см. в [5, 6]), величина $\chi_{\parallel}(\Omega)$ с высокой точностью линейна по обратной дипольной температуре.

Список литературы

- [1] Ацаркин В. А. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. N 3. С. 1087—1095.
- [2] Atsarkin V. A., Vasneva G. A., Mefed A. E., Ryabushkin O. A. // Bull. Magn. Reson. 1980. V. 1. N 3. P. 139—156.
- [3] Авагян Э. В., Ацаркин В. А., Васнева Г. А. Радиоспектроскопия. Пермь. 1987. С. 165—168.
- [4] Хеннер Е. К., Хеннер В. К. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. N 9. С. 1025—1035.
- [5] Dzheparov F. S., Henner E. K. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 151. N 3. P. 663—674.
- [6] Дзепаров Ф. С., Хеннер Е. К. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. N 5. С. 1844—1862.

Пермский
государственный педагогический институт

Поступило в Редакцию
22 мая 1990 г.

УДК 537.533.74

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ВЫШЕ УРОВНЯ ВАКУУМА ПО УГЛОВЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ ОТРАЖЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

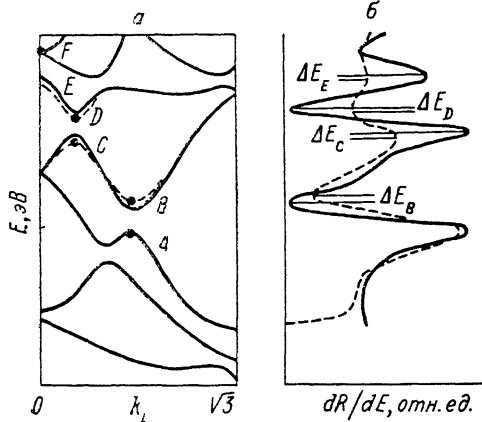
В. Н. Строков

Зонная структура (ЗС) выше уровня вакуума оказывает определяющее влияние на все эмиссионные свойства твердых тел. Так, в прямой и обратной фотоэмиссии высоколежащие состояния определяют как матричный элемент перехода, так и коэффициент прохождения фотоэлектрона (или первичного электрона) через границу твердое тело—вакуум. Следовательно, информация о дисперсионных зависимостях выше уровня вакуума представляет значительный интерес.

Для независимого исследования ЗС выше уровня вакуума наиболее широко пытаются использовать вторично-электронную спектроскопию с угловым разрешением [1]. Однако спектр вторичных электронов опреде-

является как их возбуждением, так и процессом перехода через поверхность. Совместное действие этих двух факторов не позволяет однозначно находить точки дисперсионных зависимостей. При упругом отражении электронов отсутствует их предварительное возбуждение. Это делает возможным теоретическое описание процесса с помощью методов динамической теории ДМЭ, одним из которых является так называемый шивочный подход [2].

В рамках этого подхода коэффициент упругого отражения (КУО) находится шивкой волновой функции электрона в вакууме с суперпозицией блоховских волн, возбуждаемых в кристалле. Параллельные поверхности компоненты (ПК) k_{\parallel} квазиволновых векторов этих волн равна ПК K_{\parallel} волнового вектора первичного пучка с точностью до вектора поверхности обратной решетки g , $k_{\parallel} = K_{\parallel} + g$ [2]. При шивке каждая особенность энергетической зависимости КУО связывается с определенной особенностью блоховских функций с $k_{\parallel} = K_{\parallel} + g$ и, следовательно, с конкретной критической точкой дисперсионных зависимостей по направ-



ленной особенностью блоховских функций с $k_{\parallel} = K_{\parallel} + g$ и, следовательно, с конкретной критической точкой дисперсионных зависимостей по направ-

ЗС меди для $k_{\parallel} = 11.5 \text{ нм}^{-1}$ в азимуте $\Gamma\bar{K}$ поверхностной ЗБ (а) и соответствующая зависимость производной КУО (б).

лению $k_{\parallel} = K_{\parallel} + g$ зоны Бриллюэна (ЗБ). Следовательно, оказывается возможным изучение ЗС по упругому отражению электронов. Изменение исследуемого направления осуществляется изменением угла падения первичного пучка, т. е. его K_{\parallel} .

Проведенные на настоящий день подобные исследования [3] касались лишь простейших особенностей ЗС и только по симметричным направлениям ЗБ. В настоящей работе впервые предприняты систематические исследования угловых зависимостей упругого отражения для получения информации о ЗС в широком интервале направлений. Эти зависимости были получены в энергетическом интервале 0—35 эВ при изменении угла в азимутах $\Gamma\bar{K}$ и $\Gamma\bar{M}$ поверхностной ЗБ граней Cu(111) и Ni(111), а также в азимуте $\Gamma\bar{Y}$ грани Ni(110). Измерения КУО проводились в проходящем токе при полном отборе вторичных электронов [4]. Для выделения его энергетической зависимости использовалось сложение с линейно изменяющимся фоном и дифференцирование. Изменение угла падения осуществлялось поворотом образца. Зависимости КУО для Cu и Ni обладают значительным сходством из-за сродства их высоколежащих состояний.

Для интерпретации экспериментальных результатов были рассчитаны угловые зависимости КУО с некоторым грубым потенциалом. Для этого применен метод проводящей гармоник [5, 6], отличающийся очень высокой скоростью при небольшой погрешности амплитуд особенностей КУО. Согласно этому методу, последний оценивается как

$$R = 1 - \max_{E, K_{\parallel}} \{ C_{G_1}^2 : k_{\parallel} + G_1 = K_{\parallel} - C_{G_2}^2 : k_{\parallel} + G_2 = K_{\parallel} \},$$

где $C_{G: k_{\parallel} + G = k_{\parallel}}$ — потенциальное содержание в блоховской функции проводящей Фурье-компоненты с волновым вектором $k + G$, ПК которого равна K_{\parallel} . Максимум берется по всем функциям, существующим для данных E и K_{\parallel} . Волновые функции рассчитаны методом эмпирического псевдопотенциала на достаточно частой сетке из k .

Для нахождения точек дисперсионных зависимостей предлагается следующий алгоритм [6]. Рассмотрим, например, результаты одновременного

расчета ЗС (см. рисунок, а) и КУО H (б). ЗС характеризуется несколькими областями сильной гибридизации, на краях которых дисперсионные зависимости имеют критические точки. В областях, где происходит уменьшение парциального содержания именно проводящей гармоники к $k_{\parallel} + G_{\parallel} = K_{\parallel}$, возникает максимум отражения. На рисунке такие области ограничены точками A и B , C и D , E и F . Вблизи этих критических точек изменение содержания проводящей гармоники и, следовательно, КУО происходит наиболее быстро. Поэтому им можно сопоставить экстремумы производной расчетного КУО (сплошная линия). Но экстремумы экспериментальной производной КУО (штриховая линия) несколько сдвинуты относительно своего расчетного положения. Следовательно, соответствующая критическая точка реальных дисперсионных зависимостей отстоит от своего теоретического положения именно на величину этого сдвига, что однозначно определяет ее энергию. Векторы k отмеченных точек слабо меняются при изменении потенциала, поэтому их экспериментальное положение (выделенные точки) получено трансляцией по оси энергий.

Некоторые критические точки ЗС (в нашем случае это E и F) расположены на линии симметрии ЗБ. Пересечение этой линии с направлением $k_{\parallel} = K_{\parallel} + g$ однозначно локализует критическую точку в k -пространстве. При изменении угла падения (и K_{\parallel}) она перемещается вдоль линии симметрии, что позволяет с помощью описанного выше алгоритма полностью найти соответствующую дисперсионную ветвь.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бажанова Н. П., Кораблев В. В., Кудинов Ю. А. // Актуальные вопросы вторично-эмиссионной спектроскопии. Л., ЛПИ, 1985. 65 с.
- [2] Capart G. // Surf. Sci. 1969. V. 13. N 2. P. 361—376.
- [3] Jaklevic R. C., Davis L. C. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 10. P. 5391—5397.
- [4] Комолов С. А., Штанько А. В., Строков В. Н., Шалаев М. А. // Вестник ЛГУ, сер. 4. 1986. N 4. С. 88—90.
- [5] Строков В. Н., Комолов С. А. // Вестник ЛГУ, сер. 4. 1989. N 4. С. 81—86.
- [6] Строков В. Н. // Автореф. канд. дисс. Л., 1989.

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

Поступило в Редакцию
23 мая 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ЭФФЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ НЕПРОВОДЯЩИХ СВЕРХРЕШЕТОК

А. В. Вакуленко, Л. А. Чернозатонский

При описании волновых процессов в сверхрешетках (СР) нередко оказывается, что длины рассматриваемых волн значительно превышают период D СР. В этом случае удобно трактовать СР как эффективно однородную среду, описываемую эффективными параметрами, представляющими собой определенные комбинации параметров, образующих СР материалов. Такой подход восходит к работам [1, 2], где рассматривалась слоисто-периодическая среда с изотропными слоями. В последние годы в [3-6] получены общие выражения, позволяющие определять компоненты упругого, диэлектрического, фотоупругого и пьезоэлектрического тензоров эффективной среды при произвольной кристаллографической симметрии слоев СР. В настоящей работе в аналогичном длинноволновом пределе найдены компоненты электрооптического (ЭО) тензора, описывающие модуляцию диэлектрической проницаемости эффективной среды электрическим полем.