

В.И. Кудинов, Н.М. Крейнс. Метастабильная фотоиндуцированная сверхпроводимость в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ вблизи перехода полупроводник — металл. Известно, что явление высокотемпературной сверхпроводимости возникает при легировании исходно полупроводниковых металлооксидных соединений. При этом сверхпроводимость появляется непосредственно вблизи перехода металл — диэлектрик. Явление фотопроводимости, т.е. возбуждение свободных носителей в зону проводимости под действием света, может рассматриваться как альтернативный метод допирования полупроводников, не связанный с изменением их химического состава [1 — 5]. Недавно [1, 2] в полупроводниковых пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ вблизи перехода в металлическую фазу был обнаружен эффект замороженной фотопроводимости (ЗФП); по мере облучения пленок видимым светом их сопротивление падало и металлические свойства усиливались. Релаксация ЗФП при $T < 270$ К не наблюдалась. Данное явление объяснялось генерацией под действием света в проводящих CuO_2 -плоскостях дополнительных подвижных дырок — фотолегированием.

В докладе дается обзор экспериментальных работ, в которых показано, что облучение полупроводниковых $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ -пленок не только может усиливать металлические свойства, но и инициирует рост сверхпроводящей фазы при низких температурах (явление *фотоиндуцированной сверхпроводимости*).

В качестве исходного материала для получения необходимых образцов использовались сверхпроводящие пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_c = 91$ К), приготовленные методом лазерного осаждения на подложку из SrTiO_3 . Путем низкотемпературного отжига исходных образцов в вакууме в течение 6 — 8 ч при 320°C концентрация кислорода в пленках уменьшалась до 6,4, что соответствовало переходу полупроводник — металл. После отжига сверхпроводящий переход в пленке полностью подавлялся, и ее сопротивление монотонно возрастало с понижением температуры (кривая 1 на рис. 1). Отожженные пленки в дальнейшем подвергались разным дозам облучения видимым светом с

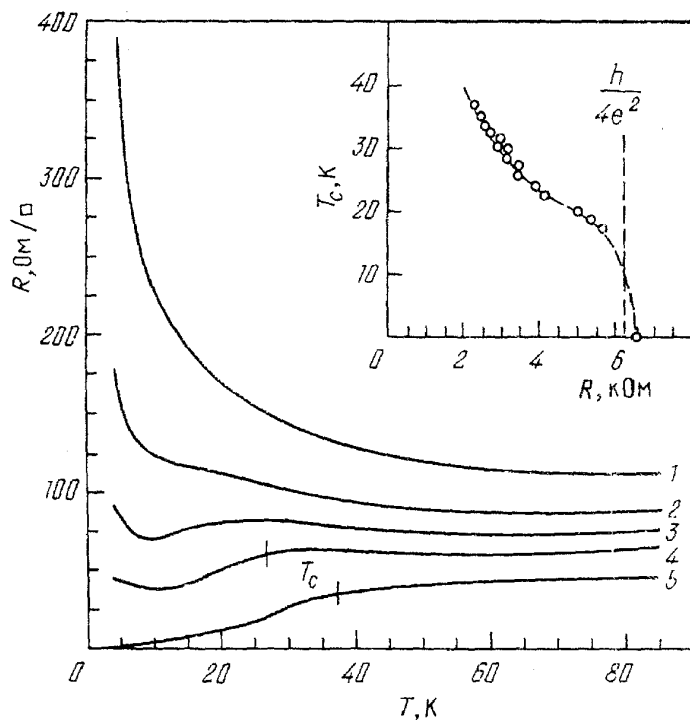


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{64}$ после облучения ее аргоновым лазером с суммарной поглощенной дозой фотонов Q (фотон/см²) — 0 (1), $4,8 \cdot 10^{21}$ (2), $1,4 \cdot 10^{22}$ (3), $1,8 \cdot 10^{22}$ (4) и $5 \cdot 10^{23}$ (5). На вставке показана зависимость начала сверхпроводящего перехода T_c от сопротивления пленки в нормальном состоянии с $T = 60$ К, рассчитанной на один элементарный слой

использованием различных лазеров: аргонового, криптонового или гелий-неонового. На облученных образцах были проведены исследования транспортных, магнитных и релаксационных свойств в широком диапазоне температур [1—7].

Излучение влияния освещения на транспортные свойства отожженных пленок привело к обнаружению следующих эффектов. Под действием облучения при $T < 270$ К сопротивление образцов значительно падает с течением времени (или с увеличением дозы облучения). При температуре 77 К падение сопротивления для больших доз засветки достигает в насыщении 30 — 40%. При гелиевой температуре (где в принципе возможно зарождение сверхпроводящей фазы в образце) сопротивление пленки уменьшается по крайней мере на 4 — 5 порядков и становится меньше предела измерения ($R < 0,05$ Ом/□). При выключении засветки в любой момент времени новое значение сопротивления сохраняется (при той же температуре) без всяких признаков релаксации, т.е. наблюдается явление ЗФП [1 — 5].

Практически полное отсутствие релаксации фотоиндуцированной добавки проводимости при температуре $T < 270$ К позволило провести серию измерений температурных зависимостей сопротивления по мере увеличения суммарной дозы засветки, после этого свет выключался и проводились измерения температурной зависимости сопротивления. R — T -кривые полностью воспроизводились при $T < 270$ К. Данные измерений (рис. 1) однозначно свидетельствуют о том, что по мере увеличения дозы засветки полупроводниковый рост сопротивления пленки при низких температурах подавляется. Более того, при некоторой критической дозе засветки на зависимостях $R(T)$ ниже 20 К появляется падающий участок сопротивления, свидетельствующий о возникновении небольших изолированных зародышей сверхпроводящей фазы. При больших дозах засветки падение сопротивления становится значительнее и начинается в области более высоких температур. Продолжительная засветка приводит к падению сопротивления пленки при $T < 5$ К до нуля, что свидетельствует о возникновении объемной сверхпроводимости в образце. Одно-

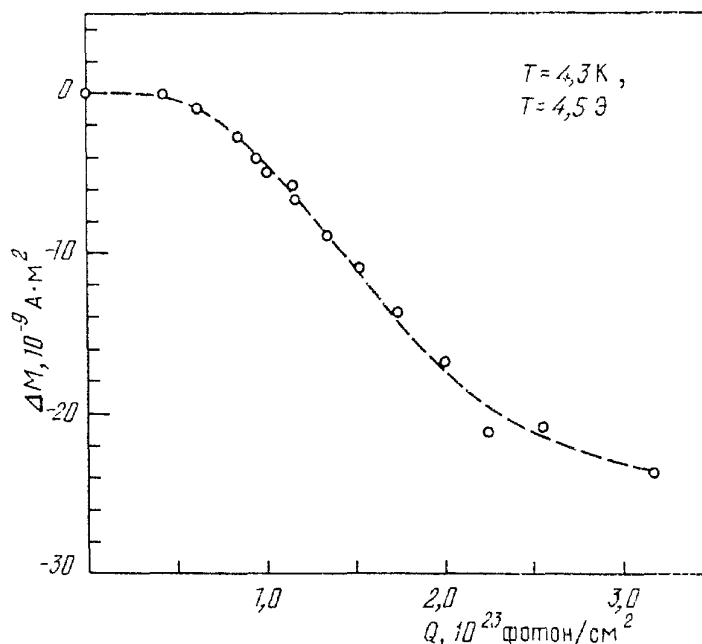


Рис. 2. Зависимость фотоиндуцированного диамагнитного момента от суммарной поглощенной дозы фотонов в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$

временно с этим вольт-амперная характеристика пленки становится существенно нелинейной и соответствует скорее характеристике системы слабо связанных сверхпроводящих доменов. Критический ток наблюдаемой фотоиндуцированной сверхпроводимости можно грубо оценить как $\approx 100 \text{ А/см}^2$ [7].

Качественно температурный сдвиг сверхпроводящего перехода по мере увеличения дозы засветки виден уже на рис. 1. Для количественной характеристики роста температуры начала сверхпроводящего перехода на вставке в рис. 1 показана зависимость T_c от величины сопротивления пленки в нормальном состоянии при температуре 60 К, рассчитанной на один слой толщиной в одну элементарную ячейку $11,8 \text{ \AA}$ (на один двойной CuO_2 -слой). Максимальная температура начала сверхпроводимости, индуцированной светом, составила 37 К. Сверхпроводимость в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ появляется при значении сопротивления одного CuO_2 -слоя, близком к величине $R = h/4e^2 = 6,45 \text{ кОм}$, соответствующей локализационному пределу для двумерных проводящих систем. Таким образом, изменение проводимости пленок методом фотолегирования позволило проверить гипотезу о локализационном подавлении сверхпроводимости [3].

Для подтверждения гипотезы о возникновении сверхпроводимости при облучении пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$, а также для изучения динамики роста фотоиндуцированной сверхпроводящей фазы были проведены измерения диамагнитного момента пленки в зависимости от дозы облучения [3] (рис. 2). При малых дозах облучения диамагнитный момент практически не меняется. Однако при больших дозах засветки в пленке появляется фотоиндуцированный диамагнитный момент. Наведенный момент вначале линейно растет со временем (дозой) облучения, а затем при больших дозах приближается к насыщению. Максимальная величина фотоиндуцированного диамагнитного момента при одинаковых условиях составляет примерно 1 % от диамагнитного момента исходной (от отжига в вакууме) сверхпроводящей пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с $T_c = 91 \text{ К}$.

Как уже отмечалось, релаксация фотопроводимости и наведенного диа-

магнитного момента при низкой температуре не наблюдается. Однако при комнатной температуре релаксация появляется, и с течением времени в образце восстанавливается равновесное (существовавшее до засветки) значение проводимости [2, 4]. Характерное время релаксации, полученное из измерений фотопроводимости, составляет примерно 10 ч. С ростом температуры время релаксации экспоненциально уменьшается и при 318 К составляет менее 1 ч [4]. Релаксация фотопроводимости в засвеченной пленке при комнатной температуре приводит к деградации фотоиндуции и постепенно исчезает по мере того, как сопротивление релаксирует к своему равновесному состоянию. После завершения релаксации фотоиндуцированной проводимости транспортные свойства засвеченной пленки полностью восстанавливаются (кривая 1 на рис. 1).

Совокупность транспортных и магнитных данных описывается следующим сценарием роста сверхпроводящей фазы под действием света. До облучения пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ являются полупроводниковыми. Вследствие фотовозбуждения дополнительных подвижных дырок в CuO_2 -плоскостях проводимость среды растет и полупроводниковое поведение постепенно сменяется металлическим. При больших дозах засветки концентрация свободных носителей достигает критического значения, соответствующего возникновению зародышей сверхпроводящей фазы. В результате на кривых $R(T)$ появляется резистивный переход, а фотоиндуцированный диамагнитный момент начинает увеличиваться со временем засветки. Дальнейшая засветка приводит к росту сверхпроводящих областей, а также увеличению температуры перехода T_c . Наконец, размер сверхпроводящих доменов достигает перкаляционного предела, при котором сопротивление образца падает до нуля при температуре ниже 5 К.

Явление ЗФП хорошо известно в физике полупроводников [8]. Оно возникает в тех системах, в которых фотовозбужденные по какой-либо причине электроны и дырки оказываются разделенными энергетическим барьером, что препятствует их релаксации. Однако до сих пор явление ЗФП наблюдалось в очень слабо легированных полупроводниках. Открытие эффекта ЗФП в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$, которое по своим проводящим свойствам является скорее полуметаллом, чем полупроводником (удельное сопротивление изучаемых пленок составляло $\rho \sim 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}$), оказалось крайне неожиданным. Столь уникальное поведение, очевидно, связано с особенностями кристаллической структуры соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и двумерным характером проводимости в нем.

Наиболее вероятным объяснением эффекта ЗФП в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, описывающим всю совокупность экспериментальных данных, является механизм *фотоиндуцированного переноса заряда* — возбуждение светом электронов в CuO_2 -плоскостях и перенос их в Cu—O—Cu—... -цепочки в слоях CuO_x .

Известно, что с увеличением содержания кислорода в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ при $x \geq 0,4$ возникает переход с переносом заряда: электронная плотность "оттягивается" от CuO_2 -плоскостей к цепочкам в CuO_x -слоях. При этом в плоскостях CuO_2 возникает дырочная проводимость и транспортные свойства соединения изменяются от полупроводниковых к металлическим

(а при низких температурах — к сверхпроводящим). В полупроводниковой фазе с $x \leq 0,4$ в равновесных условиях перенос заряда между CuO_2 -плоскостями и цепочками не происходит. Однако данный процесс может происходить под воздействием света. Действительно, пусть поглощенный фотон в CuO_2 -плоскостях возбуждает электрон в верхнюю незаполненную зону проводимости. Фотовозбужденные электрон и дырка оказываются слабо связанными между собой. С некоторой вероятностью электрон перемещается в соседние CuO_x -слои, в которых при $x \leq 0,4$ кислород образует с ионами меди цепочки Cu—O—Cu—... конечной длины. Далее электрон локализуется в цепочках CuO_x на незаполненных электронных орбиталях ионов O^- (или Cu^{2+}). При этом электрон оказывается захваченным на сильно локализованном уровне глубоко внутри энергетической щели; необходимо преодолеть энергетический барьер в 1 эВ, соответствующий энергии возбуждения электрона в верхнюю незаполненную зону проводимости. Тем самым фотовозбужденный электрон оказывается пространственно отделенным от дырки. Фотовозбужденная дырка остается свободной и вызывает увеличение общей концентрации свободных дырок в CuO_2 -плоскостях. По мере облучения концентрация дырок растет и полупроводниковые свойства пленок постепенно меняются на металлические. Если до засветки концентрация свободных носителей соответствовала началу зарождения сверхпроводящей фазы при низкой температуре, то фотолегирование приводит не только к увеличению проводимости, но и к росту сверхпроводящей фазы в образце. При $T < 270$ К фотовозбужденный электрон, захваченный на вакансии кислорода, практически не может преодолеть барьер в 1 эВ и рекомбинировать с дыркой. Поэтому релаксации фотопроводимости и фотоиндуцированной сверхпроводимости при этих температурах не наблюдается. При комнатной температуре появляется релаксация фотопроводимости, определяемая термическим возбуждением электрона, захваченного на незаполненные уровни O^- через барьер в верхнюю зону.

В принципе, помимо рассмотренного выше объяснения эффекта ЗФП в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, предлагались другие микроскопические механизмы [7], например механизм *фотоиндуцированной диффузии*, т.е. перераспределение положений ионов кислорода под действием облучения. Известно, что тетрагональная фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ является полупроводниковой, а орторомбическая — металлической. Облучение пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$ могло бы инициировать диффузию возбужденных ионов кислорода в слоях CuO_x даже при низкой температуре, что привело бы к локальному зарождению орторомбической фазы. В этом случае в процессе облучения по мере удлинения цепочек и роста числа локальных зародышей орторомбической фазы концентрация свободных дырок в проводящих CuO_2 -плоскостях также увеличивалась бы.

Открытие явлений замороженной фотопроводимости и метастабильной фотоиндуцированной сверхпроводимости в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,4}$, как нам кажется, могут быть полезны как для исследования механизма возникновения самой высокотемпературной сверхпроводимости, так и для использования в технических приложениях. Так, явление фотоиндуцированной сверхпроводимости потенциально несет абсолютно новые возможности для создания сверхпроводящих приборов (например, оптически настраиваемых и управляемых СКВИДов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллук А.И., Крейнес Н.М., Кудинов В.И.// Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 696.
2. Kudinov V.I., Kirilyuk A.I., Kreines N.M., Laiho R., Lahderanta E.// Phys. Um. A. 1990. V. 151. P. 358.
3. Kudinov V.I., Kirilyuk A.I., Kreines N.M., Laiho R., Lahderanta E.//Ibidem. 1991. V. 157. P. 290.
4. Kudinov V.I., Chcplygin I.L., Kirilyuk A.I., Kreines N.M.//Proceeding of MMS-HTSC III Conference. Kanazawa, Japan. — Physica C. 1991. V. 185 - 189. P. 124L
5. Kudinov V.I., Chaplygin J.L., Kirilyuk A.I., Kreines N.M., Laiho R., Lahderanta E.// Ibidem. P. 751.
6. Ayache C., Chaplygin I.L., Kirilyuk A.I., Kreines N.M., Kudinov V.I.//Sol. State Commun. 1992. V. 81. P. 41.
7. Kreines N.M., Kudinov V.I.//Mod. Phys. Lett. Brief Rev. 1992. V. 6. P. 6.
8. Queisser H.J.// Proc. of the 17th Intern. Conference on Physics of Semiconductors//Eds. J.D. Chadi, W.A. Harrison. — New York a.o.: Springer-Verlag, 1985. — P. 1303.