

[7] Дауреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 401—403.

[8] Забродский А. Г., Зиновьев К. Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 2. С. 727—742.

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

Поступило в Редакцию
19 мая 1989 г.

УДК 537.312.62

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

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

О. В. Мисочко

Нерезонансное комбинационное рассеяние (КР) света дает информацию о низкоэнергетических возбуждениях кристаллов. Эта информация, содержащаяся в сдвиге частоты, поляризации и волновом векторе рассеянного фотона, в основном относится к состояниям, которые имеют диапазон энергий 1—100 мэВ. Резонансное КР позволяет исследовать спектр возбуждений кристаллов в диапазоне энергий порядка энергий самих фотонов. Данные о резонансных свойствах КР в высокотемператур-

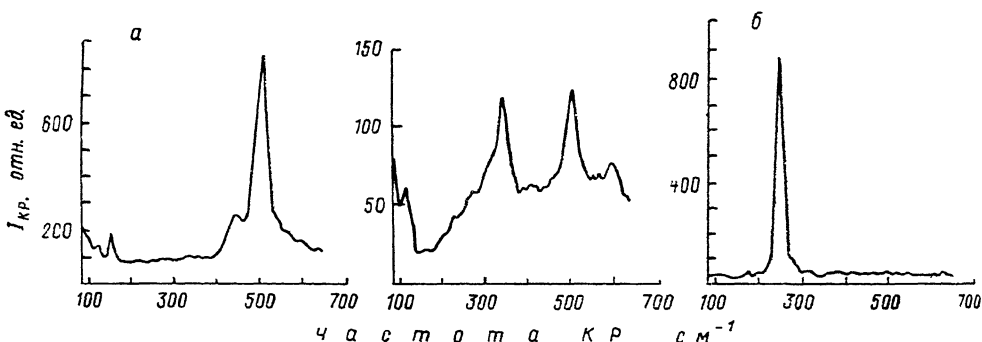


Рис. 1. Поляризованные спектры КР кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (D_{2h}^1 , $x \leq 0.1$) (а) и BaF_2 (б). $\hbar\omega_{\text{возб}} = 2.54$ эВ.

а — $X(ZZ)X$ (вверху), $X(YY)X$ (внизу); б — $e_L \parallel e_S$.

ных сверхпроводниках полностью отсутствуют. В связи с этим представлялось необходимым исследовать зависимость интенсивности КР от энергии фотонов как для выяснения микроскопического механизма рассеяния, так и для установления диапазона энергий, в котором сигнал КР имеет максимум.

Монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ были выращены по стандартной технологии [1]. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние составляла 92 К при ширине перехода ≈ 1 К. Монокристаллы имели орторомбическую симметрию D_{2h}^1 и содержали большое количество двойников с осью двойникования [110]. Дефицит кислорода x в образцах определялся по позиции КР-линии полностью симметричных колебаний мостикового кислорода [2]. Для исследованных образцов $x \leq 0.1$. Наличие в спектре КР-линий с частотой ≈ 600 см^{-1} (рис. 1) указывает, что в исследованных кристаллах заполнение позиции мостикового кислорода отлично от единицы [3].

Спектры КР измерялись в геометрии обратного рассеяния от торцевой грани монокристалла на спектрометре с микроприставкой Microdil-28. Использовалась методика относительных измерений, в которой относительная пиковая интенсивность (и пропорциональные ей КР-эффективность и сечение рассеяния) определяется из сравнения с эталоном. В качестве эталонного «бесструктурного» рассеивателя был выбран кристалл BaF_2 , поскольку он имеет ширину запрещенной зоны ≈ 10 эВ [4]. Возбуждение осуществлялось различными дискретными линиями аргонового лазера, которые перекрывают диапазон энергий между 2.41 и 2.71 эВ. Исследовались спектры КР (zz -) и (yy -) поляризаций (рис. 1). Для каждой длины волны возбуждающего света при тех же экспериментальных условиях регистрировался поляризованный спектр монокристалла BaF_2 (рис. 1). Нормировка осуществлялась по пиковой интенсивности КР-линии 240 см^{-1} монокристалла BaF_2 .

Экспериментальная зависимость относительной интенсивности $I_{\text{отн}}$ рассеяния для двух полносимметричных фоновых мод от энергии возбуждаемых фотонов приведена на рис. 2. Видно, что поведение относительной интенсивности кислородных фоновых мод имеет резонансный характер. Мода 500 см^{-1} связана с валентным колебанием мостикового кислорода O_4 ,

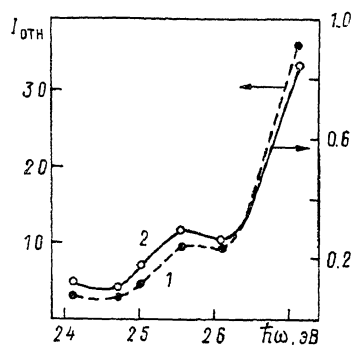


Рис. 2. Резонансная зависимость моды 500 (1) и 435 см^{-1} (2).

а мода 435 см^{-1} порождается синфазным движением атомов кислорода O_2 и O_3 «гофрированной» плоскости $\text{Cu}_2\text{—O}_2$, 3 [4–6]. Сходное резонансное поведение этих мод может быть объяснено существованием сильной связи между ними [6, 7], так как в нормальный вектор моды 435 см^{-1} входит смещение атома Cu_2 , модулирующее длину связи $\text{Cu}_1\text{—O}_4$. Следует отметить, что для зависимости КР-эффективности резонансный характер будет более сильным, так как с ростом энергии фотонов наблюдается увеличение коэффициента поглощения [8].

Резонансная кривая состоит из двух максимумов: первый для $\hbar\omega = 2.55$ эВ, второй в области $\hbar\omega \geq 2.7$ эВ. Особенности в зависимости сечения КР должны проявляться для фотонов с энергией, близкой к энергии междзональных переходов. Поглощение в этой области спектра, имеющее максимум в области ≈ 2.8 эВ, связывают с междзональными переходами между гибридизованными $\text{O}(2p)$ и $\text{Cu}(3d)$ состояниями [8].

Резонансная зависимость комбинационного рассеяния низкоэнергетическими фононами, обусловленными колебаниями тяжелых атомов Ba и Cu_2 [1, 5, 6], изменялась при смене точки наблюдения на кристалле. При этом характер резонансной зависимости — увеличение относительной интенсивности с ростом энергии фотона — оставался неизменным, а изменялся лишь ход резонансной кривой.

Для полносимметричной моды 335 см^{-1} , связанной с противофазным движением атомов кислорода O_2 и O_3 [4–6], точную резонансную зависимость из-за присутствия электронного [9] и люминесцентного фона установить не удалось. Однако характер резонансной зависимости — увеличение сечения с ростом энергии фотонов — совпадал с зависимостью для остальных полносимметричных мод.

Без точного знания зонной структуры и динамики решетки определить конкретный механизм рассеяния света в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ не представляется возможным. Наличие двух максимумов в резонансной кривой может быть связано с сингулярностями диэлектрической функции в исследованном диапазоне энергий.

В заключение автор выражает глубокую признательность Э. И. Рашбе за полезные обсуждения и Л. В. Гаспарову за помощь в эксперименте.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кулаковский В. Д., Мисочко О. В., Тимофеев В. Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 460—462.
- [2] Thomsen C., Liu R., Wittlin A. et al. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 1. P. 55—59.
- [3] McCarty K. F., Hamilton J. C., Shelton R. N., Ginley D. S. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2914—2917.
- [4] Crimsditch M., Cardona M., Calleja J. M., Meseguer F. // J. Raman Spectroscopy. 1981. V. 10. P. 77—81.
- [5] Kulakovskii V. D., Misochko O. V., Timofeev V. B., Emelchenko C. A. // Physica C. 1988. V. 153—155. P. 286—287.
- [6] Gasparov L. V., Kulakovskii V. D., Misochko O. V. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 3. P. 440—448.
- [7] Рашба Э. И., Шерман Е. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 8. С. 404—406.
- [8] Humlíček J., Carriga M., Cardona M. et al. // Sol. St. Comm. 1988. V. 66. N 8. P. 1077—1079.
- [9] Cooper S. L., Klein M. V., Pazov B. G. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 10. P. 5920—5924.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
24 января 1989 г.
В окончательной редакции
22 мая 1989 г.

УДК 537.311.322

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

О РАВНОВЕСНОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Г. Г. Самсонидзе

Рассмотрим двумерный электронный газ в плоскости $z=0$. Предположим, что магнитное поле H направлено вдоль оси z , вдоль оси x действует потенциал $U(x)$, ограничивающий полосу конечной толщины, в которой находится электронный газ. Кроме того, вдоль x действует однородное электрическое поле E . Вдоль оси y мы предположим периодические граничные условия с периодом L_y . Таким образом, рассматривается двумерная система конечных по x размеров и бесконечная вдоль оси y . Будем считать, что электронный газ находится в состоянии термодинамического равновесия, так что вдоль оси x существует градиент концентрации. При этом возникает вопрос о плотности холловского тока $j_y(x)$, направленного по y . В настоящей работе показано, что эта величина отлична от нуля,

но полный ток $I_y = \int_{-\infty}^{+\infty} j_y(x) dx$ в состоянии термодинамического равновесия равен нулю. Таким образом, соотношение Эйнштейна отсутствует для плотности тока, но справедливо для полного тока J_y . Это обстоятельство было впервые указано в работе [1] для трехмерного случая. В [2] получен тот же результат в двумерном случае в предположении, что потенциал $U(x)$ образует две бесконечные стенки, между которыми находится свободный электронный газ. Электрическое поле E в [2] предполагалось слабым. Ниже мы рассмотрим произвольный потенциал $U(x)$ и произвольное электрическое поле E .