

СПЕКТРОСКОПИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК

*Н.Ю.Болдырев, В.М.Бурлаков, А.И.Головашкин¹⁾, Г.Н.Жижин, А.Г.Митько,
С.И.Красносвободцев¹⁾, Е.В.Печень¹⁾, Ю.А.Хаджийский*

Приводятся спектры поглощения ориентированных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в режиме отрицательных световых потоков. Интерпретация проводится на основании модельного расчета, предполагающего отсутствие цели в спектре ИК проводимости сверхпроводника $\sigma_1^S(\omega)$.

В ряде работ, посвященных исследованию длинноволновых инфракрасных спектров керамик, ориентированных пленок и монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ сообщалось об энергетической щели $2\Delta(T)$, возникающей при переходе в сверхпроводящее (СП) состояние. Величина $2\Delta(0)/kT_c$ для керамических образцов в работах разных авторов изменялась в пределах $0,5 - 3,5$ ¹⁻⁵, а для ориентированных пленок и монокристаллов составляла, соответственно, около 4 ⁶ и 8 ⁷. В большинстве работ величина $2\Delta(0)/kT_c$ определялась приближенно, исходя из аналогии с низкотемпературными СП. Представлялось целесообразным провести детальные исследования ориентированного объекта и более точно определить $2\Delta(0)/kT_c$ на основании модельного расчета.

Суть метода спектроскопии в отрицательных световых потоках⁸ состоит в том, что охлажденный образец помещается на место обычного источника излучения. Сигнал на тепловом приемнике излучения, находящемся при комнатной температуре, пропорционален разности тепловых потоков от приемника к образцу и обратно. Таким образом, сигнал пропорционален поглощательной способности образца.

В этом состоит одно из важных преимуществ метода отрицательных световых потоков перед обычной отражательной спектроскопией ВТСП: при переходе в СП состояние происходит существенно большее относительное изменение поглощательной, чем отражательной способности. Вторым преимуществом является очень низкая интенсивность падающего на образец излучения (примерно в 100 раз меньше, чем в традиционных методиках). Для измерения поглощательной способности A системы пленка + подложка необходимо проводить три измерения: 1 – самого образца, 2 – модельного черного тела, являющегося эталоном излучательной способности, 3 – металлического зеркала. Последнее измеряется для исключения паразитного излучения деталями оправы образца.

Образец при измерениях крепился на хладопроводе гелиевого криостата с регулировкой температуры, которая контролировалась при помощи предварительно проградуированного термочувствительного транзистора, наклеенного непосредственно на отражающую поверхность. Точность стабилизации температуры была не хуже $\pm 0,1$ К.

Образцы пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ на подложках из монокристаллического титаната стронция, ориентированные в плоскости (001), получены методом импульсного лазерного испарения в атмосфере кислорода. Исследовались однофазные монокристаллические пленки толщиной 1 мкм с $T_c \gg 90 \text{ К}$ и шириной перехода $< 0,5 \text{ К}$ (T_c определялось резистивным четырехзондовым методом и из температурной зависимости магнитной восприимчивости)⁹.

На рис. 1 представлены типичные спектры поглощения системы пленка + подложка. На этом же рисунке приведен спектр поглощения подложки при $T = 80 \text{ К}$, который слабо зависит от температуры в интервале $40 \div 100 \text{ К}$. Таким образом, все наблюдаемые изменения спектра поглощения обусловлены, главным образом, изменением оптических свойств пленки (напомним, что температурные дрейфы деталей криостата учитываются для каждого значения температуры посредством регистрации спектра металлического зеркала, помещенного вместо образца, и его последующего вычитания). Как видно из рисунка, при понижении T

¹⁾ Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР.

от 100 до 80 К наблюдается уменьшение A во всей спектральной области, а при $T < 60$ К происходит повышение A на частотах $\omega > 150 \text{ см}^{-1}$. В настоящем сообщении мы ограничимся обсуждением различия спектров в нормальном (100 К) и сверхпроводящем (40 К) состояниях, предполагая вернуться к анализу температурной зависимости в последующей работе.

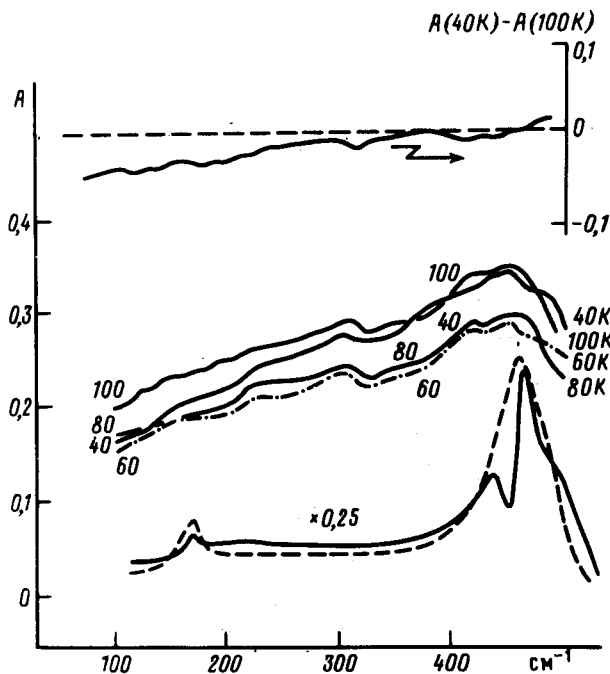


Рис. 1. Спектры поглощения пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ на подложке из титаната стронция. Внизу — экспериментальный (сплошная кривая) и модельный (штриховая кривая) спектры поглощения подложки. Параметры подложки: $\omega_{T_1} = 50 \text{ см}^{-1}$, $\omega_{L_1} = 800 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_1 = 75 \text{ см}^{-1}$; $\omega_{T_2} = 500 \text{ см}^{-1}$, $\omega_{L_2} = 470 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_2 = 15 \text{ см}^{-1}$; $\omega_{T_3} = 170 \text{ см}^{-1}$, $\omega_{L_3} = 150 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_3 = 60 \text{ см}^{-1}$; $\epsilon_\infty = 25$

Для интерпретации результатов проводился модельный расчет спектров поглощения исходя из решения электродинамической задачи отражения света от двухслойной системы¹⁰. Диэлектрическая проницаемость подложки моделировалась тремя осцилляторами с параметрами, указанными в подписи к рис. 1. Спектр ИК проводимости пленки записывался в приближении Друде. Для моделирования СП состояния использовались три варианта спектра ИК проводимости: 1 — спектр полученный из БКШ согласно расчетам Маттиса и Бардина¹¹, 2 — первый вариант спектра с "размытой" по гауссовому распределению щелью 2Δ с дисперсией $D \sim 2\Delta$, 3 — спектр, пропорциональный спектру в нормальном состоянии (с добавлением, разумеется, δ -функции при $\omega = 0$). Модельные спектры, соответствующие всем трем вариантам $\sigma_1^S(\omega)$, приведены на рис. 2.

Сравнение экспериментальных спектров с модельными показывает, что по крайней мере в диапазонах частот $500 > \omega > 50 \text{ см}^{-1}$ не наблюдается резких особенностей, связанных с энергетической щелью ни при одной из указанных на рис. 1 температур. Из рис. 2 видно, что ближе всего к экспериментальному спектру в S -состоянии лежит спектр, рассчитанный в соответствии с вариантом 3. Можно предположить, что энергетическая щель возникает при больших энергиях, уже при $T = 80$ К. Однако, моделирование этой ситуации — рис. 2, кривая 4 — показывает, что поглощение в этом случае должно было бы значительно уменьшиться на частотах $\omega \lesssim 400 \text{ см}^{-1}$.

Альтернативное объяснение экспериментальных результатов должно предполагать либо полное отсутствие энергетической щели, что противоречит результатам измерений другими методами (туннельная проводимость, время спин-решеточной релаксации из ЯМР), либо наличие двух типов носителей, в энергетическом спектре одного из которых отсутствует щель.

Величина щели в спектре другого типа носителей по-прежнему должна быть большой ($\geq 8kT_c$).

Следует упомянуть, также, о возможности фактической неоднородности щели (второй вариант моделирования). В этом случае, как видно из рис. 2 (кривая 3), модельный спектр также не содержит резких особенностей в СП состоянии, как и экспериментальный.

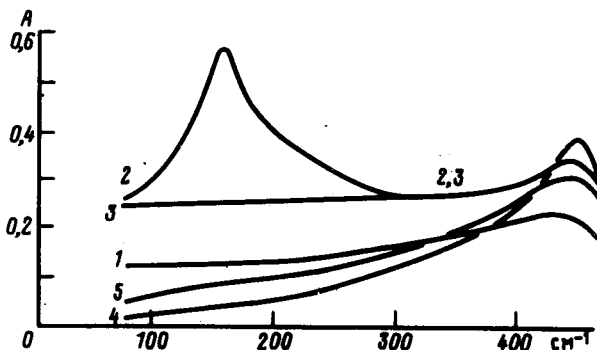


Рис. 2. Модельные спектры поглощения пленки металла ($d = 1$ мкм, $\omega_p = 22000$ см $^{-1}$, $\Gamma_p = 18000$ см $^{-1}$, $\epsilon_\infty = 20$). В нормальном (1) и сверхпроводящем (2–5) состояниях: 2 – БКШ, энергетическая щель $2\Delta = 150$ см $^{-1}$; 3 – БКШ, "размытая" щель $2\Delta = 150$ см $^{-1}$, $D = 2\Delta$; 4 – БКШ, щель $2\Delta = 800$ см $^{-1}$; 5 – бесщелевой сверхпроводник (3-й вариант модел., см. текст)

Таким образом, определенный вывод, который следует из проведенных нами исследований, состоит в отсутствии особенностей, связанных с резкой (неразмытой) энергетической щелью в диапазоне $0,8 \div 8kT_c$. Естественно возникает вопрос о природе низкочастотных аномалий ($\omega \approx 150 \div 200$ см $^{-1}$) в спектрах керамик $YBa_2Cu_3O_7$, которые многие авторы связывали с проявлением резкой энергетической щели. Не исключено, что их можно объяснить обращением в нуль эффективной диэлектрической проницаемости $Re(\epsilon_{eff})$ на соответствующей частоте. Это возможно, если в нормальном состоянии $Re(\epsilon_{eff}) > 0$.

Авторы благодарны И.В.Лернеру за помощь в проведении расчетов, Ю.Е.Лозовику и С.В.Шульге за интерес к работе и плодотворные дискуссии.

Литература

1. Noh T.W., Sulewski P.E., Sievers A.J. Phys. Rev. B, 1988, 36, 8866.
2. Гершензон Е.М., и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 47, 186.
3. Баженов А.В., Грбунов А.В., Классен Н.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46 Приложение, 35.
4. Балашов А.А., Болдырев Н.Ю., Бурлаков В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 46 Приложение, 43.
5. Doss M.G. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2249.
6. Collins R.T. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 56, 704.
7. Schlessinger Z. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1958.
8. Степанов Б.И. Основы спектроскопии отрицательных световых потоков. Минск: Наука и тех., 1961.
9. Головашкин А.И., Екимов Е.В., Красносвободцев С.И., Печень Е.В. Письма в ЖЭТФ, 1987, 47, 157.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 412.
11. Mattis D.C., Bardeen J. Phys. Rev., 1958, 111, 412.