

О МЕХАНИЗМЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ИОНИЗАЦИОННЫМИ ПОТЕРЯМИ ЭНЕРГИИ ОТ ВТСП-КЕРАМИКИ

М. В. Гомоюнова, А. К. Григорьев, И. И. Пронин,
А. Е. Роднянский

Ионизационная спектроскопия становится все более широко известным и распространенным методом исследования поверхности твердого тела [1]. Тем не менее механизм отражения электронов с ионизационными потерями энергии (ИПЭ) до последнего времени продолжает обсуждаться в литературе [2, 3]. Известны две основные модели явления, рассматривающие его либо как одноактный процесс неупругого рассеяния электронов при возбуждении остовных электронов твердого тела, сопровождаемый потерями энергии и изменением направления движения [4], либо как двухступенчатый процесс, при котором потери энергии являются результатом взаимодействия падающего электрона с остовным, а изменение импульса — следствием упругого рассеяния [5]. Наибольшее распространение получила вторая модель. Кроме того, в литературе имеются указания на возможность пространственного и временного перекрытия актов упругого и неупругого рассеяния [6, 7] — фактически третья модель. Важным моментом при рассмотрении возбуждения остовных электронов является также вопрос и о применимости дипольного правила отбора [9]. С проблемой механизма отражения электронов с ИПЭ и их природой мы столкнулись при исследовании электронного строения ВТСП-керамики методом ионизационной спектроскопии [10]. Ее решению применительно к $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и посвящена настоящая работа. Развитый в ней подход основан на сопоставлении угловых и энергетических распределений электронов, упруго рассеянных и отраженных с ИПЭ, что оказалось возможным при использовании вторично-электронного спектрометра с угловым разрешением.

Прибор, в котором проведен эксперимент, описан в [11]. Энергетическое разрешение анализатора составляло 0.4 %, а угловое разрешение — 1°. Измерения токов I отраженных электронов выполнены в режиме регистрации $d(EN(E))/dE$. Энергия E_p первичных электронов варьировалась в диапазоне 0.25—1 кэВ, а угол их падения $\theta_{\text{пад}} = 45^\circ$. Изучены ионизационные линии (ИЛ) с энергиями 96, 106 и 119 эВ (рис. 1), возникающие при возбуждении остовных $4d$ -электронов Ва. В последнем случае наряду с $4d$ -электронами возбуждаются также $5p$ -электроны Ва и, кроме того, около 5—10 % интенсивности ИЛ связано с переходами $3s$ -электронов Си [10]. Поверхность образца очищалась в вакууме 6×10^{-9} Тор методом скрайбирования, а ее чистота контролировалась также методом ЭОС.

Результаты исследования угловых распределений $I(\theta)$ электронов, отраженных упруго и с ИПЭ, для трех указанных ИЛ показаны на рис. 2. Видно, что качественный ход распределений одинаков, все они близки к симметричным относительно направления падения первичного пучка, обнаруживая возрастание тока с увеличением угла рассеяния. Для электронов, отраженных с ИПЭ, такой ход не согласуется с одностадийным механизмом, так как вероятность потери энергии ΔE_i при возбуждении остовных электронов уменьшается (а не возрастает) с ростом угла рассеяния θ_p . В то же время одинаковый качественный ход угловых распределений, полученных для электронов, отраженных упруго и с ИПЭ, свидетельствует в пользу двухстадийного механизма отражения. Действительно, в исследованной области средних энергий дифференциальные сечения $\sigma_{\text{у}}$ упругого рассеяния электронов на атомах имеют специфические особенности, в частности, проявляющиеся в виде максимумов рассеяния электронов в заднюю полусферу отражения, что мы наблюдали на эксперименте, и для электронов, отраженных с ИПЭ.

Специфика сечений σ_{γ} , определяемая порядковым номером элемента [12, 13], позволяет проанализировать в случае соединений и упомянутую выше возможность одновременного протекания процессов упругого и неупругого рассеяния при взаимодействии с одним атомом. Рассмотрим это на нашем конкретном примере. Сечения σ_{γ} для атомов Ва, в частности при $E_p = 0.5$ кэВ, минимальны при угле рассеяния $\theta_p = 140^\circ$ и превышают его в восемь раз при $\theta_p = 130^\circ$. Для остальных атомов, входящих в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, сечения σ_{γ} , наоборот, близки к минимальным при $\theta_p = 130^\circ$, а угол $\theta_p = 140^\circ$ соответствует области заметного возрастания сечений с ростом θ_p . Поэтому если сравнить для данных двух углов токи I'_i и I''_i электронов с ИПЭ, обусловленные взаимодействием их с основными электронами Ва, то тогда, если процессы упругого и неупругого рассеяния протекают одновременно на атомах Ва, токи I'_i и I''_i должны существенно различаться. Если же эти процессы происходят при взаимодействии

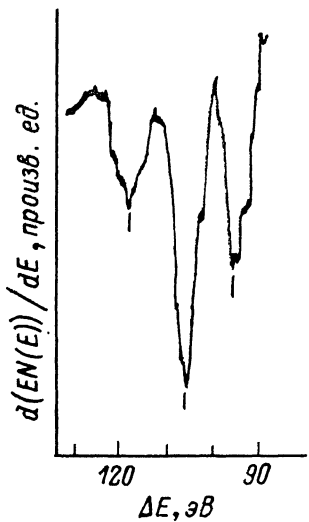


Рис. 1. Спектр ионизационных потерь энергии электронов для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в диапазоне $\Delta E = 90-130$ эВ при энергии $E_p = 0.5$ кэВ.

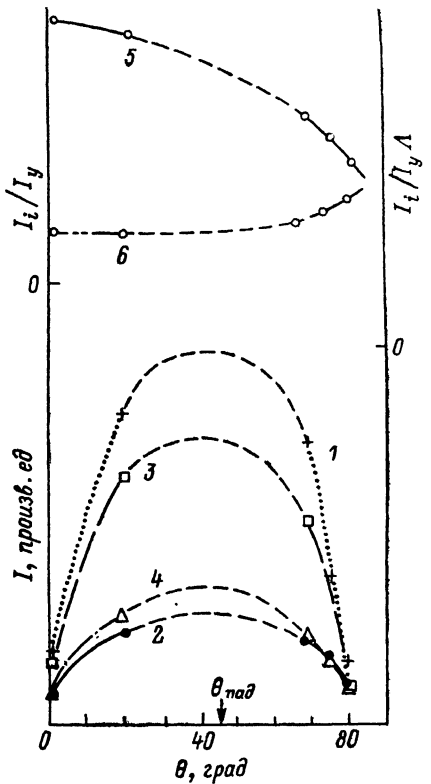


Рис. 2. Угловые распределения электронов, отраженных от $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ упруго (I) и с ионизационными потерями энергии (2-4).

ΔE_i , эВ: 2 — 96, 3 — 106, 4 — 119. Кривые 5, 6 получены из кривой 3 нормированием ее на I_y и $I_y \Delta$ соответственно. Пунктир — интерполированные участки кривых, соответствующие «мертвой зоне», которая возникает из-за затенения электронной пушки анализатором.

с разными атомами соединения, влияние «упругого» канала усреднится по разным атомам, и это приведет к значительному сглаживанию сравниваемых токов. Полученные данные показали, что $I'_i \approx I''_i$, а следовательно, для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в исследованном диапазоне E_p обсуждаемый механизм существенной роли не играет и отражение электронов с ИПЭ происходит в соответствии с двухступенчатой моделью при последовательном протекании двух элементарных актов.

Определим теперь, исходя из данной модели, ход зависимости сечений σ_i неупругого рассеяния электронов от их энергии. Для этого воспользуемся следующей формулой для тока I_i [1]:

$$I_i(E_p, \Delta E_i, \theta) \sim \sigma_i(E_p, \Delta E_i) I_y(E_p, \Delta E_i, 0) \Lambda(E_p, \Delta E_i, \theta), \quad (1)$$

где I_y — ток упруго отраженных электронов; Λ — средняя толщина зондируемого слоя. Зависимость для I_y и Λ от ΔE_i появляется вследствие учета возможности двоякого последовательного протекания упругого и неупругого рассеяния электронов [1]. Из (1) следует, что для выделения хода зависимости $\sigma_i(E_p)$ ток I_i должен быть нормирован на I_y и Λ . Значения Λ определялись согласно [1]. Требуемые для этого средние длины свободного пробега λ электронов для неупругого рассеяния находились по формуле, полученной в [14] для оксидов. Заметим, что выполнение указанной выше процедуры нормировки углового распределения при фиксированной энергии E_p позволяет более детально проанализировать правомерность используемой двухступенчатой модели, пренебрегающей изменением импульса в акте неупругого рассеяния, а следовательно,

и зависимостью сечения от угла вылета. Соответствующие кривые для $\Delta E_i=106$ эВ показаны на рис. 2, б. Действительно, в пределах погрешностей измерений можно говорить о неизменности сечения σ_i . Аналогичные результаты получены и для других ИПЭ.

Искомые энергетические зависимости $\sigma_i(E_p)$ для трех ИПЭ иллюстрирует рис. 3, где показаны такие данные для $\theta=23^\circ$. Как и следовало ожи-

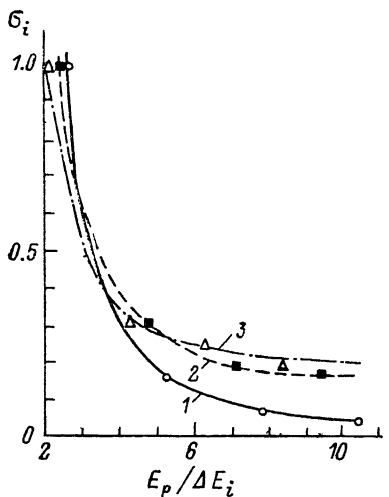


Рис. 3. Ход энергетических зависимостей сечений неупругого рассеяния электронов σ_i (в отн. ед.).

$\sigma_i=1$ при $E_p=0$ 25 кэВ $\Delta E=96$ (1), 106 (2) и 119 эВ (3).

дать, сечения σ_i уменьшаются с ростом энергии. Обращает на себя внимание заметно более резкий ход зависимости для ИЛ с $\Delta E_i=96$ эВ, что мы связываем с нарушением дипольного правила отбора при данном возбуждении $4d$ -электронов Ва [10]. Для двух других ИПЭ ход зависимостей близок. При этом для переходов с $\Delta E_i=106$ эВ правила отбора выполняются, а в случае $\Delta E=119$ эВ переход является многоэлектронным с возбуждением двух электронов Ва ($4d$ и $5p$).

Таким образом, в настоящей работе путем сопоставления угловых распределений электронов, отраженных упруго и с ИПЭ, доказана двухступенчатость процесса отражения электронов с ИПЭ и показан более быстрый спад сечений неупругого рассеяния электронов при возбуждениях остовных электронов с нарушением дипольных правил отбора по сравнению с дипольными и многоэлектронными переходами, для которых энергетические зависимости близки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Коваль И. Ф., Лысенко В. Н., Мельник П. В., Находкин Н. Г. Атлас ионизационных спектров. Киев, 1989. 232 с.
- [2] Коваль И. Ф., Лысенко В. Н., Мельник П. В., Находкин Н. Г. // Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 2. С. 235—238.
- [3] Лысенко В. Н. // Автореф. канд. дис. Киев, 1989.
- [4] Gerlach R. L., DuCharme // Phys. Rev. A. 1972. V. 6. N 5. P. 1892—1901.
- [5] Находкин Н. Г., Мельник П. В., Коваль И. Ф. // Поверхность. 1982. № 5. С. 1—14.
- [6] Грачев Б. Д., Козловский С. С., Коробочко Ю. С., Минеев В. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 5. С. 1641—1648.
- [7] Rumyantsev V. V., Libenson B. N. // Ann. Phys. 1978. V. 111. N 1. P. 152—161.
- [8] Powell C. J., Erikson N. E. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 1. P. 61—64.
- [9] Strasser G., Rosina G., Matthew J. A. D., Netzer F. P. // J. Phys. F: Met. Phys. 1985. V. 15. N 3. P. 739—751.
- [10] Гомоюнова М. В., Григорьев А. Г., Пронин И. И., Роднянский А. Е. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 11. С. 1—6.

- [11] Пронин И. И., Гомоюнова М. В., Бернадский Д. П., Заславский С. Л. // ИТЭ. 1982. № 1. С. 175—178.
 [12] Fink M., Ingram J. // Atomic Data. 1972. V. 4. N 2. P. 129—209.
 [13] Gregory D., Fink M. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1974. V. 14. N 1. P. 39—87.
 [14] Seah M. P. // Surf. and Inter. Anal. 1986. V. 9. N 1. P. 85—98.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 16 марта 1990 г.

УДК 538.221

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

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В РЕАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Димитр Йоргов, О. С. Колотов, В. А. Погожев

Один из основных механизмов перемагничивания магнитных материалов связан с движением доменных границ (ДГ). Движением ДГ определяются такие важные свойства магнетиков, как проницаемость, временные характеристики и т. д. Поэтому изучение закономерностей движения ДГ представляет большой интерес. Как известно, появление пленок ферритов-гранатов привело к интенсивному исследованию этой проблемы. В результате накоплен огромный, но во многом противоречивый материал [1-3]. Так, противоречивы данные о сопоставлении результатов теоретических и экспериментальных исследований закономерностей движения ДГ. Такое состояние обсуждаемой проблемы во многом объясняется широким разнообразием объектов исследования (ДГ квазиравновесных ЦМД, ДГ в градиентном поле, ДГ полосовых доменов и т. д.), разнообразием используемых экспериментальных методов исследования (в том числе таких, которые не обеспечивают достаточной точности определения скорости ДГ), неадекватностью используемых теоретических моделей, а также низкой точностью экспериментальных методов определения основных параметров пленок, используемых при теоретическом анализе движения ДГ. Наиболее принципиальные трудности вызывает вопрос о значении коэффициента затухания α . Обычно α измеряют с помощью ФМР. Однако, как это отмечалось еще Смитом [4], потери энергии при малоугловых колебаниях намагниченности при ФМР могут быть иными, чем при движении ДГ, когда направление намагниченности изменяется на 180° . Существенно и то, что в пленках ферритов-гранатов в опытах по ФМР используются частоты $\sim 10^{11}$ Гц, тогда как движению ДГ соответствует спектр колебаний с существенно более низкими частотами.

Цель данного сообщения — обратить внимание на влияние еще одного фактора, связанного со слоистостью реальных пленок [5]. Наиболее очевидное проявление слоистости заключается в том, что наличие нескольких слоев с разными значениями намагниченности, эффективного поля анизотропии H_k и т. д. приводит к расширению линии ФМР и, следовательно, к увеличению измеренного значения α . Таким образом, уже по этой причине реальные пленки ферритов-гранатов вряд ли являются подходящими объектами для проверки теорий движения ДГ.

Другое проявление слоистости не столь просто и понятно. Мы столкнулись с ним при изучении закономерностей движения динамических ДГ, возникающих в процессе импульсного перемагничивания пленок ферритов-гранатов. Исследовалась скорость движения ДГ, окружающих зародыши обратной намагниченности, возникающие на точечных дефектах. Исследования проводились во всем возможном интервале полей, который снизу ограничен значением поля $H_{гр}$, при котором достигается