

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

УЗКОЩЕЛЕВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ  $Cd_xHg_{1-x}Te$  В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХЕ. В. Богданов, В. А. Кульбачинский, Л. С. Флейшман, О. А. Боднарук,  
И. Н. Горбатько, И. М. Раренко*(кафедра физики низких температур)*

1. Полупроводниковые твердые растворы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x > 0,16$ ), обладая малыми величинами энергетической щели и эффективной массы, являются удобными объектами для исследований в сильных электрических  $E$  и магнитных  $H$  полях. Результаты таких исследований представляют и практический интерес для разработки приборов на основе этих материалов. В то же время число работ, посвященных изучению неравновесных носителей в  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , невелико, и они содержат много необъясненных результатов. Так, в [1] рост проводимости при  $E > 100$  В/см связывается с переходом носителей в легкую долину, а не с электрическим пробоем, поскольку в той же области электрических полей отмечался рост коэффициента Холла. Однако [2] энергетический зазор между дном зоны проводимости и боковыми долинами намного превышает ширину запрещенной зоны, так что ударная ионизация валентной зоны должна происходить раньше, чем междолинные переходы. Появление в магнитном поле суперлинейности на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) уже при  $E \geq 1$  В/см связывается в [3] с вигнеровской кристаллизацией, тогда как в других работах указывается на большую вероятность не вигнеровской кристаллизации, а вымораживания электронов на донорные уровни [4, 5] или их локализации в ямах потенциального рельефа [6] в сильном магнитном поле.

В связи со сказанным выше представляло интерес продолжить исследования узкощелевых полупроводниковых сплавов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) в сильных электрических и магнитных полях. Поскольку изучалась прежде всего область допробойных электрических полей, то для выяснения причин появления нелинейности в сильных греющих электрических полях в магнитном поле измерялись температурные зависимости кинетических коэффициентов, как это делается обычно для широкзонных полупроводников [7].

2. В настоящей работе сообщаются результаты исследований полупроводниковых монокристаллических сплавов КРТ в сильных электрических ( $E \leq 300$  В/см) и магнитных ( $H \leq 60$  кЭ) полях при температуре  $T = 4,2$  К. Гальваномагнитные измерения в слабых электрических полях проводились при  $T = 0,2 \div 300$  К. Образцы с характерными размерами  $0,3 \times 0,3 \times 4$  мм вырезались из массивных монокристаллов в произвольной ориентации. Массивные монокристаллы получались методом модифицированной зонной плавки и, согласно данным рентгеновского микронзондового анализа, не имели макроскопических неоднородностей состава. Содержание кадмия в изученных материалах, определенное микронзондовым анализом и по ширине оптической щели при комнатной температуре, величина оптической  $\epsilon_g^0$  щели при  $T = 300$  К и термической  $\epsilon_g$  щели (при  $T \rightarrow 0$ ) в них приведены в таблице. Термическая

Обозначение материалов	Состав, $x$	$\varepsilon_g^0$ , мэВ	$\varepsilon_g$ , мэВ
KPT-18	0,18	140	40
KPT-20	0,20	170	58
KPT-24	0,24	207	134
KPT-25	0,25	218	150

щель определялась по температурным зависимостям сопротивления в отсутствие магнитного поля. С целью избежать перегрева образцов в сильных электрических полях измерения проводились в импульсном режиме. Импульсы длительностью до 250 нс и длительностью фронта не более 1 нс формировались генератором на ртутном поле. Гальваномагнитные измерения проводились по стандартной методике на постоянном токе. Промежуточные температуры создавались методом перегрева в вакуумной ампуле, сверхнизкие температуры получались в холодильнике растворения  $^3\text{He}$ — $^4\text{He}$ .

3. Типичные ВАХ образцов из KPT-18 и KPT-20 приведены на рис. 1. Как видно, при  $H=0$  ВАХ слабо нелинейны в полях до

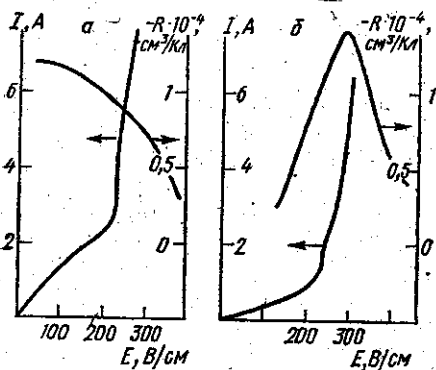


Рис. 1. ВАХ и электрополевые зависимости измеренного в магнитном поле  $0,8$  кЭ коэффициента Холла  $R$  KPT-20 (а) и KPT-18 (б) при  $4,2$  К

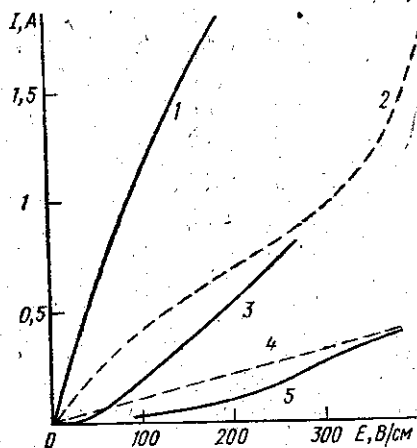


Рис. 2. ВАХ KPT-24 (2, 4) и KPT-20 (1, 3, 5) при  $4,2$  К в магнитном поле  $0$  (1, 2),  $30$  (5) и  $65$  (3, 4) кЭ. Кривые 4, 5 отвечают поперечному магнитному полю, а кривая 3 — продольному

$200$  В/см, а затем наблюдается ярко выраженная суперлинейная зависимость. В области суперлинейности крутизна ВАХ быстро возрастает. Этот участок ВАХ естественно связать с электрическим пробоем, поскольку именно в этих полях наблюдается быстрое падение абсолютной величины коэффициента Холла, и, как показывает анализ формы импульсов, рост проводимости образцов со временем вследствие генерации электронно-дырочных пар [8]. Зависимости коэффициента Холла  $R$  от напряженности электрического поля, как видно из рис. 1, существенно различны: в KPT-20 он монотонно уменьшается по абсолютной величине, а в KPT-18 проходит через максимум. Постоянство знака  $R$  во всем изученном интервале температур в магнитных полях до  $60$  кЭ свидетельствует о высокой однородности и электронном характере проводимости в образцах из KPT-20. Поэтому для них монотонное умень-

шение величины коэффициента Холла в сильном электрическом поле объясняется двумя механизмами: сменой доминирующего механизма рассеяния [7] (при 4,2 К в слабых полях доминирует рассеяние на примесях, а в сильных включаются фононные механизмы), характерным проявлением которых является наблюдаемая (см. рис. 1, а) именно в области падения коэффициента Холла сублинейность ВАХ и генерацией подвижных легких электронов и тяжелых дырок при пробое. В КРТ-18 при гелиевых температурах наблюдается инверсия знака  $R$  в магнитном поле, что, согласно современным представлениям [9], обусловлено наличием в образцах областей с электронной и дырочной проводимостями. При этом концентрация дырок выше, чем электронов, как следует из наличия инверсии знака  $R$  в достаточно сильном магнитном поле, а подвижность электронов больше, вследствие чего коэффициент Холла в слабых магнитных полях электронный. В этом случае по мере генерации электронно-дырочных пар коэффициент Холла в слабом магнитном поле сначала возрастает по абсолютной величине, поскольку увеличивается электронный вклад, а в области развитого пробоя уменьшается, так как концентрации носителей заряда все более возрастают и постепенно относительно сравниваются, а подвижность электронов много больше, чем подвижность дырок. Аналогично изменяется слабополевой коэффициент Холла в КРТ-18 и при увеличении температуры в области перехода к собственной проводимости. Вероятно, и в [1] изучались неоднородные образцы со смешанной проводимостью, так как на приведенных в [1] ВАХ отсутствует присущая высококачественным сплавам (см. рис. 1, а) сублинейность в области разогрева, и пробоем предшествует слабая суперлинейность, как и в КРТ-18 (см. рис. 1, б). Таким образом, возрастание электронного вклада в коэффициент Холла в начале пробоя связано не с переходом электронов в легкую долину, как утверждается в [1], а с наличием в образце изначально легких электронов и тяжелых дырок и с конкуренцией их вкладов в эффект Холла.

4. При исследовании влияния магнитного поля на ВАХ было обнаружено, что в материалах со смешанной проводимостью (КРТ-18, КРТ-24) оно сводится к росту сопротивления и увеличению полей пробоя (рис. 2, кривые 2, 4). В сплавах с электронной проводимостью (КРТ-20, КРТ-25) в магнитном поле наряду с количественными (эффект магнитосопротивления, рост полей пробоя) происходят и качественные изменения ВАХ (рис. 2, кривые 1, 3, 5): в поперечном и в продольном магнитных полях линейная и сублинейная при  $H=0$  и допробойных электрических полях ВАХ изменяется так, что после незначительного омического участка следует суперлинейность, причем тем более ярко выраженная, чем больше магнитное поле. Гальваномангнитные измерения, выполненные в широком интервале температур на КРТ-20 и КРТ-25, показали, что коэффициент Холла у них довольно слабо зависит от магнитного поля [3] и от температуры в диапазоне 2÷90 К, а сопротивление образцов  $\rho$  при низких температурах возрастает в магнитном поле (до двух — трех порядков), причем, как и в [4, 6], по закону  $\rho \sim H^\alpha$ , где  $\alpha=2,2$  для КРТ-20 и  $\alpha=2,7$  для КРТ-25 при 4,2 К. Рост сопротивления уменьшается при повышении температуры (рис. 3, а) в полной аналогии с его уменьшением при увеличении электрического поля (см. рис. 2). Как видно из рис. 3, а, при  $H=0$  температурная зависимость сопротивления имеет обычный для примесных полупроводников вид. В магнитном поле возникает широкий низкотемпературный участок активационной зависимости сопротивления, который описывается законом  $\rho \sim \exp(\epsilon_A/kT)$  при  $T=10\div 60$  К, и сопро-

тивление не выходит на насыщение даже при сверхнизких температурах  $T=0,2$  К. Показательно, что активационная энергия  $\epsilon_A$  возрастает в магнитном поле (рис. 3, б).

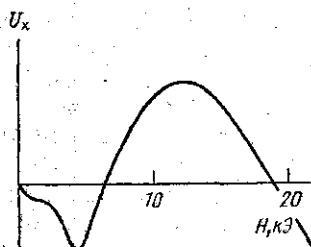
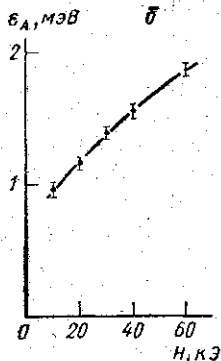
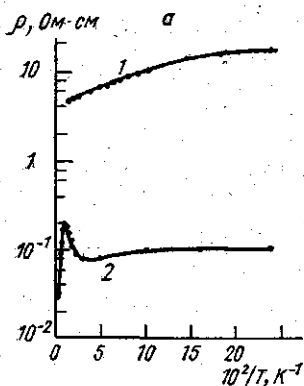


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления  $\rho$  КРТ-20 в поперечном магнитном поле 0 (2) и 60 (1) кЭ (а). Магнитополевая зависимость энергии  $\epsilon_A$  активации для КРТ-25 (б)

Рис. 4. Зависимость напряжения Холла  $U_x$  на КРТ-25 при 4,2 К от поперечного магнитного поля. Монотонный линейный ход скомпенсирован

Попытки объяснить подобное поведение сопротивления магнитным вымораживанием электронов на донорные уровни [4] или вигнеровской кристаллизацией [3] оказываются, как отмечено и в [6], несостоятельными, так как по теоретическим оценкам эти эффекты могут иметь место лишь в значительно больших, чем экспериментально наблюдаемые магнитных полях.

Весомым аргументом в пользу связи наблюдаемых эффектов с переходом электронов из зоны проводимости - на резонансные уровни, положение которых слабо зависит от магнитного поля [5], является наличие осцилляций поля Холла значительной амплитуды (рис. 4), что наблюдалось и в [3]. При таком механизме вымораживание будет происходить в ультраквантовой области магнитных полей, начало которой экспериментально определяется последним максимумом осцилляций (см. рис. 4) и коррелирует с магнитным полем, соответствующим появлению низкотемпературного активационного участка. Однако в этом случае рост энергии активации определялся бы возрастанием энергетической щели и составлял бы примерно 8 мэВ для КРТ-25 при увеличении магнитного поля с 10 до 60 кЭ. Экспериментально наблюдается (см. рис. 3, б) рост  $\epsilon_A$  приблизительно на 1 мэВ.

Осцилляции поля Холла могут найти свое объяснение также в модели резонансной локализации носителей в потенциальных ямах, образованных совокупностью примесных атомов в сильнолегированных полупроводниках [10], к которым относятся исследованные сплавы КРТ. В достаточно сильных, ультраквантовых полях в таких материалах может произойти локализация носителей [10], что приведет к наблюдаемым аномалиям сопротивления. Оценки, выполненные по [6], дают, например, для КРТ-25 пороговое поле перехода около 11 кЭ, что согласуется с экспериментальными данными. В области прыжковой проводимости, как качественно показано в [11], в сильнолегированном полупроводнике должен реализовываться закон  $\rho \sim \exp T^{-0.5}$ . Однако

экспериментально при  $T=0,2\div 4,2$  К такая зависимость не наблюдалась.

Сравнение температурных и полевых зависимостей сопротивления указывает на связь появляющейся в магнитном поле суперлинейности ВАХ с активацией локализованных электронов. Совпадение ВАХ в больших электрических полях при 2К и 4,2 К подтверждает делокализацию в электрическом поле.

Отсутствие проявлений локализации электронов в магнитном поле на образцах со смешанным типом проводимости скорее всего обусловлено тем, что в них основной вклад в явления электропереноса в магнитном поле вносят тяжелые носители — дырки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ancker-Johnson B., Dick C. L. In: Physics of semimetals and narrow-gap semiconductors. Ed. D. L. Carter and R. T. Bate. N. Y.: Pergamon Press, 1971, p. 523. [2] Kobayashi A., Sankey O. F., Dow J. D. Phys. Rev. B, 1982, 25, p. 6367. [3] Schlicht B., Nimtz G. Lect. Notes Phys., 1982, 152, p. 383. [4] Алейников А. Б., Баранский П. И., Жидков А. В. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 464. [5] Raymond A. et al. Lect. Notes Phys., 1982, 152, p. 387. [6] Арапов Ю. Г. и др. ФТП, 1983, 17, с. 1392. [7] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970. [8] Богданов Е. В., Брандт Н. Б., Флейшман Л. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 6, с. 92. [9] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корняш А. А., Петряков В. А. ФТП, 1984, 18, с. 201. [10] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. ЖЭТФ, 1973, 64, с. 2222. [11] Шкловский Б. И. ФТП, 1983, 17, с. 2055.

Поступила в редакцию  
12.09.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 621.382.011.716

### МИГРАЦИЯ ИОНОВ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПИРОЛИТИЧЕСКОЙ ДВУОКСИ КРЕМНИЯ ВО ВЛАЖНОЙ СРЕДЕ

Г. Б. Демидович, С. Н. Козлов, М. Славова (Болгария)

(кафедра общей физики для химического факультета)

Одной из основных причин деградации полупроводниковых приборов является миграция ионного заряда по поверхности диэлектрического слоя структуры полупроводник—диэлектрик. В немногочисленных работах, посвященных исследованиям миграции заряда по поверхности двуокиси кремния (как правило, термической), показано, что подвижность мигрирующих частиц сильно зависит от состава и строения поверхностного слоя окисла [1—3].

Целью настоящей работы было изучить возможность снижения миграционной нестабильности планарных полупроводниковых приборов путем использования пленок пиролитической двуокиси кремния  $\text{SiO}_2^{\text{д}}$  (в качестве как подзатворного диэлектрика, так и защитного покрытия).

**Методика эксперимента.** Для исследований использовались МДП-структуры, изготовленные на основе кремния с удельным сопротивлением 20 Ом·см. Топология структур показана на рис. 1. Параметры используемых в структурах диэлектриков приведены в таблице. Металлические электроды изготавливались из алюминия.

Поверхностная подвижность ионов измерялась по методике тестового канала [1, 3, 4]. Основная регистрируемая в этой методике вели-