

©1995

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА HgCr_2Se_4 В СИЛЬНОМ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н.И.Солин, А.А.Самохвалов, С.В.Наумов

Институт физики металлов Уральского отделения РАН,
620219, Екатеринбург, Россия
(Поступила в Редакцию 20 декабря 1994 г.)

Исследованы электропроводность α на постоянном токе, электропроводность σ_ω и вещественная часть диэлектрической проницаемости ϵ' на частоте $\omega/2\pi = 9.4$ GHz в зависимости от температуры, напряженностей постоянного и сверхвысокочастотного электрических полей образцов HgCr_2Se_4 двух типов: с переходом типа полупроводник-металл и без перехода. Обнаружена взаимосвязь между зависимостями σ_0 , σ_ω , ϵ' от температуры и их зависимостями от напряженности электрического поля. Результаты обсуждаются на основе модели разогрева магнонов горячими носителями заряда в связи с механизмами электропроводности.

В сильном электрическом поле изменяются многие параметры магнитного полупроводника: намагниченность, электропроводность, затухание магнитостатических волн (МСВ) и др. [1]. Большинство экспериментов объясняется разогревом магнонов горячими носителями заряда [2]. Ряд данных (эффект Холла в сильных электрических полях [3], дифференциальная электропроводность [4]) объяснялся (с привлечением механизма Ганна) влиянием тонкого приконтактного слоя. Влияния контактов, инжекции могут быть исключены при измерениях в сверхвысокочастотном (СВЧ) электрическом поле бесконтактным методом. Спектр МСВ HgCr_2Se_4 в [5] объяснялся изменением диэлектрической проницаемости ϵ' в электрическом поле. Однако прямые эксперименты по измерению ϵ' в электрическом поле, аналогичные проведенным на классических полупроводниках [6], магнитных полупроводниках отсутствуют.

В данной работе сообщаются результаты исследований диэлектрической проницаемости ϵ' , а также электропроводности монокристаллов HgCr_2Se_4 на постоянном токе и на частоте 9.4 GHz в зависимости от температуры и напряженности постоянного и СВЧ-электрического полей.

1. Образцы и методика

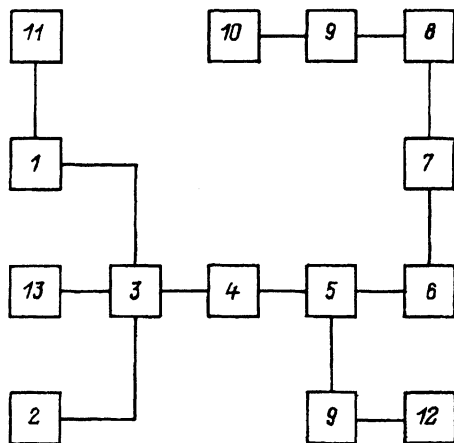
Исследования проведены на неотожженных и отожженных в парах ртути кристаллах HgCr_2Se_4 , приготовленных по технологии [7]. Мы исследовали образцы с невысокой электропроводностью ($\sigma_0 \sim 10^{-1} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ в ферромагнитной области), чтобы можно было пренебречь эффектами джоулевого разогрева в сильных полях.

Измерения комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon^* = \epsilon' + i\epsilon''$ проведены резонаторным методом. Образец в виде тонкой пластины с размером $\sim 0.2 \times 0.5 \times 2 \text{ mm}$ помещается в максимум напряженности СВЧ-электрического поля в центре прямоугольного проходного резонатора H_{103} . По изменениям резонансной частоты ω и полосы пропускания резонатора $\delta\omega$ при помещении в него образца с помощью результатов [8] определяются параметры полупроводника: действительная часть диэлектрической проницаемости ϵ' и его СВЧ-электропроводность $\sigma_\omega = \omega\epsilon''\epsilon_0$. Здесь ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Особенности применения результатов [8] для измерений ϵ^* исследованы в [9].

Блок-схема установки приведена на рис. 1. Исследования зависимости ϵ^* от температуры в слабых СВЧ-полях проведены на клистронном генераторе, при этом резонансную частоту и полосу пропускания резонатора на уровне половины проходящей мощности измеряли непосредственно цифровым частотомером. Определения зависимостей ϵ^* от напряженности СВЧ-электрического поля E проведены также с помощью результатов [8]. Источником большой мощности СВЧ служит неперестраиваемый по частоте импульсный магнетрон. Изменения полосы пропускания резонатора с образцом в сильном электрическом поле определялись по измерению коэффициента прохождения: при изменении падающей мощности калиброванным аттенуатором 4 на входе резонатора выходной сигнал на стробоскопическом вольтметре поддерживается постоянным регулировкой калиброванного аттенуатора 8 на выходе резонатора. Изменение резонансной частоты резонатора от напряженности электрического поля определяется по изменению настройки резонатора. Напряженность СВЧ-электрического

Рис. 1. Блок-схема установки для измерения диэлектрических свойств полупроводников в сильных электрических полях.

1 — СВЧ-клистронный генератор,
 2 — СВЧ-магнетронный генератор,
 3 — волноводный переключатель,
 4, 8 — калиброванные аттенуаторы,
 5, 7 — ферритовые циркулятор и вентиль,
 6 — резонатор, 9 — детектор,
 10 — стробоскопический вольтметр,
 11 — частотомер, 12 — осциллограф,
 13 — калориметрический измеритель СВЧ-мощности.



поля рассчитывается с помощью выражения

$$E = 240\pi \left[\frac{P_a Q_0}{\omega \mu_0 V_r} \right]^{1/2}$$

Здесь μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, ω — угловая частота, V_r — объем резонатора. Для удобства определения поглощаемой резонатором СВЧ-мощности P_a и ненагруженной добротности Q_0 отверстия связи резонатора в слабых полях регулировались так, что коэффициенты прохождения и отражения были малы.

Приблизительно такая методика применяется обычно в ферритах для определения магнитной проницаемости μ'' при исследовании нелинейного ферромагнитного резонанса [10].

Электропроводность на постоянном токе σ_0 измерялась четырехконтактным способом. Для исключения влияния эффектов джоулевого разогрева исследования σ_0 в сильном электрическом поле проводились в импульсном режиме.

2. Результаты

На рис. 2 приведены температурные зависимости электропроводностей σ_0 на постоянном токе, σ_ω на частоте $\omega/2\pi = 9.4$ GHz и диэлектрической проницаемости ϵ' на этой же частоте неотожженных и отожженных в парах ртути кристаллов HgCr_2Se_4 . Отметим следующие их особенности.

В неотожженных образцах велик или весьма заметен вклад в проводимость механизмов на переменном токе ($\sigma_\omega - \sigma_0$), причем до $T \gg 150$ –200 K вклады как на постоянном, так и на переменном токе имеют приблизительно экспоненциальный характер зависимостей от температуры. Зависимости $\sigma_0(T)$ в неотожженных кристаллах около температуры Кюри $T_C = 105$ K имеют либо излом, либо небольшой минимум, а далее при понижении температуры σ_0 и σ_ω почти не меняются (рис. 2, а). В отожженных в парах ртути кристаллах мал вклад механизмов проводимости на переменном токе и σ_ω незначительно превышает σ_0 (рис. 2, б). В таких образцах ниже T_C наблюдается переход типа полупроводник–металл: значения σ_0 и σ_ω увеличиваются на 3–4 порядка в интервале 100–50 K. Проводимость образцов была дырочной в парамагнитной и электронной в ферромагнитной областях. Видно также, что ϵ' является немонотонной функцией от температуры и зависит от электропроводности кристалла.

Отметим, что в образцах HgCr_2Se_4 с переходом типа полупроводник–металл при $T < T_C$ мы обнаружили сильную зависимость электропроводности σ_0 , подвижности μ и концентрации n носителей от магнитного поля. В одном из этих образцов при 54 K в магнитном поле 1.5 T σ_0 увеличивается примерно в 6 раз, причем μ — примерно в 2 раза, а n — в 3 раза. В образцах, в которых ниже T_C проводимость слабо меняется с температурой, электропроводность также слабо зависит от магнитного поля.

На рис. 3 приведены зависимости σ_0 , σ_ω и ϵ' от напряженности электрического поля E для образца HgCr_2Se_4 , отожженного в парах ртути. Видно, что при малых $E < E_0 \cong 0.6$ –1 kV/cm значения σ_0 и σ_ω в пределах точности измерений ($\sim 10\%$) совпадают и слабо зависят от E . При более высоких E значения σ_0 и σ_ω резко уменьшаются. Например, σ_ω

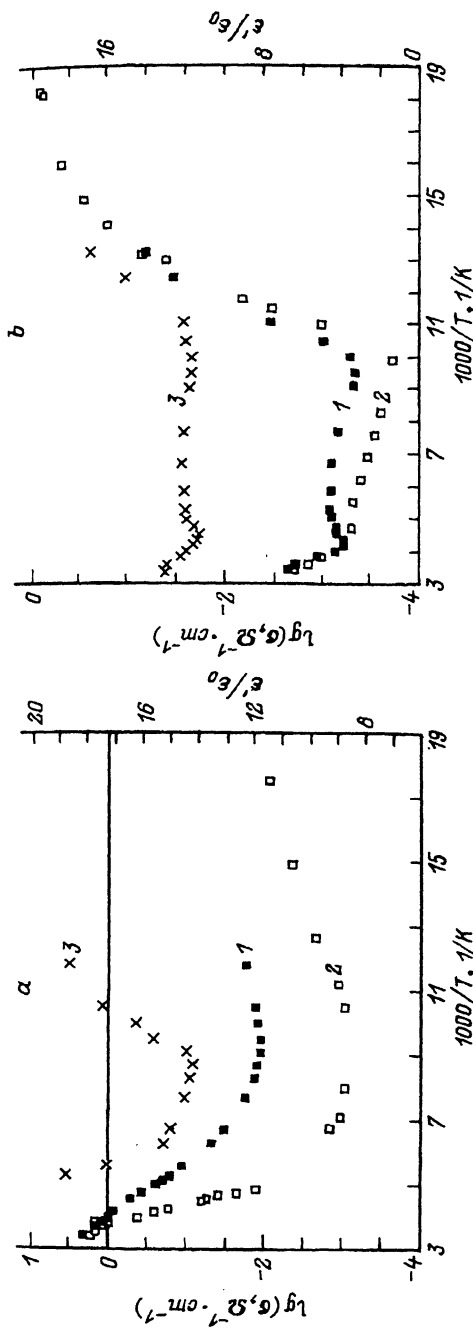


Рис. 2. Температурные зависимости электропроводностей σ , σ_{ω} на частоте 9.4 GHz (1), на постоянном токе (2) и диэлектрической проницаемости ϵ' (3) неотожженного (3) и отоженного в парах ртути (6) образцов HgCr₂Se₄.

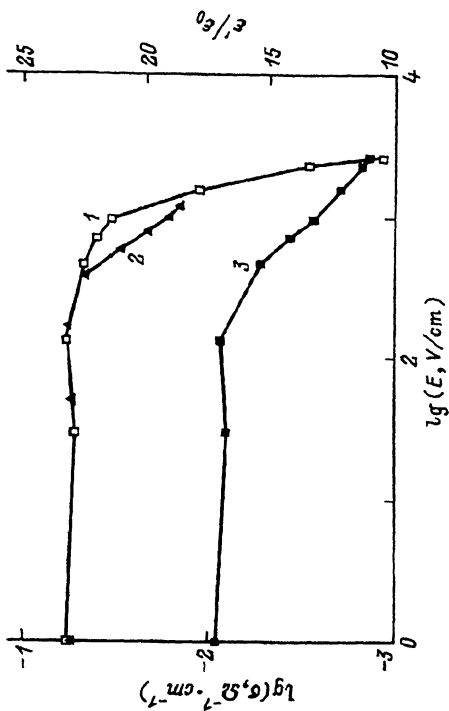


Рис. 3. Зависимости электропроводности σ_{ω} (1), диэлектрической проницаемости ϵ' (3) от напряженности СВЧ-электрического поля, электропроводности на постоянном токе σ_0 от напряженности постоянного электрического поля (2) отоженного в парах ртути HgCr₂Se₄. $T = 77 \text{ K}$, частота 9.4 GHz.

уменьшается более чем на порядок при $E = 3 \text{ kV/cm}$. В этой области можно отметить различия в зависимостях σ_0 и σ_ω от E . Зависимость ϵ' от E (рис. 3) аналогична зависимости $\log \sigma_\omega(E)$: ϵ' не меняется при $E \leq E_0 \cong 0.5 \text{ kV/cm}$ и монотонно уменьшается при более высоких напряжениях СВЧ-электрического поля. Уменьшение ϵ' в электрическом поле согласуется с изменением спектра МСВ HgCr_2Se_4 [5].

Отметим, что образцы, неотожженные и показывающие слабую зависимость σ_0 от температуры в ферромагнитной области (типа представленных на рис. 2, а), обнаруживают также слабую зависимость σ_0 и σ_ω от напряженности электрического поля. Изменения σ_0 и σ_ω в сильных полях для таких образцов составляют всего несколько процентов и сравнимы с джоулевым разогревом. Наши результаты исследований таких образцов в сильных электрических полях соответствуют в основном данным [11].

3. Обсуждение

Результаты измерений зависимости σ_0 и σ_ω от температуры и напряженности электрического поля качественно могут быть объяснены на основе следующей модели [12]. Электропроводность обусловлена наличием двух примесных уровней: акцепторного и донорного, причем в парамагнитной области носители на донорных уровнях находятся в связанном состоянии и слабо влияют на проводимость. При приближении к температуре магнитного упорядочения зона проводимости опускается и захватывает донорный уровень, и проводимость становится электронной. Эффект красного смещения (опускание дна зоны проводимости при магнитном упорядочении) рекордно велик для HgCr_2Se_4 : изменение дна зоны проводимости составляет до 0.5 eV [13] при переходе из пара- в ферромагнитную область.

Электропроводность примесных кристаллов может быть объяснена, согласно [14], с учетом зонной проводимости, проводимости по локализованным состояниям и в примесной зоне. Можно полагать, что для неотожженных образцов (рис. 2) при комнатных температурах проводимость обусловлена движением дырок в валентной зоне. С понижением температуры (до $150\text{--}200 \text{ K}$) начинает преобладать перескоковая проводимость по локализованным состояниям вблизи валентной зоны. Это следует из того, что $\sigma_\omega > \sigma_0$ и зависимости $\sigma_\omega - \sigma_0$ и σ_0 от температуры имеют экспоненциальный характер [14]. При более низких температурах, вероятно, осуществляется перескоковая проводимость в примесной зоне, так как σ_0 и σ_ω слабо зависят от температуры. Монотонное увеличение σ_0 и σ_ω с понижением температуры и изменение знака проводимости в ферромагнитной области (рис. 2, а) могут быть объяснены переходом связанных электронов из донорных уровней в зону проводимости. Но их концентрация мала и нужно учитывать вклад разных механизмов проводимости с двумя типами носителей.

Эта модель объясняет изменение знака носителей с температурой, сравнительно большую величину подвижности носителей $\sim 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ при комнатных температурах и ее уменьшение с температурой в неотожженных образцах [15], а также увеличение подвижности носителей p -типа в отожженных образцах. По нашим холловским измерениям, подвижность носителей в отожженных образцах увеличивается от 35 до $50 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ в интервале температур $300\text{--}200 \text{ K}$.

Общепризнано, что электропроводность специально не легированных кристаллов HgCr_2Se_4 обусловлена вакансиями ртути и селена, возникающими при росте монокристаллов. Предполагается, что уровни вакансий селена пусты, так как электроны «сваливаются» на акцепторные уровни вакансий ртути. При отжиге в парах ртути вакансии ртути залечиваются. Этому соответствует уменьшение σ_0 и σ_ω на 1–2 порядка (рис. 2) в отожженных образцах по сравнению с неотожженными [15]. Смена знака носителей, по-видимому, показывает, что в парамагнитной области часть электронов с вакансий селена находится в связанном состоянии. И только при переходе ферромагнитную область этот уровень оказывается вблизи зоны проводимости и электроны участвуют в проводимости.

Природа связанных состояний носителей на донорных уровнях может быть обусловлена автолокализацией носителей, примесным разделением фаз, образованием кластеров с отличной от основной фазы электропроводностью [13,16]. В HgCr_2Se_4 связанные состояния могут иметь другую природу. Известно, что вакансия селена совместно с тремя ионами Cr^{+3} может образовать примесный центр. Электрон в нем «размазан» по трем ионам Cr^{+3} (о таком примесном центре иногда говорят как о ионе Cr^{+2}) и не участвует в проводимости. Этот центр обладает тригональной симметрией и имеет особый спектр ферромагнитного резонанса [17]. Однако такой спектр наблюдают только в редких случаях [17,18], он не обнаружен даже в отожженных в ртути кристаллах HgCr_2Se_4 [19]. Можно полагать, что в ферромагнитной области тригональные центры распадаются и их электроны переходят в зону проводимости.

Изменения σ_0 , $\sigma_\omega(E)$ (рис. 3) не могут быть объяснены джоулевым нагревом. Оценки при $E = 3 \text{ kV/cm}$ длительности СВЧ-импульса $\tau = 2 \mu\text{s}$, плотности $6.4 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ и теплоемкости $0.16 \text{ j/g}\cdot\text{K}$ дают величину нагрева $\Delta T \cong 1.5 \text{ K}$. Показанные на рис. 3 изменения $\sigma_\omega(E)$ соответствуют нагреву не менее 15 K. Результаты показывают, что изменения $\sigma_0(E)$ не связаны с контактными явлениями (инжекцией носителей, разогревом контактных слоев и т.п.). Изменение σ_ω от напряженности СВЧ-электрического поля идентично в основном изменению σ_0 от напряженности постоянного поля. Это обусловлено тем, что $\sigma_0 \cong \sigma_\omega$. Известно [15], что в слабых полях ток будет следовать за полем при $\omega\tau \ll 1$. В простейших теориях за τ принимается время релаксации импульса. Для HgCr_2Se_4 из холловской подвижности $\mu = 60 \text{ cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ и массы носителей $m = 0.3m_e$ следует, что $\tau = 4 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. В HgCr_2Se_4 на 9 GHz нет существенной разницы между действиями СВЧ- или постоянного электрического полей, так как $\omega\tau \ll 1$. При разогреве электронов меняется функция распределения носителей, и за τ нужно принимать время релаксации носителей τ_E по энергии [6]. Из измерений шумовой температуры HgCr_2Se_4 в сильных полях [20] можно оценить значения $\tau_E = 10^{-10} - 10^{-11} \text{ s}$. На частоте $\omega/2\pi = 9.4 \text{ GHz}$ в сильных полях $\omega\tau_e \geq 1$ и может появиться зависимость ϵ' от E , а также различия в зависимостях σ_0 и σ_ω от E (рис. 3). Но для свободных носителей значение ϵ' в электрическом поле в отличие от показанного на рис. 3 должно увеличиваться [5].

Обнаруженная взаимосвязь между изменениями σ_0 от температуры и напряженности магнитного поля с одной стороны и с изменениями σ_0 и σ_ω от напряженности электрического поля с другой стороны свидетельствует в пользу магнитной природы этих явлений. В магнитных полупроводниках температура Дебая меньше температуры Кюри и связь магнов с фонами очень слабая. Поэтому в электрическом поле разогреваются не только электроны, то и магны [2]. Возбуждение магнов и взаимодействие их с носителями вызывают изменение и электрических свойств.

На основе модели разогрева магнов и рассмотренных механизмов проводимости качественно могут быть поняты особенности поведения σ_0 и $\sigma_\omega(E)$ неотожженных и отоженных кристаллов HgCr_2Se_4 . В неотоженных образцах носители либо вообще не разогреваются (прыжковая проводимость), либо магны слабо разогреваются (мала концентрация электронов) и σ_0 слабо меняется в электрическом поле. В отоженных образцах магны разогреваются и σ меняется не только за счет уменьшения подвижности при рассеянии на магнах, как было показано в [5], но и за счет изменения их концентрации при переходе электронов в связанное (локализованное) состояние. В сильно компенсированных, меняющих тип носителей образцах электропроводность при переходе в парамагнитное состояние меняется значительно. Соответственно этому при разогреве магнов изменения σ_0 в электрическом поле велики.

Изменения ε' от E (рис. 3) не объясняются изменением вклада носителей при разогреве электронов, как уже обсуждалось выше. Изменения ε' от температуры (рис. 1, 2) можно бы объяснить уменьшением в резонаторе при увеличении σ_ω образца, что, очевидно, имеет место при $\sigma_0 > 0.2-0.5 \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ [21]. Однако полностью изменения ε' этим не объясняются. Во-первых, изменения $\varepsilon(T)$ наблюдаются и при малых $\sigma_\omega = 10^{-3}-10^{-4} \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ (рис. 3). Во-вторых, из рис. 2 видно, что при $T < T_C = 105 \text{ K}$ σ_ω практически не меняется от температуры, а ε' при этом резко увеличивается.

По-видимому, особенности изменения ε' от T и E могут быть объяснены особенностями механизмов проводимости на переменном токе, в частности свойствами примесных комплексов типа Cr^{+2} .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-6172).

Список литературы

- [1] Samokhvalov A.A., Solin N.I., Viglin N.A., Kostylev V.A., Osipov V.V., Babushkin V.S. Phys. Stat. Sol. (b) **169**, R93 (1992); Samokhvalov A.A., Osipov V.V., Solin N.I., Gunichev A.F., Korenblit I.A., Galdicas A.P. J. Magn. Magn. Mater. **46**, 191 (1984).
- [2] Korenblit I.A., Samokhvalov A.A., Osipov V.V. Sov. Sci. Phys. Rev. **8**, 447 (1987); Гуляев Ю.В., Олейник И.Н., Шавров В.Г. ЖЭТФ **92**, 4, 1357 (1987); Генкин Г.М., Голубева Н.Г., Токман И.Д. ФТТ **30**, 5, 1455 (1988).
- [3] Костылев В.А., Самохвалов А.А., Чеботаев Н.М. ФТТ **34**, 3, 295 (1992).
- [4] Осипов В.В., Самохвалов А.А., Костылев В.А. ФТТ **29**, 9, 2809 (1987).
- [5] Солин Н.И., Филиппов Б.Н., Самохвалов А.А., Шумилов И.Ю. ФТТ **35**, 6, 1613 (1993).
- [6] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М. (1970). 384 с.

- [7] Чеботаев Н.М., Симонова М.И., Арбузова Т.И., Гижевский Б.А., Самохвалов А.А. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **21**, 9, 1468 (1985).
- [8] Бураков Л.И., Шеголев И.Ф. ПТЭ., **2**, 171 (1971).
- [9] Давыдов А.Б., Солин Н.И., Штрапенин Г.Л. Дефектоскопия, **8**, 95 (1982).
- [10] Weiss M.T. J. Appl. Phys. **31**, 5, 778 (1960).
- [11] Галдикас А., Викторавичюс В., Матуленене И., Мицкявичус С., Мартунас З., Шяткус А., Ковалева И.С. ФТТ **26**, 10, 2906 (1984).
- [12] Scharif Y., Foner S. Phys. Rev. (b) **8**, 5, 2299 (1973); Веселаго В.Г., Голант К.М., Ковалева И.С., Юрин И.М. ЖЭТФ **5**, 1857 (1984); Selmi A., Mauger A., Heritier M. J. Magn. Magn. Mater. **66**, 295 (1987); Ауслендер М.И., Бебенин Н.Г., Гижевский Б.А. и др. Препринт ин-та физики металлов УрО АН СССР № 87/2. Свердловск (1987). 40 с.
- [13] Нагаев Е.Л. Физика магнитных полупроводников. М. (1979). 341 с.
- [14] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Пер. с англ. М. (1974), § 7.4.
- [15] Гижевский Б.А., Самохвалов А.А., Костылев В.А., Лошкарева Н.Н., Сухорук Ю.П., Арбузова Т.И., Чеботаев Н.М. ФТТ **26**, 9, 2647 (1984).
- [16] Nagaev E.L. Physica C **222**, 342 (1994).
- [17] Noekstra B., van Staple R.P. Phys. Stat. Sol (b) **55**, 2, 607 (1973).
- [18] Солин Н.И., Фальковская Л.Д., Самохвалов А.А. ФТТ **36**, 10, 3090 (1994).
- [19] Никифоров К.Г., Пасенко Л.Я., Эмирян Л.М., Гуревич А.Г., Радауцан С.И., Тэзлеван В. ФТТ **27**, 1, 229 (1985).
- [20] Гальдикас А., Матуленене И., Самохвалов А.А., Осипов В.В. ФТТ **25**, 7, 1999 (1983).
- [21] Даргис А., Паршелюнас И. Препринт ин-та физики полупроводников АН Лит.ССР № 14. Вильнюс (1982). 80 с.