

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ И ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ В $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In), ИНДУЦИРОВАННЫЕ СВЕРХСИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ИК ПОДСВЕТКОЙ

Де Виссер А., Иванчик И. И., Никорич А. В., Хохлов Д. Р.

Проведены измерения магнитосопротивления и коэффициента Холла в сплавах  $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$  (In), находящихся исходно в диэлектрическом состоянии, в сверхсильных магнитных полях до 40 Т при температуре  $T = 4.2$  К. При относительно низкой концентрации неравновесных электронов  $n$  наблюдается рост магнитосопротивления во времени (локализация). При более высоком уровне фотовозбуждения, напротив, происходит рост  $n$  в магнитном поле. Предложена модель, в рамках которой эффект локализации определяется крупномасштабным потенциальным рельефом зон, а делокализация — процессами перетекания электронов с метастабильного примесного уровня в зону проводимости.

В последнее время достигнут значительный прогресс в понимании природы примесных состояний, возникающих в теллуридах свинца и олова при их легировании элементами III группы и обуславливающих появление целого ряда необычных эффектов, в частности задержанной фотопроводимости (ЗФП) [1]. Как правило, ЗФП в полупроводниках связана с формированием крупномасштабного потенциального рельефа (КПР) зон [2]. Известно, однако, что в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In) электрическая однородность материала существенно выше, чем в легированном полупроводнике [3], поэтому сам эффект ЗФП обусловлен другими причинами. Основные черты ЗФП в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In) находят свое объяснение в рамках представлений, учитывающих сильное электрон-решеточное взаимодействие [4] и переменную валентность примесных состояний [5]. Насколько нам известно, до сих пор не обнаружено каких-либо эффектов, определенно обусловленных наличием КПР в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In). Имеются лишь приближительные оценки масштаба КПР, остающегося в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In) [6].

Наиболее ярко явления, связанные с КПР зон, должны проявляться в сплавах, в которых концентрация свободных носителей мала и не обеспечивает значительной экранировки неоднородностей. Поэтому наиболее подходящим объектом исследования является сплав, находящийся исходно в диэлектрическом состоянии [7]. Уровень Ферми в таком материале стабилизирован в запрещенной зоне. Примесные состояния, обеспечивающие стабилизацию уровня Ферми в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In), являются сильно локализованными, и проводимость по ним практически отсутствует вплоть до концентрации индия  $N_{In} = 10$  ат% [8]. Внешняя ИК подсветка позволяет плавно изменять в образце концентрацию свободных неравновесных носителей заряда и наблюдать эффекты, обусловленные усилением экранировки КПР.

В настоящей работе проведены исследования магнитосопротивления и коэффициента Холла монокристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In) в магнитных полях до 40 Т при температуре 4.2 К. Содержание олова в сплавах составляло  $x = 0.25$ , что обеспечивало стабилизацию уровня Ферми в верхней половине запрещенной зоны (на  $\approx 20$  мэВ ниже дна зоны проводимости) [7]. Количество введенного в образцы индия изменялось от 0.2 до 0.5 ат%.

Образцы монтировались в камере, охлаждаемой жидким гелием и полностью экранирующей фоновое излучение. Тепловой источник ИК подсветки, помещаемый внутри камеры, обеспечивал контролируемое изменение концентрации свободных неравновесных носителей заряда.

Установка по созданию импульсных магнитных полей позволяет подавать импульсы поля длительностью до 150 мс при  $H = 40$  Т с общей продолжительностью до 1 с. Имеется возможность генерировать импульсы поля различной, наперед заданной, формы. К сожалению, установка не позволяет инвертировать направление поля, в результате чего в ряде случаев невозможно корректно провести холловские измерения. В этих случаях использовался сверхпроводящий магнит, генерирующий поля до 5 Т.

Темновая температурная зависимость удельного сопротивления всех исследованных образцов является типичной для сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  (In) состава  $x = 0.25$  [7]: имеются два активационных участка, причем первый из них, наблюдавшийся в области температур  $T = 70 \div 300$  К, соответствует термическому возбуждению носителей заряда через запрещенную зону, а второй (при  $T = 15 \div 50$  К) связан с активацией с примесного уровня. Для сплавов с  $N_{In} < 0.4$  ат% при понижении температуры ниже 15 К в зоне проводимости замораживаются свободные электроны, концентрация которых зависит от  $N_{In}$  и от скорости охлаждения [9]. Для образца с  $N_{In} = 0.5$  ат% темновая концентрация электронов при  $T = 4.2$  К не превышает  $10^6$  см<sup>-3</sup> [7].

Во всех исследованных образцах оказывается возможным изменение концентрации свободных электронов с помощью ИК подсветки, причем для образцов с  $N_{In} < 0.4$  ат% наблюдаемые эффекты не зависят от того, являются ли неравновесные электроны фотогенерированными или замороженными. Результаты измерений определяются в основном не величиной  $N_{In}$ , а концентрацией неравновесных электронов  $n$  в зоне проводимости.

Обнаружено, что для всех исследованных образцов на кривой магнитосопротивления появляется гистерезис при вводе—выводе поля (до 40 Т) со скоростью  $\partial H / \partial t = 60$  Т/с, если удельное сопротивление сплава в нулевом поле не меньше  $\rho_0 \approx 1$  Ом · см. Величина гистерезиса увеличивается с ростом  $\rho_0$ .

Появление гистерезиса является следствием того факта, что сопротивление сплавов в магнитном поле возрастает во времени по зависимости, близкой к экспоненциальной (рис. 1, 2):

$$\rho = \rho_{t=0} + \Delta \rho [1 - \exp(-t/\tau)]. \quad (1)$$

Характерное время  $\tau$  экспоненциально увеличивается с ростом  $H$  ( $\rho_0 = \text{const}$ ) (рис. 3):

$$\tau = \tau_{H=0} \exp(H/H_0), \quad (2)$$

где  $\tau_{H=0}$ ,  $H_0$  — константы для данного  $\rho_0$ .

Кроме того, величина  $\tau$  уменьшается по мере увеличения концентрации неравновесных электронов (или уменьшения  $\rho_0$ ) при  $H = \text{const}$ .

Вихревые токи, появляющиеся при вводе и выводе магнитного поля с большой скоростью, вообще говоря, могут вызвать разогрев образца. Наблюдаемый эффект, однако, не связан с данным обстоятельством. Действительно, если бы происходил значительный нагрев образца вихревыми токами, то при подходе к каждому фиксированному значению магнитного поля сверху и снизу сопротивление изменялось бы в одну и ту же сторону, поскольку разогрев определяется лишь скоростью изменения  $H$ . Экспериментально же наблюдается противоположная картина: сопротивление стремится к определенному равновесному значению сверху или снизу в зависимости от направления приближения поля к фиксированной величине (рис. 1).

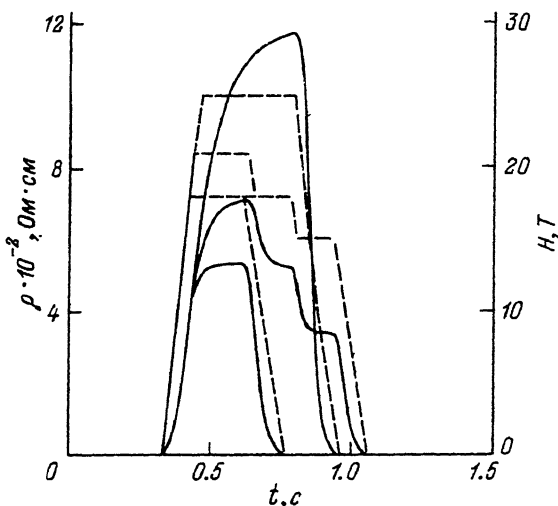


Рис. 1. Изменение во времени магнитосопротивления (сплошные линии) и магнитного поля (штриховые) ( $\rho_0 = 25 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ).

Таким образом, налицо локализация неравновесных носителей заряда в магнитном поле, характерное время  $\tau$  которой определяется  $\rho_0$  и  $H$ . Оставалось, однако, неясным, происходит ли локализация и в относительно малых полях, когда  $\tau$  существенно меньше характерных времен нарастания и спада магнитного поля. Ответ на этот вопрос могли бы дать измерения зависимости постоянной Холла от магнитного поля. Оказалось, однако, что провести такие измерения возможно лишь, если  $\rho_0 < 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Для более высокоомных образцов доля магнитосопротивления  $U_{\text{мс}}$  в напряжении с холловских контактов существенно выше, чем вклад холловского напряжения  $U_H$ , поэтому сколько-нибудь точные измерения оказались невозможны.

При  $\rho_0 < 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  соотношение между  $U_{\text{мс}}$  и  $U_H$  изменяется на противоположное в результате роста холловской подвижности неравновесных носителей заряда, и точность измерения  $U_H$  ( $\sim 10\%$ ) оказывается удовлетворительной.

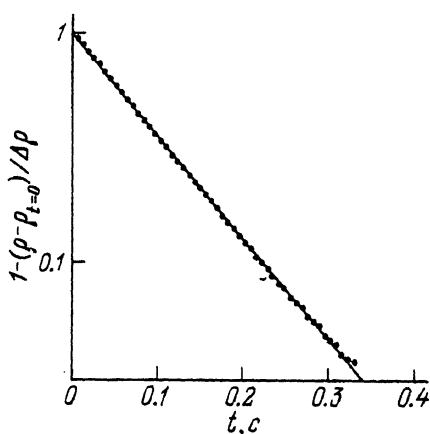


Рис. 2. Зависимость величины  $1 - (\rho - \rho_{t=0}) / \Delta\rho$  от времени после установления магнитного поля ( $H = 25 \text{ Т}$ ).

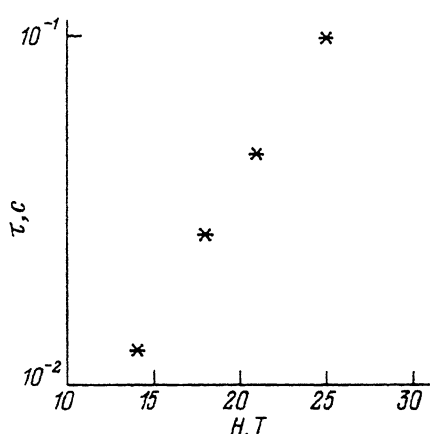


Рис. 3. Зависимость характерного времени  $\tau$  от магнитного поля ( $\rho_0 = 24 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ).

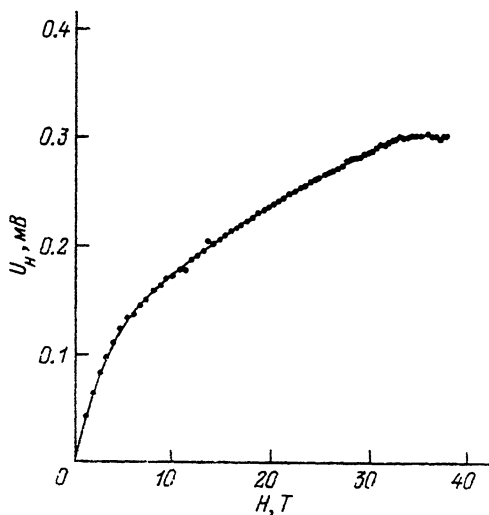


Рис. 4. Зависимость холловского напряжения  $U_H$  от магнитного поля.  
 $\rho_0 = 0.5$  Ом·см, ток через образец — 7.5 мкА, толщина образца — 1.1 мм.

Ожидалось, что, хотя в этом случае уже не наблюдается гистерезис магнитосопротивления, удастся зафиксировать «быструю» локализацию неравновесных электронов. В этом случае зависимость  $U_H$  от магнитного поля должна бы быть суперлинейной. Оказалось, однако, что кривая  $U_H(H)$  является сублинейной и, более того, в полях  $\sim 40$  Т наблюдается насыщение  $U_H$  (рис. 4). Таким образом, концентрация свободных электронов возрастает в магнитном поле при достаточно высокой степени фотовозбуждения.

Для того чтобы понять, каким образом происходит вышеописанный переход от локализации к делокализации, были проведены измерения зависимостей коэффициента Холла  $R_H$  и магнитосопротивления от магнитного поля в относительно слабых постоянных полях  $H < 5$  Т для различных  $\rho_0$ . Получено, что если концентрация неравновесных электронов достаточно мала, то в магнитных полях  $H < 1$  Т наблюдается резкое падение  $R_H$  (рис. 5). Затем при некотором  $H = H_{\min}$  коэффициент Холла достигает минимума, и по мере дальнейшего повышения магнитного поля  $R_H$  растет.

Отметим, что для сплава с  $N_{\text{In}} = 0.5$  ат%, находящегося в темновом состоянии ( $\rho_0 > 10^6$  Ом·см), в магнитных полях  $H < 0.5$  Т наблюдается эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления, подробно описанный в работе [10].

Уменьшение  $\rho_0$  приводит к снижению амплитуды первоначального спада коэффициента Холла, который сменяется гораздо более медленным уменьшением  $R_H$ , а минимум  $R_H$  смещается в область более высоких полей. При  $\rho_0 < 10$  Ом·см в доступном диапазоне магнитных полей наблюдается лишь слабое уменьшение коэффициента Холла (рис. 5).

Таким образом, наблюдаются три вида особенностей гальваномагнитных эффектов в рассматриваемых материалах. Первая из них — резкое падение  $R_H$  в области малых полей  $H < 0.5$  Т, вторая — локализация в сильном магнитном поле, и, наконец, третья — сублинейный характер зависимости  $U_H(H)$  при малых  $\rho_0$ , свидетельствующий, напротив, о росте концентрации неравновесных электронов в поле.

Локализация в магнитном поле, наблюдающаяся при относительно малой концентрации неравновесных электронов, в принципе может быть обусловлена различными причинами. Предположим, что данный эффект связан с локализацией электронов на пустом квазилокальном уровне  $\epsilon_0$ , который смещается в магнитном

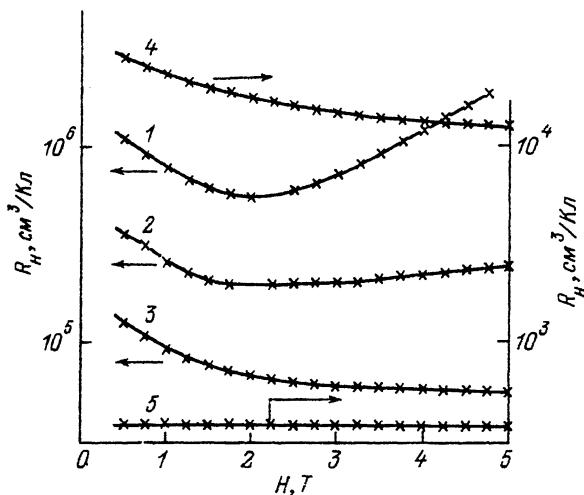


Рис. 5. Зависимости коэффициента Холла от магнитного поля.  
 $\rho_0$ , Ом·см: 1 — 197, 2 — 65.7, 3 — 33.0, 4 —  $2.01 \cdot 10^{-1}$ , 5 —  $1.36 \cdot 10^{-2}$ .

поле вниз по шкале энергий и пересекает квазиуровень Ферми. В таком случае по мере уменьшения  $\rho_0$ , т. е. подъема квазиуровня Ферми, последний должен был бы приближаться к  $\epsilon_0$ , поэтому область локализации должна была бы сдвигаться в меньшие магнитные поля. Экспериментально же наблюдается противоположный эффект.

Существует другая возможность — локализация обусловлена влиянием крупномасштабного потенциального рельефа (КПР) зон в кристалле. Оценки максимально возможной амплитуды КПР  $\epsilon_{\text{КПР}}$  в изучаемых материалах были проведены на основе анализа температурной зависимости амплитуд осцилляций Шубникова—де-Гааза. Было получено, что величина  $\epsilon_{\text{КПР}}$  не превышает  $1 \div 2$  мэВ [6]. С теоретической точки зрения, характерные значения  $\epsilon_{\text{КПР}}$  не могут быть сколько-нибудь значительными в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  (In) из-за высокой диэлектрической проницаемости материала ( $10^3 \div 10^4$ ) [11].

По всей вероятности, наблюдаемая в настоящей работе локализация является эффектом, обусловленным существованием КПР в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  (In), а именно ростом амплитуды КПР в магнитном поле. Наиболее убедительным аргументом в пользу такого предположения является сдвиг области локализации в большие магнитные поля при увеличении степени фотовозбуждения. Действительно, неравновесные носители заряда экранируют неоднородности потенциального рельефа [12], поэтому амплитуда КПР снижается по мере уменьшения  $\rho_0$ .

Известно, что энергия активации основного примесного состояния  $\epsilon_2$  по крайней мере в магнитных полях до 5 Т линейно зависит от  $H$  [13]. Естественно считать, что и амплитуда КПР, определяемая, помимо концентрации неравновесных электронов, флуктуациями положения  $\epsilon_2$  относительно дна зоны проводимости, связана с величиной магнитного поля линейной зависимостью. Тогда если процесс локализации является активационным, то

$$\tau = \tau_0 \exp [(\epsilon_{\text{КПР}} + \alpha H)/kT], \quad (3)$$

где  $\epsilon_{\text{КПР}}$  — амплитуда КПР в нулевом поле при данном  $\rho_0$ ,  $\alpha = \partial \epsilon_{\text{КПР}} / \partial H$ ,  $T = 4.2$  К — температура образца,  $\tau_0 = \text{const}$ . Сравнивая (2) и (3), получаем, что

$$\alpha = kT/H_0. \quad (4)$$

Для  $\rho_0 = 25 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (рис. 1—3), соответствующего концентрации неравновесных электронов  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\alpha = 0.065 \text{ мэВ/Т}$ . Величина  $\alpha$  оказывается на порядок меньше, чем  $\partial \epsilon_2 / \partial H = (0.5 \div 0.6) \text{ мэВ/Т}$  [13]. Следовательно, значение  $\epsilon_{\text{КПР}} (H = 0)$  при данном  $n$  приблизительно во столько же раз меньше энергии активации основного примесного состояния  $\epsilon_A = 20 \text{ мэВ}$  в  $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te} \langle \text{In} \rangle$  [7].

Для более точных оценок амплитуды КПР при изменении степени фотовозбуждения требуется проведение измерений температурных зависимостей  $\tau$  при различных  $\rho_0$ .

Другие особенности гальваномагнитных эффектов  $\rho_0$  в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} \langle \text{In} \rangle$ , связанные с делокализацией неравновесных электронов, имеют, по нашему мнению, общую природу.

Нелинейный характер зависимости  $U_H (H)$  в случае вырожденной статистики носителей заряда и монополярной проводимости свидетельствует о существовании квазилокальных состояний с энергией, соответствующей квазиуровню Ферми. Изменение энергетического положения этих состояний в магнитном поле может приводить как к локализации, так и к делокализации неравновесных электронов.

Известно, что в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} \langle \text{In} \rangle$ , помимо основного двухэлектронного примесного состояния  $\epsilon_2$ , обеспечивающего стабилизацию уровня Ферми, существует метастабильное одноэлектронное состояние  $\epsilon_1$  [14], проявляющееся в целом ряде эффектов [10, 14, 15].

В частности, природа гигантского отрицательного магнитосопротивления в диэлектрическом  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te} \langle \text{In} \rangle$  в слабых магнитных полях ( $H < 0.5 \text{ Т}$ ) связана с движением метастабильного уровня относительно дна зоны проводимости. Состояния  $\epsilon_1$  являются ловушками для инжектированных электронов. Освобождение электронов с ловушек в магнитном поле и приводит к появлению эффекта [10].

Первоначальный спад коэффициента Холла в слабых магнитных полях при относительно больших  $\rho_0$ , наблюдаемый в настоящей работе, по всей видимости, обусловлен той же причиной. Некоторое различие с эффектом, наблюдавшимся в работе [10], заключается в том, что захваченными на ловушки могут оказаться не только инжектированные, но и часть фотовозбужденных электронов. По мере роста концентрации свободных фотогенерированных носителей заряда вклад в проводимость электронов, освобождающихся с ловушек в магнитном поле, убывает, и первоначальный спад коэффициента Холла уменьшается.

Нелинейность  $U_H (H)$  в сильных полях также связана с перетеканием электронов с уровня  $\epsilon_1$  в зону проводимости. Рост концентрации свободных носителей заряда в этом случае может быть связан с несколькими причинами. Во-первых, возможно смещение положения метастабильного уровня  $\epsilon_1$  относительно дна зоны проводимости в магнитном поле. Во-вторых, магнитное поле может влиять на ширину  $\epsilon_1$ , тогда изменение положения «крыльев» уровня относительно квазиуровня Ферми также может привести к делокализации электронов. Наконец, при введении магнитного поля происходит существенный рост плотности состояний в зоне проводимости. При наличии квазилокальных уровней с энергией, близкой к уровню Ферми, происходит перетекание электронов с этих уровней в разрешенную зону. Такого рода эффект наблюдался ранее в сплаве  $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te} \langle \text{In} \rangle$ , в котором уровень Ферми стабилизирован в зоне проводимости [16].

Для того чтобы установить, какая из указанных причин является главной, и чтобы определить профиль плотности состояний метастабильного уровня, требуется проведение дополнительных исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [2] Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
- [3] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Курбанов К. Р., Рябова Л. И., Хасанов А. Т., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 9. С. 1604—1608.

- [4] Волков Б. А., Панкратов О. А. // ДАН СССР. 1980. Т. 255. В. 1. С. 93—97.
- [5] Дробкин И. А., Мойжес Б. Я. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 969—972.
- [6] Акимов В. А., Brandt N. B., Ryabova L. I., Sokovishin V. V., Chudinov S. M. // J. Low. Temp. Phys. 1983. V. 51. N 1-2. P. 9—32.
- [7] Акимов Б. А., Рябова Л. И., Яценко О. Б., Чудинов С. М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 4. С. 752—759.
- [8] Голубев В. Г., Гречко Н. И., Лыков С. Н., Сабо Е. П., Черник И. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1704—1706.
- [9] Акимов Б. А., Албул А. В., Никорич А. В., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1778—1783.
- [10] Акимов Б. А., Никорич А. В., Хохлов Д. Р., Чесноков С. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 668—672.
- [11] Nishi S., Kawamura H., Murase K. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 97. N 2. P. 581—590.
- [12] Ploog K., Dohler G. H. // Adv. Phys. 1983. V. 32. N 3. P. 285—359.
- [13] Акимов Б. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М. // ФТП. 1979. Т. 21. В. 3. С. 708—716.
- [14] Засавицкий И. И., Мационашвили Б. Н., Панкратов О. А., Трофимов В. Т. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 1. С. 456—459.
- [15] Romchevich N., Porovich Z. V., Khokhlov D. R., Nikorich A. V., Konig W. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 6712—6716.
- [16] Акимов Б. А., Брандт Н. Б., Богословский С. А., Рябова Л. И., Чудинов С. М. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 1. С. 11—14.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получена 21.10.1991  
Принята к печати 9.01.1992