

# ВЛИЯНИЕ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТР ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ HgTe/CdHgTe С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

## INFLUENCE OF HIGH MAGNETIC FIELD ON SPECTRUM OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRONS IN HETEROSTRUCTURES HgTe/CdHgTe WITH QUANTUM WELLS

*В. В. Платонов<sup>1,2</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2</sup>, И. В. Макаров<sup>1,2</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,2</sup>,  
Е. Я. Попов<sup>2</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,2</sup>, А. В. Романов<sup>2</sup>  
V. V. Platonov<sup>1,2</sup>, Yu. B. Kudasov<sup>1,2</sup>, I. V. Makarov<sup>1,2</sup>, D. A. Maslov<sup>1,2</sup>,  
E. Ya. Popov<sup>2</sup>, O. M. Surdin<sup>1,2</sup>, A. Romanov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

<sup>2</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ

<sup>1</sup>Federal Nuclear Center of Russia – All-Russia Research Institute of Experimental Physics

<sup>2</sup>SarFTI, National Research Nuclear University «MEPhI»

Сильные магнитные поля являются важным инструментом для формирования состояния двумерного электронного газа и изучения его свойств. Представлены результаты исследования полупроводниковых гетероструктур HgTe/CdHgTe с различной шириной квантовых ям в сильных магнитных полях. Показано, что положения линий циклотронного резонанса зависят от температуры и величины магнитного поля. Сильные магнитные поля индуцируют переход от инвертируемой электронной структуры к нормальной. Обсуждается влияние магнитного поля на спектр двумерных электронов в квантовой яме и возможности использования этих эффектов для практического применения.

High magnetic fields are the important tool to form the state of two-dimensional electron gas and study its properties. Investigation results of semiconductor heterostructures HgTe/CdHgTe with different width of the quantum wells in high magnetic fields are presented in the paper. It is shown that position of cyclotron resonance lines depends on the temperature and magnetic field value; high magnetic fields can induce a transition of the spectrum structure transition from an inverted structure to normal one. Reasons of the magnetic field effect on the spectrum of two-dimensional electrons in the quantum well and possibilities of application of these effects for practical use are discussed in the paper.

В настоящее время, рекордные плотности энергии легко достигаются в низкоразмерных твердотельных структурах. Например, напряжение нар-п переходе может превышать 1 МВ, плотность накапливаемой энергии максимальна в металлгидридных молекулярных слоях ( $\approx 10^9$  Дж/м<sup>3</sup>), а плотность тока – в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках ( $\approx 10^{10}$  А/мм<sup>2</sup>). Для высоковольтной техники эти объекты могут представлять интерес как модельные системы и элементы будущей силовой энергетики.

В данной работе исследовался двумерный электронный газ (ДЭГ) в квантовых ямах, создаваемых в узкозонных полупроводников гетероструктурах Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te. Движение носителей в квантовой яме ограничено потенциальным барьером и определяется характером отражения электронов от его поверхности. При упругом рассеянии фаза сохраняется и

изменяется только направление распространения волны де-Бройля электрона. Поэтому электрон может испытать много актов упругого рассеяния, при этом его движение можно рассматривать как процесс двумерной диффузии с сохранением фазы, а в силу сохранения фазы этот электрон может участвовать в различных интерференционных явлениях, как при баллистическом движении вдоль пленки. При неупругом рассеянии фаза волновой функции сбивается, и характер проводимости определяется процессами рассеяния (электрон-электронными и электрон-фононными), как и в объемном кристалле.

Если длина свободного пробега становится сравнима с толщиной пленки или квантовой ямы, то в этом направлении уровни энергии квантуются

$$E(k_x, k_y, n) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} n^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2)$$

где  $d$  – толщина пленки (квантовой ямы),  $n$  – квантовое число (номер подзоны). При достаточно малой концентрации электронов и большом расстоянии между подзонами, все электроны будут находиться в нижней подзоне, и энергия будет зависеть только от  $X$  и  $Y$  компоненты волнового вектора. О таких системах говорят как о квазидвумерных электронных системах. Расстояние между подзонами можно изменять магнитным полем, тем самым управлять степенью вырождения и плотностью электронного газа.

Вигнер в 1934 году показал [1], что двумерный электронный газ может кристаллизоваться, так как средняя потенциальная энергия кулоновского взаимодействия  $\propto 1/a$  убывает с увеличением среднего расстояния между частицами ( $a$ ) медленнее, чем кинетическая энергия  $\propto \hbar^2/ma^2$ . В пределе низкой плотности или сильных магнитных полей электронам энергетически выгодно локализоваться в узлах решетки, уменьшив тем самым энергию взаимодействия. В 70-х годах вигнеровская кристаллизация экспериментально была зарегистрирована [2,3] в электронном газе, находящемся над поверхностью жидкого гелия. Электрон, имеет отрицательное сродство к гелию и не проникает вглубь жидкости, а на поверхности его удерживает положительный потенциал, создаваемый плоским металлическим электродом, расположенным в жидкой фазе параллельно поверхности.

Аналогичные инверсионные слои ДЭГ можно создавать на поверхности полупроводника в МОП-структуре (метал-оксид-полупроводник). Плотность ДЭГ в МОП структурах значительно выше, чем на поверхности гелия, так как в полупроводниках эффективная масса электронов значительно меньше, чем масса свободного электрона, а диэлектрическая проницаемость на порядок больше, следовательно, квантовые корреляции должны доминировать над кулоновским взаимодействием. Это привело к открытию в этих системах таких эффектов, как эффект Аронова-Бома [4], квантового [5] и дробного эффектов Холла [6,7], эффектов сильной и слабой локализации, универсальных флуктуаций проводимости и др.

Приложение очень сильного магнитного поля  $B$ , перпендикулярно электронному слою [8] приводит к локализации электронов с характерным радиусом, равным магнитной длине  $l_B = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}} \langle a \rangle$ . Первые свидетельства вигнеровского перехода, индуцированного сильным магнитным полем, в

структуре GaAs/GaAlAs квантовой ямой были получены при обнаружении бесщелевой магнитоплазмонной моды [9].

В настоящее время, благодаря развитию технологии молекулярно-лучевой эпитаксии структуры с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками получил широкое распространение. Эта технология позволяет выращивать совершенные слои толщиной всего в несколько периодов решетки. На таких структурах созданы приборы с уникальными характеристиками: биполярные и полевые транзисторы, приемники и источники ИК-излучения, квантовые лазеры на различные длины волн и др.

В данной работе, представлены результаты исследования двумерного электронного газа в гетероструктуре HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с квантовой ямой. Эти структуры относятся к новому классу, с сильным спин-орбитальным взаимодействием, в которых зонная структура аналогичная бесщелевому Дираковскому спектру графена. В таких системах наблюдается необычное поведение квантового эффекта Холла [10,11] и состояние топологического изолятора. Высокая подвижность носителей делает эти материалы перспективными для создания элементов оптоэлектроники работающих в терагерцовой области частот.

### Экспериментальная установка

Сильные магнитные поля являются важным инструментом для изучения свойств новых материалов [12, 13]. В них непосредственно можно наблюдать скачки магнитного момента, измерять критические магнитные поля и токи высокотемпературных сверхпроводников [14]. В данной работе проведены измерения квантового эффекта Холла и температурной зависимости магнитопоглощения в полях до 40 Тл. С этой целью в лаборатории сильных магнитных полей СарФТИ «НИЯУ-МИФИ» была создана установка для получения полей до 50 Тл и проведения исследований свойств веществ в широкой области температур.

Получение сильных магнитных полей является сложной технической задачей [15, 16], так как при индукции 50 Тл магнитное давление на стенку соленоида достигает предела прочности стали. Это ограничение может быть преодолено путем уменьшения длительности импульса или распределением нагрузки в составном соленоиде [13]. Другой проблемой при создании сильных магнитных полей является разогрев соленоида. Например, для охлаждения рекордного постоянного

магнита с максимальным магнитным полем 45 Тл, находящегося в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (Таллахасси, США), необходима прокачка воды со скоростью 6 тонн в минуту [17]. Поэтому неразрушаемые установки с большой длительностью импульса порядка 0.1 с и пиковыми полями до 100 Тл, а также стационарные системы с магнитными полями свыше 40 Тл, являются крупными и крайне дорогостоящими инженерными конструкциями и эксплуатируются в национальных лабораториях сильных магнитных полей [17,18].

В полностью разрушаемых взрывных системах удается получить магнитное поле свыше 1000 Тл. Рекордное магнитное поле в 2800 Тл получено в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) при взрывном сжатии магнитного потока в магнитокумулятивном генераторе МК-1 [19]. Электродинамическое сжатие магнитного потока позволяет достигнуть магнитных полей около 700 Тл [20], а в одновитковых разрушаемых соленоидах предельное поле равно 340 Тл [21]. Во всех этих установках происходит разрушение магнитной системы и уничтожение образца.

Установка сильных магнитных полей, созданная в СарФТИ, незначительно уступает по величине поля (50 Тл) лучшим неразрушающим магнитам, созданным за рубежом, но, тоже время, значительно дешевле и проще в эксплуатации. Энергия, необходимая для генерации сильного магнитного поля запасается в конденсаторной батарее с максимальным зарядным напряжением 10 кВ с энергией до 350 кДж, собранной из конденсаторов ИК10-50 (10 кВ, 50 мкФ). Батарея заряжается отрицательным напряжением зарядным устройством ЗУ (ЗУ10-10 мощностью 10 кВт производства компании ООО «Мощные высоковольтные системы»).

Коммутатор выполнен на основе реверсивно-включаемых динисторов (р.в.д.), разработанных в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [22] и в настоящее время серийно выпускаются в ОАО «Электровыпрямитель» (г. Саранск). Использование р.в.д. имеет ряд преимуществ основным из которых является отсутствие электрических помех на первой половине магнитного поля. Подробно особенности конструкции коммутатора описаны в работе [23].

Проволочный соленоид L2 (см. рис. 2) изготавливается из микрокомпозиционного провода Cu-Nb сечением  $2 \times 3 \text{ мм}^2$  (производство провода ОАО ВНИИНМ им. Бочвара, ОАО «Наноэлектра»), который характеризуется высоким модулем упругости и очень высокой прочностью на разрыв (1,3 ГПа). Перед намоткой провод покрывается

стеклотканевой изоляцией. Поверх проволочной обмотки наматывается бандаж толщиной от 20 до 30 мм высокопрочным высокомодульным параарамидным волокном АРМОС. Соленоид пропитан эпоксидным компаундом на основе смолы СЭДМ-3 с наполнителем из пылевидного кварца с последующим послойным просушиванием. Для улучшения прочностных характеристик соленоида окончательная полимеризация компаунда производится в печи при температуре 120–140 °С в течение нескольких часов. Для получения полей свыше 20 Тл производится предварительное охлаждение соленоида в ванне с жидким азотом.

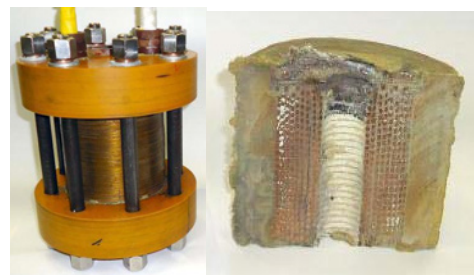


Рис. 1. Внешний вид соленоида и разрез катушки

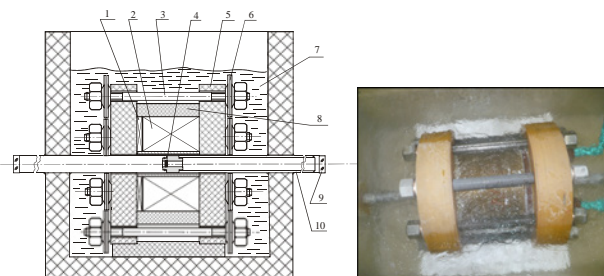


Рис. 2. Конструкция соленоида в азотной ванне: 1 – выходная спираль соленоида, 2 – основная часть соленоида, 3 – шпилька, 4 – исследуемый образец, 5 – стеклотекстолитовые фланцы, 6 – тарельчатая пружина, 7 – жидкий азот, 8 – бандаж, 9 – окна из  $\text{MgF}_2$ , 10 – трубка криостата

Внутренний диаметр соленоида 19,5 мм позволяет размещать криостаты, в том числе с температурами вплоть до гелиевых, с измеряемым образцом. Установка оснащена измерительными методиками для индукционных измерений намагниченности [24], высокочастотной комплексной проводимости и магнитооптических свойств веществ [25]. Для магнитооптических измерений при низких температурах разработан криостат, показанный на рис. 2. Азотная емкость, в которую помещается соленоид, изготовлена из стеклопластика с теплоизолированными стенками из пенополистирола ПС-150 толщиной 50 мм. Через всю емкость по оси соленоида проходит оптический вакуумный канал.

Для измерения магнитопоглощения в ИК области спектра использовался лазер ЛГН-105 с длиной волны 10,6 мкм и криогенный фотоприемник с чувствительным элементом на основе узкозонного полупроводника HgCdTe. В работе [26] были представлены результаты измерения магнитопоглощения в гетероструктуре HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te с квантовыми ямами и сравнение с аналогичными измерениями в лаборатории сильных магнитных полей в Дрездене. На данной установке при азотной температуре отчетливо наблюдались две линии поглощения, тогда как в Дрездене эти линии наблюдались только до 40 К вследствие уменьшения отношения сигнал/шум.

## Результаты и обсуждение

Измерения проводились на образцах выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(013) с in situ эллипсометрическим контролем состава и толщины в ИФП СО РАН [27]. На релаксированном буферном слое CdTe толщиной в несколько микрометров выращивались последовательно нижний барьер CdHgTe, квантовая яма HgTe и верхний барьер CdHgTe. Сверху структуры были закрыты покровным слоем CdTe толщиной 40 нм. В обоих барьерах на расстоянии 10 нм от квантовой ямы проводилось легирование индием. Параметры структур представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры исследуемых образцов

№	$d_{кя}$ , нм	$x_{бар}$	$n_s$ , $10^{11}$ см <sup>-2</sup>	$\mu$ , см <sup>2</sup> /В*с
091217	7	0,72	2,2	50000
091223-1	8	0,62	1,5-1,6	20000
101109	8	0,77	4,5	85 000
130212	8,3	0,78	10,2	69 000

В спектрах магнитопоглощения наблюдалось несколько линий циклотронного резонанса (типичные кривые показаны на рис. 4). Для некоторых образцов с уменьшением температуры от 180 К до 77 К эти линии «сливаются» в одну. Видно, что положение правой линии в спектре почти не зависит от температуры, в то время, как положение левой линии сильно меняется с изменением последней. Это позволяет предположить, что левая линия связана с межзонным переходом и ее

положение меняется в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны при изменении температуры. Правая линия связана с внутризонным переходом (циклотронный резонанс), поэтому ее положение с изменением температуры меняется слабо. Поскольку в магнитных полях, в которых наблюдается резонансное поглощение, фактор заполнения около единицы, то мы должны наблюдать циклотронный переход с нижнего уровня Ландау зоны проводимости и межзонный переход из валентной зоны на следующий уровень зоны проводимости.

Для подтверждения квантового вырождения были проведены измерения продольной компоненты магнитосопротивления. При 80 К сопротивления от магнитного поля (см. рис. 3) зарегистрирована плато, соответствующее заполнению последней зоны равной 1.

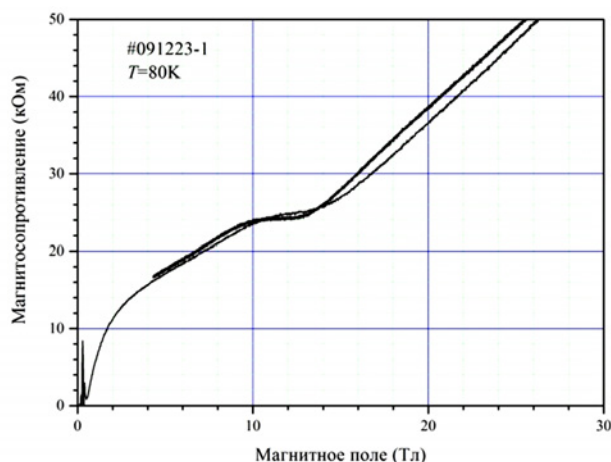


Рис.3. Осциллограммы поглощения и продольная компонента сопротивления для образца 091223-1

Линии ЦР интерпретированы как:  $\alpha$  — переход между уровнями Ландау  $0 \rightarrow 1$ ,  $\beta$  — это переход  $-2 \rightarrow -1$ . Важным обстоятельством является то, что с ростом температуры зонная структура в образце меняется с инвертированной на нормальную [28]. При низких температурах переход  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ) является межзонным, поскольку уровень 0 принадлежит валентной зоне. Переход  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ), соответственно, внутризонный. С ростом температуры ширина запрещенной зоны уменьшается и при некоторой (~50–60 К) температуре обращается в 0. С дальнейшим ростом температуры ширина запрещенной зоны начинается увеличиваться, а зонная структура становится нормальной. Соответственно, переход  $0 \rightarrow 1$  становится внутризонным, а переход  $-2 \rightarrow -1$  — межзонным. Именно эти переходы и наблюдаются

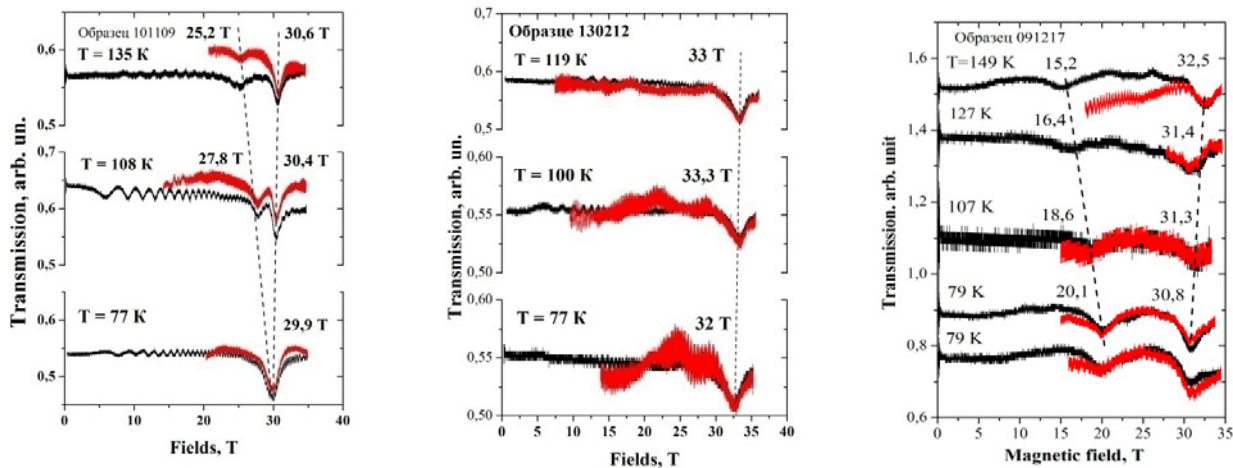


Рис. 4. Осциллограммы магнитопоглощения от магнитного поля при различных температурах образца

в спектрах магнитопоглощения. Левая линия в спектрах соответствует переходу  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) – с ростом температуры она значительно сдвигается в сторону меньших полей, правая линия соответствует переходу  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ) – ее положение, слабо зависит от температуры.

Необычная зависимость ширины запрещенной зоны и энергий переходов также приводит к тому, что существуют области температур и магнитных полей, в которых энергии этих переходов совпадают. При  $T = 79$  К линии  $\alpha$  и  $\beta$  сливаются в одну.

Количественное согласие экспериментальных и теоретических результатов не очень хорошее. Обе линии поглощения наблюдаются в более сильных магнитных полях, чем предсказывает расчет. Расхождение составляет 15–25%. По-видимому, данное расхождение связано со слишком простым способом учета влияния температуры на уровни Ландау и энергии переходов. Одним из возможных направлений развития модели может быть учет различного температурного расширения материалов HgTe и CdHgTe и, соответственно, изменения величины встроенной деформации, которая, как известно, оказывает значительное влияние на зонный спектр в гетероструктурах на основе КРТ, приводя, в частности, к перекрытию зоны проводимости и бокового максимума валентной зоны в широких (~20 нм) КЯ HgTe.

В образце с большей концентрацией носителей заряда в спектрах магнитопоглощения наблюдалась одна линия, положение которой слабо зависело от температуры. Сопоставление положения наблюдаемой линии в спектрах магнитопоглощения с теоретическими расчетами позволило

идентифицировать наблюдаемую линию как переход  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ), который является внутризонным в исследованном диапазоне температур.

Переход  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) не был зарегистрирован, поскольку фактор заполнения в ожидаемом резонансном магнитном поле оказывается больше двух, соответственно, уровень  $-1$  оказывается заполненным и переходы на него идти не могут. Переходы же с этого уровня ( $-1 \rightarrow 0$ ) могут наблюдаться лишь при меньших энергиях или же в значительно более сильных магнитных полях.

Таким образом в работе было экспериментально исследовано магнитопоглощение при  $T = 77$ – $180$  К в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в импульсных магнитных полях до 40 Тл. Обнаружены как внутризонный переход (циклотронный резонанс), так и межзонный переход с уровня Ландау валентной зоны на уровень зоны проводимости. Зарегистрирован квантовый предел при измерении продольной компоненты квантового эффекта Холла. Теоретическое исследование зонной структуры при разных температурах показало, что зонная структура с ростом меняется с инвертированной на нормальную при  $T \sim 50$  К для структур с квантовыми ямами ~8 нм.

Работа выполнена при частичной поддержки РФФИ 16-08-00337.

### Список литературы

1. E. P. Wigner, Phys. Rev. 46, 1002 (1934)
2. R. S. Crandall and R. Williams, Phys. Lett. A34, 404 (1971).

3. А. В. Чаплик, ЖЭТФ 62, 746 (1972).
4. В. Я. Демиховский, Г. А. Вугальтер, Физика квантовых низкоразмерных структур, М. «Логос», 2000 г., 248с.
5. von K. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980).
6. D.C. Tsui, H.L. Stormer, and A.C. Gossard, Phys. Rev. Lett. 48, 1559 (1982).
7. R.B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. 50, 1395 (1983).
8. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма ЖЭТФ 22, 26 (1975)
9. E. Y. Andrei, G. Deville, D. C. Glattli, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. 60, 2765 (1988).
10. Andrei et al, Science, Vol. 314, 1757 (2006).
11. B. Buttner et al, Nature Physycs, 7, 418 (2011).
12. Кнопфель Г., Сверхсильные импульсные магнитные поля, М.: Мир, с. 45, 1972.
13. Лагутин А. С., Ожогин В. И. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперимент. М: Энергоатомиздат, 1988.
14. Bykov A. I., Dolotenko M. I., Fowler C. M., Freeman B. L., Goettee J. D., King J. C., Kolokol'chikov N. P., Kudasov Yu. B., Lewis W., Marshall B. R., Papatheofanis B. J., Platinov V. V., Rodriguez P. J., Tatsenko O. M., Veaser L. R., Zerwekh W. D. // Physica B. 1995. V.211, P. 248.
15. Strong and Ultrastrong Magnetic fields and Their Applications. Ed. F. Herlach, Springer-Verlag. Berlin. 1985.
16. Борисков Г. В., Быков А. И., Долотенко М. И., Егоров Н. И., Кудасов Ю. Б., Платонов В. В., Селемир В. Д., Таценко О. М. // УФН. Т.181. 2011. С. 441.
17. Annual Report of National High Magnetic Field Laboratory. Ed. K.Hedick. Tallahassee. USA. 2011; www.magnet.fsu.edu.
18. Hoch M. J. R., Altarawneh M. M., Harrison N., Uchida A., Jaime M., Mielke C.H., Crooker S. A., Betts J. B., Rickel D. G., Chern G.-W., Batista C. D., Mitchell J. F. // Phys. Rev. B. V.79. 2009. P. 214421.
19. Boyko B. A., Bykov A. I., Dolotenko M. I., Kolokol'chikov N. P., Markevtsev I. M., Tatsenko O. M., Shuvalov A. M. // Megagauss Magnetic Field Generation, Its Application to Science and Ultra-High Pulsed-Power Technology. World Scientific. Singapore. 2004. P. 61.
20. Takeyama S. // Proceedings of the 13-th International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Suzhou. China. 2010. P. 163.
21. Grekhov I. V., Gorbatyuk A. V., Kostina L. S., Korotkov, S. V., Iakovthuk N. S. // Solid State Electronics. 1983. V.26. №11. P.1132;
22. Коротков С. В., Аристов Ю. В., Жмодиков А. Л., Козлов А. К., Коротков Д. А. // ПТЭ. 2014. № 3. С. 5.
23. Кудасов Ю. Б., Попов Е. Я., Попова Т. И., Макаров И. В., Сироткина А. Г., Евланов К. И., Способ намотки соленоида сильного магнитного поля, Патент РФ 2497218. 2012.
24. Kudasov Yu. B. // Physica B. 2001. V.294-295. P.684
25. Кудасов Ю. Б., Филиппов А. В. // ПТЭ. 2007. № 6. С. 95.
26. В. В. Платонов, Ю. Б. Кудасов, А. С. Коршунов, И. В. Макаров, Д. А. Маслов, И. Ю. Миткевич, М. П. Монахов, О. М. Сурдин, О. М. Таценко, А. В. Филиппов, «Циклотронный резонанс в полупроводниковых гетероструктурах в сильном магнитном поле», XV Харитоновские тематические научные чтения. Саров, 2014.
27. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev // Journal of Electronic Materials, 39 (7), 918 (2010).
28. В. В. Платонов, Ю. Б. Кудасов, М. С. Жолудев, А. В. Иконников, О. Drachenko, А. С. Коршунов, И. В. Макаров, Д. А. Маслов, О. М. Сурдин, А. В. Филиппов, В. И. Гавриленко, М. Helm, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Исследование магнитопоглощения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в сильных магнитных полях при различных температурах, XII российская конференция по физике полупроводников, Ершово, 21–25 сентября 2015 г, с. 239.