

## ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. В. Платонов, Ю. Б. Кудасов, А. С. Кориунов, И. В. Макаров, Д. А. Маслов, И. Ю. Миткевич, М. П. Монахов, О. М. Сурдин, О. М. Таценко, А. В. Филиппов*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,  
пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Развитие технологии роста полупроводниковых наноструктур привело к созданию высокоэффективных электронных и оптоэлектронных приборов [1]. Появилась возможность конструировать многослойные структуры с необходимым профилем локализации, распределения носителей заряда и электронного спектра. Этот прогресс был бы невозможен без развития методов расчета зонной структуры из первых принципов и интенсивных экспериментальных исследований электрических, магнитных и оптических свойств монокристаллических полупроводников и полупроводниковых структур с кантовыми ямами и квантовыми точками.

Основным методом исследования фундаментальных свойств полупроводников является циклотронный резонанс (ЦР), который даёт информацию об эффективных массах и механизмах рассеяния носителей. С его помощью можно выявлять непараболичность закона дисперсии, и тем самым, получать информацию об особенностях зонной структуры новых материалов.

Циклотронный резонанс был известен давно в физике ионизованных газов. В магнитном поле  $H$  заряженные частицы двигаются по винтообразной траектории с радиусом  $r = v/\omega_c$  и циклотронной частотой  $\omega_c = eH/m$ , где  $v$  – линейная скорость,  $e$  и  $m$  заряд и масса электрона. В твердом теле движение электронов ограничено изоэнергетической поверхностью. Масса электрона в  $k$ -пространстве становится зависящей от кривизны энергетической поверхности  $d\varepsilon/dk$ . Поэтому, использовать классические уравнения электродинамики для описания ЦР можно при условии, если радиус циклотронной орбиты  $r_c = v/\omega_c$ , (где  $\omega_c$  – циклотронная частота) много меньше длины зондирующего излучения в кристалле. В этом случае, можно ввести локальную связь между плотностью тока и напряженностью электрического поля вол-

ны  $j_i = \sigma_{ij} \cdot E_j$ , а поглощаемую мощность вычислять в дипольном приближении

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\sigma_{ij} \cdot E_j E_i)$$

Для круговой поляризации электромагнитной волны компонента тензора проводимости будет равна

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 \frac{1/\tau}{i(\omega \pm \omega_c) + 1/\tau},$$

где  $\sigma_0$  – статическая проводимость. Для электронного резонансно активной будет положительная поляризация, для дырок – отрицательная. Ширина линии поглощения будет определяться  $\tau$  – рассеиванием. Откуда следует условие регистрации отчетливого резонанса  $\omega_c \tau \geq 1$ .

Оценим условия наблюдения ЦР в полупроводниках. Возьмем среднюю тепловую скорость электрона, которая при  $T = 4$  К составляет  $10^4$  м/с, тогда в поле 50 Тл,  $\omega_c \approx 9$  ТГц,  $r_c \approx 10$  мкм. При использовании излучения с длиной волны  $\approx 10$  ТГц (18 мкм), время релаксации  $\tau$  должно быть больше  $10^{-12}$  с. Так как характерное время релаксации носителей в полупроводниках порядка  $10^{-13} - 10^{-15}$  с, то для наблюдения ЦР с помощью СВЧ-техники, необходимы очень качественные образцы и сверхнизкие температуры или использование сверхсильных магнитных полей.

В сверхсильных магнитных полях расстояние между подзонами Ландау становятся большими и при выполнении условия  $\hbar\omega_c \gg k_B T$ , остается заселенной только нижняя подзона (условие квантового предела). В этом случае, движение носителей заряда квантуется в плоскости перпендикулярной магнитному полю

$$E_n(k_z) = \hbar\omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) + \hbar^2 k_z^2 / 2m^*,$$

и вместо трехмерной параболы возникает набор одномерных парабол (подзон Ландау) сдвинутых относительно друг друга на  $\hbar\omega_c$ . С учетом спина возникает два набора эквидистантных подзон Ландау. В дипольном приближении под действием электромагнитного излучения разрешены переходы только между соседними подзонами, что приводит к поглощению на единственной частоте  $\omega_c$ , как и в классическом случае. Условие квантового предела для поля 50 Тл выполняется при температурах ниже 100 К.

Данное приближение удовлетворительно описывает экспериментальные результаты для простых изотропных подзон в Ge и Si. Для более сложных зон, необходимо проводить расчеты с учетом пространственного квантования, зеемановского и спин-орбитального расщепления. Следует отметить, что в этом случае правила отбора практически разрешают переходы между всеми подзонами Ландау.

Первые эксперименты по наблюдению ЦР в РФЯЦ-ВНИИЭФ были проведены еще в 70-х годах [2–4]. Использование сверхсильных магнитных полей позволило впервые зарегистрировать линии поглощения ЦР в видимой области спектра при комнатной температуре. Использование сверхсильных магнитных полей позволяет изучать параметры носителей в незаполненных зонах без дополнительной инжекции или накачки. В работе [6] было показано, что в поле свыше 600 Тл происходит кроссовер основного состояния в  $L$  и  $\Gamma$ -точках.  $L$ -точка в зоне Бриллюэна становится ниже  $\Gamma$ -точки, так как массы носителей в  $L$ -точке значительно больше чем в  $\Gamma$ .

Исследования ЦР в сверхсильных магнитных полях позволяет определить параметры полупроводников в новой фазе и оценить перспективность развития технологии синтеза. В работе [5] нами проведены измерения ЦР в перспективном для излучающих приборов кубическом широкозонном полупроводнике GaN. В новой фазе образцы были плохого качества с низкой подвижности носителей, поэтому, для наблюдения ЦР необходимы были сверхсильные магнитные поля. В проведенных экспериментах обнаружены три четких резонансных пика в полях 90, 270 и 410 Тл по которым определены эффективные массы и дисперсия электронных уровней.

Интересные эффекты наблюдались в полупроводниках, содержащих в качестве примеси атомы магнитных ионов. Примером таких соединений может служить широкозонные полупроводники  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , в котором марганец замещает катион в решетке кристалла CdTe и находится в состоянии

$\text{Mn}^{2+}$  с  $3d^5$ -конфигурацией. Присутствие Mn приводит к интересным электрическим и оптическим явлениям, возникающим вследствие спин-спинового обменного взаимодействия между  $s(p)$ -зонными электронами и локализованными моментами магнитных  $d$ -ионов [7].

В работе [8] были проведены исследования фундаментального ЦР дырок и межзонного поглощения на гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ). В больших полях, зарегистрированы полосы поглощения в диапазоне от 230 Тл до 350 Тл. Они обусловлены переходами с двух верхних (расщепленных по спину) уровней Ландау в первой дырочной подзоне на два нижних уровня Ландау в первой электронной подзоне и такими же переходами между вторыми подзонами (сдвинутыми примерно на 50 Тл в область меньших полей) с учетом экситонных эффектов. Особенностью этих исследований стало существенное увеличение энергии связи экситонов в сверхсильных магнитных полях.

В последних экспериментах мы исследовали ЦР в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Этот материал обладает рядом замечательных свойств, которые обусловлены инвертированным зонным спектром HgCdTe и сильным спин-орбитальным взаимодействием [9]. Путем растворения HgTe в CdTe можно управлять шириной запрещенной зоны. В гетероструктурах  $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при критической толщине КЯ ( $d_c \approx 6,3$  нм,  $x \approx 0,7$ ) ширина запрещенной зоны обращается в нуль и зависимость энергии носителей заряда от волнового вектора становится линейной, как в зоне проводимости, так и в валентной зоне [9,10].

Аналогичная ситуация имеет место в графене [11,12]. Отсутствие запрещенной зоны открывает новые возможности в создании лазеров на межзонных переходах в широком спектральном интервале вплоть до терагерцовых частот [13–18]. В работе [19, 20] возможность усиления в терагерцовом диапазоне обсуждалась применительно к гетероструктурам  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с толщиной КЯ, близкой к критической. Следует отметить, что при одинаковой концентрации фотовозбужденных носителей величина динамической проводимости в КЯ HgCdTe лишь в 2 раза меньше, чем в графене. В то же время технология эпитаксиального роста гетероструктур разработана значительно лучше.

В объемном твердом растворе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  также может быть реализована нулевая ширина запрещенной зоны ( $x \approx 0,17$ ) [21, 22]. Закон дисперсии  $E(k)$  в зоне проводимости (cb) и в зоне лег-

ких дырок (lh) становится линейным; однако, в отличие от упомянутых выше двумерных бесщелевых систем, в объемном полупроводнике присутствует зона тяжелых дырок *hh*. Приложение магнитного поля приводит к открытию энергетической щели между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости. Этот эффект может быть использован для модификации зонного спектра.

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованиям твердых растворов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  [21, 23], свойства узкозонных материалов в дальнем ИК или терагерцовом (ТГц) диапазоне остаются малоизученными. Данных, относящихся к образцам, выращенным методом молекулярно-лучевой эпитаксии, были впервые получены в ИФМ РАН [24–27]. Эти измерения проводились при температуре не более 30 К, выше разрешить линии ЦР не удалось. В данной работе измерения проводились при температуре 77 К на установке сильных магнитных полей созданной в СарФТИ «НИЯУ МИФИ» [28].

### Экспериментальная установка

Для получения сильных магнитных полей с длительностью в несколько миллисекунд разработана конструкция и технология намотки многовитковой катушки специальным микрокомпозитным проводом Cu–Nd производства ОАО «ВНИИНМ» с сильным градиентным натяжением. В этом случае внутренние слои оказываются предварительно сжатыми. Дополнительно, на поверхности катушки наматывался бандаж из высокомодульной высокопрочной нити АРМОС пропитанный эпоксидным компаундом с наполнителем (см. рис. 1). При получении полей свыше 20 Тл соленоид охлаждается жидким азотом. За счет

этого повышается проводимость и прочность микрокомпозитного провода, а так же сдвигается начальная температура нагрева катушки. Конечная температура может достигать 400 К. Рабочее магнитное поле соленоида с внутренним диаметром 20 мм и длина 120 мм, при котором можно проводить многократные измерения, составляет 45 Тл, а экстремальное поле достигает 60 Тл.

Оптическая схема измерения ЦР показанная на рис. 2. Она включает источник излучения, юстировочные элементы и фотоприемник. В качестве источника излучения использовался высокостабильный инфракрасный CO<sub>2</sub>-лазер LCD-15G с длиной волны – 10,6 мкм, мощностью – 16 Вт, мода TEM001. Прошедшее инфракрасное излучение регистрировалось охлаждаемым до азотной температуры HgTe-фотоприемником. Сигнал с фотоприемника предварительно усиливался и регистрировался осциллографическим модулем National Instrument PXI-5105. Величина шума до охлаждения составляла  $\approx 2$  В, после охлаждения она уменьшилась до  $\approx 0,2$  В.

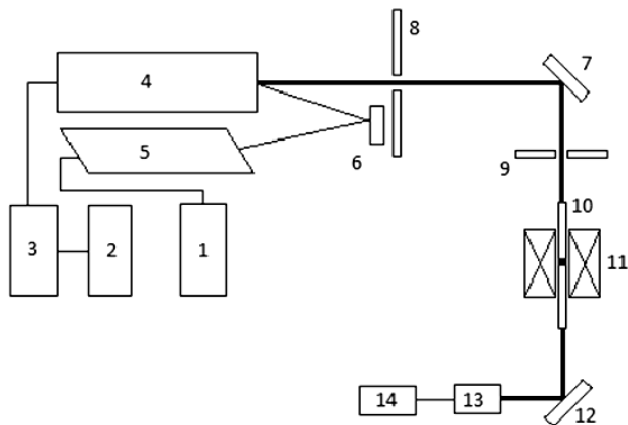


Рис. 2. Схема установки: 1, 2 – блоки питания лазерами; 3 – блок управления лазером; 4 – CO<sub>2</sub> лазер; 5 – юстировочный лазер; 6, 7 – поворотные зеркала; 8 – диафрагма; 9 – полиэтиленовые фильтры; 10 – оптический криогенный канал с образцом; 11 – катушка магнитного поля; 12 – фокусирующее зеркало; 13 – фотоприемник; 14 – осциллограф.

Соленоид помещался в пластиковый криостат и охлаждался жидким азотом. Для беспрепятственного прохождения инфракрасного излучения использовался вакуумный канал, в котором по центру соленоида устанавливался образец. Через тепловой ключ температура образца может меняться в диапазоне 77–250 К. Образец крепился в теплопроводящей керамической втулке, на которой крепилась термопара и индукционный датчик поля.



Рис. 1. Соленоид сильных магнитных полей целый и в разрезе

## Результаты измерений и обсуждение

В данной работе были проведены измерения циклотронного резонанса в магнитных полях до 50 Тл при температуре 80 К на полупроводниковых гетероструктурах  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (091223). Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН на полуизолирующей подложке GaAs с ориентацией (013). Доля Cd в барьерных слоях  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  составляет  $x = 0,64$ . Концентрация электронного газа при низкой температуре в квантовой яме составляла  $1,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Ширина квантовой ямы – 8 нм.

Исследование магнитопоглощения проводилось на длине волны 10,6 мкм на образце размером  $5 \times 5$  мм. Образец располагался в центре солениоида с перпендикулярной ориентацией ям относительно поля и падающего излучения. Максимальная индукция магнитного поля достигала  $B = 48$  Тл. На рис. 4 представлена зависимость магнитопоглощения от поля. В спектре поглощения наблюдается 2 линии. Аналогичные линии поглощения наблюдались в экспериментах в Дрездене [27] на длине волны 11,4 мкм (рис. 5). Однако там удалось разрешить дискретную структуру спектра поглощения лишь до 30 К.

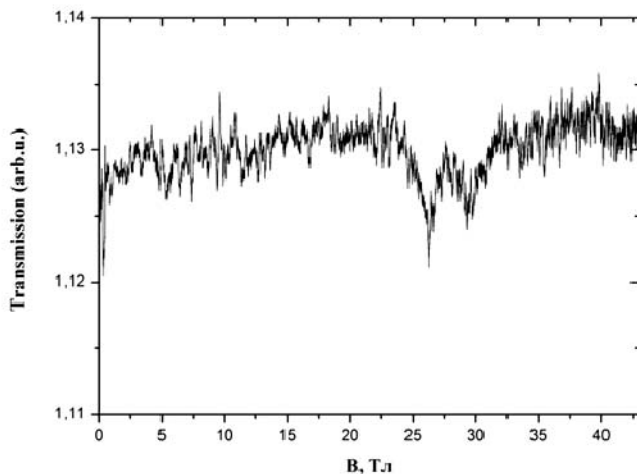


Рис. 4. Поглощение света на длине волны 10,6 мкм в полупроводниковой гетероструктуре  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (091223) при температуре  $T = 80$  К

Расчет зонной структуры  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  был проведен в Институте физики микроструктур РАН, (Н. Новгород) в рамках четырехзонной модели [19]. На рис. 5 представлены рассчитанные зависимости от магнитного поля энергии нескольких нижних уровней Ландау в зоне проводимости и верхних уровней Ландау в валентной зоне.

Стрелками показаны положения (по магнитному полю) наблюдаемых линий поглощения. Длина стрелки соответствует энергии кванта излучения.

Характерной особенностью зонной структуры являются состояния вблизи зоны проводимости, сформированные из волновых функций  $p$ -типа. Нижний уровень в зоне проводимости ( $n = -2$ ) с ростом поля линейно смещается вниз по энергии, что является общим свойством для уровней Ландау с таким номером для состояний тяжелых дырок. Напротив, верхний уровень Ландау в валентной зоне  $n = 0$  с ростом поля смещается по энергии вверх, так что в некотором магнитном поле (6,4 Тл в данном образце) эти уровни пересекаются. В результате в полях свыше 6,4 Тл уровень  $n = 0$  фактически является нижним уровнем Ландау в зоне проводимости, а уровень  $n = -2$  «уходит» в валентную зону.

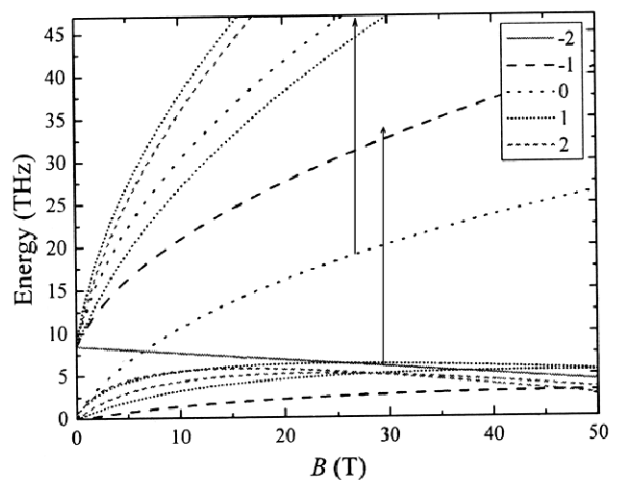


Рис. 5. Рассчитанные значения энергий уровней Ландау в нижней подзоне зоны проводимости и верхней подзоне валентной зоны образца № 091223-1. Целые числа ( $-2 \div 2$ ) соответствуют номеру уровня Ландау  $n$ . Вертикальными стрелками показаны резонансные магнитные поля при энергии кванта излучения 28 ТГц (10,6 мкм)

Сопоставление с результатами расчетов энергий переходов позволило идентифицировать все наблюдаемые особенности как линии переходов между уровнями Ландау свободных носителей. Линия поглощения, при 26 Тл, обусловлена переходом между уровнями Ландау  $n = 0$  и  $n = 1$ , линия при 29 Тл – переходами с  $n = -2$  на уровень  $n = -1$ . Переход в поле 29 Тл фактически является межзонным, так как идет с уровня Ландау, из валентной зоны. Его энергия зависит от ширины запрещенной зоны.

Экспериментальные исследования полупроводников и полупроводящих гетероструктур в сверхсильных магнитных полях подтвердили перспективность получения информации об их электронной структуре, эффективных массах носителей и механизмах рассеяния. Созданная установка СарФТИ «НИЯУ МИФИ» дополнила имеющиеся установки в РФЯЦ-ВНИИЭФ по генерации сверхсильных магнитных полей (до 1000 Тл) и позволит проводить систематические исследования твердых тел в полях до 50 Тл в широкой области температур вплоть до 1 К.

### Список литературы

1. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур ФТП, 1998, том 32, № 1, с. 3–18.
2. Павловский А. И., Дружинин В. В., Таценко О. М., Самохвалов К. И. Особенности эффекта Фарадея на пленках EuO в мегагауссных магнитных полях. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 5, С. 259–263.
3. Дружинин В. В., Павловский А. И., Таценко О. М., Долотенко М. И., Быков А. И., Колокольчиков Н. П. Циклотронный резонанс на оптической частоте в висмуте в сверхсильном магнитном поле. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 8, с. 523–525.
4. Павловский А. И., Дружинин В. В., Таценко О. М., Колокольчиков Н. П., Быков А. И., Долотенко М. И. Квантование Ландау и интенсивность межзонного поглощения в арсениде галлия в сверхсильном магнитном поле. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 3, с. 108–110.
5. Puhlmann N., Tatsenko O. M., Stolpe I., Markevtsev I. M., M. von Ortenberg, Selemir V. D., Bykov A. I., Moiseenko A. N., Schikora D. Cyclotron resonance on galliumnitride in field up to 700 T generated by explosive driven flux compression, Physica B. 2001. 294–295. p. 447–452.
6. М. фон Ортенберг, Платонов В. В. и др. Последние достижения в физике: Инфракрасная магнитоспектроскопия  $L$ -точки в GaAs в магнитных полях свыше 1000 Тл, Труды 9-й международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. 7–14 июля 2002. Саров. С. 454–463.
7. Nikitin P. I., Platonov V. V., Tatzenko O. M., Savshuk A. I. The Faraday effect in diluted magnetic semiconductors in ultrahigh magnetic field, IEEE Trans. Magn., v. 29, No. 5, 1993, p. 3422–3424.
8. Gavrilenko V. I., Aleshkin V. Ya., Kozlov D. V., Morozov S. V., Zakrevskii N. V., Zvonkov B. N., Filippov A. V., Markevtsev I. M., Moiseenko A. N., Selemir V. D., Tatsenko O. M., Hansel S., M. von

Ortenberg. Magnetoabsorption study of InGaAs QW heterostructures in megagauss magnetic fields, Proc. 14th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology», Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia, 2006, pp. 166–167.

9. Konig M., Wiedmann S., Brüne C., Roth A., Buhmann H., Molenkamp L.W., Qi X.-L., Zhang S.-C., Science 318, 766 (2007).
10. Büttner B., Liu C. X., Tkachov G., Novik E. G., Brüne C., Buhmann H., Hankiewicz E. M., Recher P., Trauzettel B., Zhang S. C., Molenkamp L. W. NaturePhysics, 8, 491 (2012).
11. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Katsnelson M. I., Grigorieva I. V., Dubonos S. V., Firsov A. A. Nature, 438, 197 (2005).
12. Orlita M., Potemski M. Semicond. Sci. Technol., 25, 063 001(2010).
13. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. J. Appl. Phys., 101, 083 114 (2007).
14. Rana F. IEEE Trans. Nanotechnol., 7, 91 (2008).
15. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Ryzhii V.I. Письма ЖЭТФ, 89, 70 (2009).
16. Dubinov A., Aleshkin V.Ya., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Appl. Phys. Express, 2, 092 301 (2009).
17. Ryzhii V., Dubinov A.A., Otsuji T., Mitin V., Shur M.S. J. Appl. Phys., 107, 054 505 (2010).
18. Boubanga-Tombet S., Chan S., Watanabe T., Satou A., Ryzhii V., Otsuji T. Phys. Rev. B, 85, 035 443 (2012).
19. Морозов С. В., Жолудев М. С., Антонов А. В., Румянцев В. В., Гавриленко В. И., Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Drachenko O., Winnerl S., Schneider H., Helm M. ФТП, 46 (11), 1388 (2012).
20. Морозов С. В., Антонов А.В., Маремьянин К. В., Румянцев В. В., Красильникова Л. В., Сергеев С. С., Курицын Д. И., Михайлов Н. Н., Гавриленко В. И. Тр. XVII Междунар. симп. "Нанофизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород, 2013) С. 2, С. 563.
21. Rogalski A. Rep. Progr. Phys., 68, 2267 (2005).
22. Guldner Y., Rigaux C., Mycielski A., Couder Y. Phys. Status Solidi B, 82, 149 (1977).
23. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications, ed. by P. Capper (Chichester, UK, Wiley, 2011).
24. Kvon Z. D., Danilov S. N., Mikhailov N. N., Dvoretzky S. A., Prettl W., Ganichev S. D. 2008. Physica E 40 1885.
25. Kozlov D. A., Kvon Z. D., Mikhailov N. N., Dvoretzky S. A., Portal J. C. JETP Lett. 2011, 93 170-3.

26. Иконников А. В., Жолудев М. С., Гавриленко В. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Магнитопоглощение в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe в терагерцовом диапазоне, ФТП, 22013, 47, в12, С. 1569–1574.

27. Ластовкин А. А., Иконников А. В., Жолудев М. С., Спиринов К. Е., Маремьянин К. В., Алёшкин В. Я., Гавриленко В. И., Драченко О., Helm M., Wosnitza J., Goiran M., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Terpe F., Diakonova N., Consejo C., Chenaud V., Knap W. Циклотронный резонанс и межзонные оптические переходы в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе

HgTe/CdTe(013), Международная конференция «XIV Харитоновские тематические научные чтения», г. Саров, 2012 г., с. 506–512.

28. Маслов Д. А., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Попов Е. Я., Платонов В. В., Коршунов А. С., Сурдин О. М., Филиппов А. В., Никольский И. В., Селемир В. Д., Евланов К. И., Сироткина А. Г., Кудасов Д. Ю., Менушенков М. В. Установка для создания импульсного магнитного поля до 50 Тл, Международная конференция XIV Харитоновские тематические научные чтения, г. Саров, 2012 г., С. 483–488.