

- [3] Барьяхтар В. Г., Зароченцев Е. В., Орел С. М. // Препринт ИТФ-87-90Р. Киев, 1987.
- [4] Вольнский И. Я., Макаров В. И., Гани В. В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 3. С. 1019—1033.
- [5] Overcash D. R., Tacy Davis, Cook J. W. Jr., Skove M. J. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. N 4. P. 287—290.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступила в Редакцию
4 января 1989 г.
В окончательной редакции
21 июня 1989 г.

УДК 543.423:546.26—162

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

О ПРИРОДЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ФОТОЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА C1S-ЭЛЕКТРОНОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО УГЛЕРОДА

Е. М. Байтингер, Ю. А. Тетерин, Ф. Ф. Кугеев

Появление низкоэнергетических спутников в рентгеновских фотоэлектронных спектрах чаще связывают с возбуждением коллективных (плазменных) колебаний валентных электронов. Однако опыт свидетельствует о более сложной природе этого явления, обусловленного одновременным действием на систему остовой дырки и эмиттированного фотоэлектрона [1]. Ниже на примере C1S-спутников в кристаллах графита и алмаза обсуждаются результаты феноменологического подхода, аналогичного принятому при описании характеристических потерь энергии электронами [2, 3].

Для опытов использовали образцы сильно ориентированного пирографита, полученные термомеханической обработкой, а также монокристаллический образец искусственного алмаза, имеющий зеленоватый оттенок.

Измерения рентгеновских фотоэлектронных спектров проведены на электростатическом спектрометре НР 5950 А с использованием монохроматизированного Al K α -излучения в вакууме 10⁻⁷ Па при комнатной температуре. В качестве стандарта для определения кинетической энергии фотоэлектронов использовалась 4f $_{7/2}$ -линия золота. Погрешность в воспроизведении тонкой структуры спутничных линий составляла ± 0.2 эВ. На вставке к рис. 1 изображена принципиальная схема взаимного расположения образца 1 в спектрометре и анализатора электронов 2. Телесный угол, определяемый апертурой анализатора, 10⁻² ср, а средний угол выхода фотоэлектронов — 50°.

Перед регистрацией спектра производилась механическая чистка поверхности образцов. Контроль остаточных загрязнений поверхности осуществлялся по интенсивности O1S-линии кислорода. Фоновый сигнал при вычитании из экспериментального спектра был представлен линейной зависимостью.

Типичная тонкая структура спектра C1S-электронов, полученная на образцах графита, представлена на рис. 1, а (сплошная линия). Начало отсчета энергии связи совмещено с максимумом линии C1S-электронов. Обработка спектра проведена следующим образом. Колоколообразная зависимость интенсивности остовой линии спектра C1S-электронов аппроксимировалась гладкой аналитической функцией, состоящей из суммы гауссиана (в средней части) и лоренциана (хвост). При аппроксимации предполагалось, что форма линии симметрична. После этого подгоночная кривая вычиталась из экспериментальной. Наиболее интенсивные экстре-

мумы в спектре (рис. 1, *a*) находятся при энергии 6 и 28 эВ. Полуширина второго пика существенно больше, чем первого. Кроме этих основных максимумов, спектр содержит хорошо различимые особенности в виде наплывов и небольших локальных максимумов при энергиях 2.5, 9.6, 12, 13.8, 15.7, 19.4, 22, 32.8 эВ.

Стандартная обработка методом Крамерса—Кронига (алгоритм заимствован из [4]) основана на предположении, что энергетические зависимости интенсивности спутникового спектра отражают поведение функции потерь энергии фотоэлектронов $\text{Im}(-1/\epsilon)$, обусловленной возбуждением одноэлектронных и коллективных переходов в валентных состояниях. Расчетный спектр функции потерь, определенный с использованием

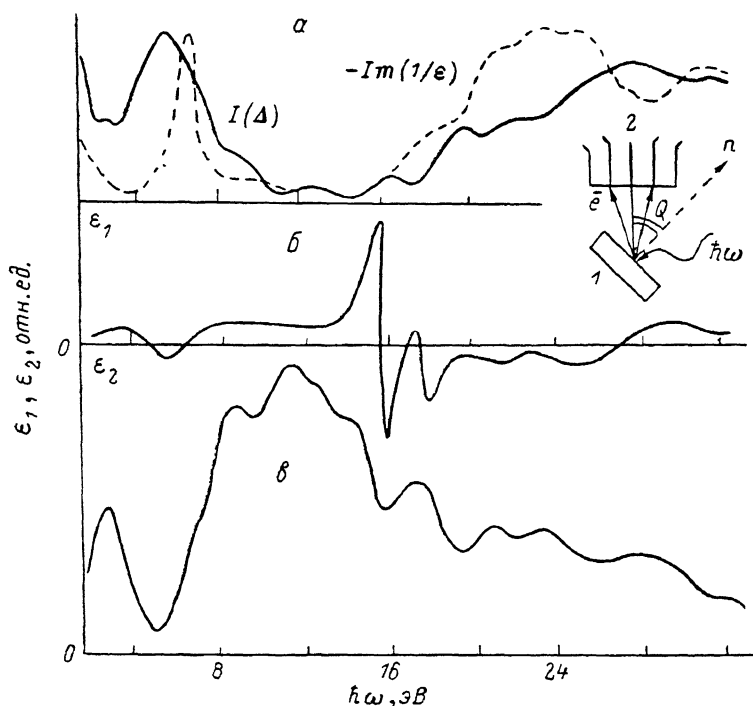


Рис. 1. Результаты изучения спутникового спектра графита.

a — распределение интенсивности в спектре спутников; *б* — действительная, *в* — мнимая части диэлектрической функции кристалла графита, определенные из спутникового спектра.

оптических данных [5], изображен на рис. 1, *a* штриховой линией. Общее согласие с экспериментальным спутниковым спектром удовлетворительное. Некоторое отличие обусловлено разными способами возбуждения валентных электронов. Подтверждением этому является сравнение с результатами исследования характеристических потерь энергии электронами в графите, определенных как на прострел [6], так и на отражение [7].

Результаты численной обработки представлены в виде энергетической зависимости действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частей диэлектрической функции (рис. 1, *б*, *в*). Масштаб по оси ординат произволен. Нули ϵ_1 при энергиях 6.8, 16.8, 27.5 эВ отвечают собственной энергии плазменных колебаний [3]. Энергетическая зависимость ϵ_2 пропорциональна поглощению, связанному с одноэлектронными переходами, сопровождающими выход фотоэлектронов.

Спутниковая структура вблизи $C1S$ -экстремума в алмазе существенно отличается от таковой в графите. Результаты обработки первичных спутниковых спектров (рис. 2, *a*) описанным способом показаны на рис. 2, *б*, *в*. Действительная часть диэлектрической функции демонстрирует значительную аномальную дисперсию в области энергий 4—5 эВ, которая приходится на состояния щели. Собственная энергия плазмонов, опреде-

ляемая условием $\epsilon_1=0$, соответствует энергии 24 эВ. Эта энергия отвечает поверхностным плазменным колебаниям в алмазе [8].

Основными особенностями спектра ϵ_2 (рис. 2, в) является присутствие двух характерных для Sp^3 -координационного окружения максимумов, обусловленных оптическими переходами на грани L зоны Бриллюэна. Наличие этих максимумов является отличительной чертой всех алмазо-

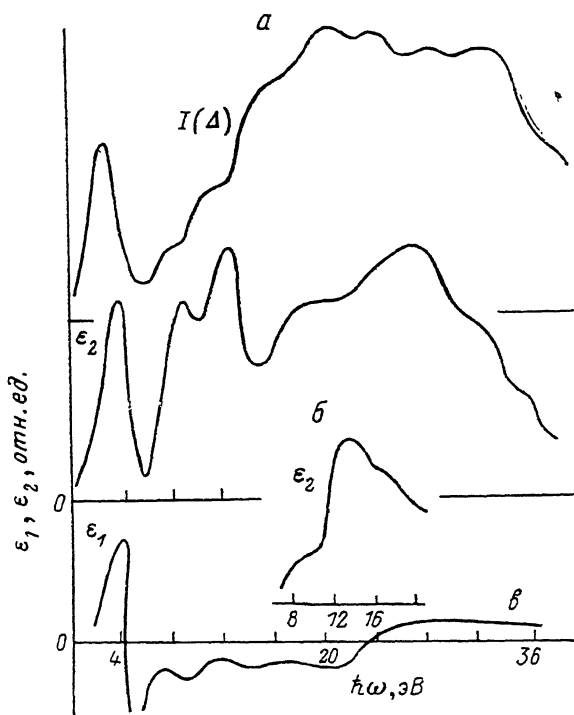


Рис. 2. Спектр $C1S$ -электронов вблизи основной линии кристалла алмаза (а); мнимая (б) и действительная (в) части диэлектрической функции, определенные из спектра а.

На вставке — результаты оптических опытов.

подобных структур. При таких же энергиях квантов 8 и 12 эВ аналогичные экстремумы проявляются в оптических экспериментах (см. вставку к рис. 2 [9]).

Наконец, укажем, что пик значительной интенсивности при 4 эВ отражает существование примесных азотных центров, присутствующих в искусственных образцах алмаза и определяющих их окраску [9].

Таким образом, низкоэнергетические сателлиты в рентгеновских фотоэлектронных спектрах основных электронов графита и алмаза представляют суперпозицию одноэлектронных и коллективных потерь. Предложенный подход позволяет разделять соответствующие вклады.

С п и с о к л и т е р а т у р ы]

- [1] Livins P., Shnatterly S. E. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 12. P. 6731—6749.
- [2] Горобченко В. Д., Жарников М. В., Максимов Е. Г., Рашнеев С. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 677—691.
- [3] Raether H. Excitation of plasmons and interband transition by electrons. Berlin: Springer-Verlag, 1980. 192 p.
- [4] Альперович Л. И. Метод дисперсионных соотношений и его применение для определения оптических характеристик. Душанбе, 1973. 46 с.
- [5] Klucker R., Slibowski M., Steinman M. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 65. N 2. P. 703—709.
- [6] Büchner U. // Phys. St. Sol. (b). 1977. V. 81. N 1. P. 227—234.

- [7] Diebold U., Preisinger A. et al. // Surf. Sci. 1988. V. 197. N 1—2. P. 430—443.
 [8] Lirie P. G., Wilson J. M. // Surf. Sci. 1977. V. 65. P. 476—481.
 [9] Вавилов В. С., Гиппиус А. А., Конорова Е. А. Электронные и оптические процессы в алмазе. М.: Наука, 1985. 119 с.

Челябинский
 государственный педагогический институт
 Челябинск

Поступило в Редакцию
 29 июня 1988 г.
 В окончательной редакции
 21 июня 1989 г.

УДК 538.221

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

ТЕОРИЯ ГИСТЕРЕЗИСА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ 2π -ЛИНИЙ БЛОХА ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Ю. А. Димашко

Последние годы наблюдается повышенный интерес к структуре доменных границ (ДГ) в ЦМД-материалах, обусловленный появлением новых идей в области записи информации. Циклом работ [1-3] был представлен ряд экспериментальных результатов по перемагничиванию ДГ квазистатическим магнитным полем. Среди них обращает на себя внимание гистерезисный характер переключения полярности ДГ уже в слабых полях, далеких от поля насыщения $H_c = 8M$. Авторы первоначально полагали, что он свидетельствует о коэрцитивности вертикальных блоховских линий (ВБЛ), перемещаемых магнитным полем [1]. Затем было приведено объяснение [3], основанное на возможности соединения ВБЛ в кластеры. Во всех работах [1-3] упоминалась роль горизонтальных блоховских линий (ГБЛ) при перемагничивании ДГ, однако она ограничивалась обратимыми изменениями структуры ДГ на начальном этапе процесса перемагничивания. В связи с этим следует также отметить ряд теоретических работ [4-6], посвященных зарождению 2π -ГБЛ при перемагничивании ДГ. Во всех этих работах процесс зарождения 2π -ГБЛ трактуется как обратимый. Ниже будет показано, что в действительности процесс зарождения ГБЛ при росте перемагничивающего поля и их исчезновения при понижении поля имеет явно выраженный гистерезис.

Рассматривается ДГ в легкоосной ферромагнитной пленке (ФМП), занимающей область $-h/2 < z < h/2$. Легкая ось параллельна оси Z , ДГ лежит в плоскости XZ и поляризована в направлении OX . Основными приближениями являются: 1) большой фактор качества ($Q = K/2\pi M^2 \gg 1$), 2) достаточно большая толщина h ФМП ($h/\Lambda_0 \gg 1$), 3) малость перемагничивающего поля H_x по сравнению с характерным полем $H_c = 8M$ ($|H_x|/8M \ll 1$). Здесь A , K — постоянные обмена и одноосной анизотропии; M — спонтанная намагниченность; $\Lambda_0 = (A/2\pi M^2)^{1/2}$ — параметр ширины БЛ. Линейная плотность энергии ГБЛ, имеющей координату z , равна [7]

$$\lambda = 8AQ^{-1/2} (\sin \Phi - \Phi \cos \Phi), \quad (1)$$

где Φ — полуамплитуда скачка азимутального угла на ГБЛ. Она определяется соотношением [7]

$$\cos \Phi = H_y/8M, \quad (2)$$

где

$$H_y = 4M \ln [(h/2 + z)/(h/2 - z)] \quad (3)$$

— напряженность магнитного поля, создаваемого поверхностью ФМП в плоскости ДГ. Из (2), (3) следует явная зависимость z от Φ

$$z = (h/2) \operatorname{th} \cos \Phi. \quad (4)$$