Проблема резервуара дырок в нетрадиционной картине квантового эффекта Холла в двойной квантовой яме p-HgTe/CdHgTe

Якунин М.В.¹, Криштопенко С.С.², Подгорных С.М.¹, Попов М.Р.¹, Неверов В.Н.¹,
Терре F.³, Jouault B.³, Desrat W.³, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴

¹ ИФМ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

² ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

³ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France

⁴ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-255

В связи с обнаружением аномально широкого плато квантового эффекта Холла (КЭХ) в системах с дираковскими фермионами — в эпитаксиальном графене [1,2] и слое HgTe критической толщины [3] — и актуальностью этого явления для метрологии в последнее время возродился интерес к старой идее резервуара носителей тока как механизма формирования структуры КЭХ [4]. Предполагается, что с ростом магнитного поля некий резервуар непрерывно поставляет мобильные носители тока в двумерный слой, в результате первое (со стороны сильных полей) состояние КЭХ может продолжаться до гигантских полей [2]. Рассматриваются разные варианты такого резервуара: локализованные состояния на гетерогранице графена и подложки SiC, некие карманы с высокой плотностью носителей внутри слоя графина. А в слое p-HgTe в качестве такого резервуара может выступать боковой максимум валентной подзоны, то есть особенность собственного энергетического спектра без привлечения каких-либо неоднородностей в структуре.

Ранее мы обнаружили необычную структуру КЭХ в двойной квантовой яме (ДКЯ) p-типа проводимости, состоящей из двух слоев HgTe критической толщины 6.5 нм, разделенных барьером CdHgTe в 3 нм [5]. Одним из специфических элементов этой структуры является аномально широкое состояние с номером $i=2$ (плато холловского сопротивления $\rho_{xy} = h/e^2$), переходящее в сильных полях в состояние $i=1$. Тогда как в перечисленных выше примерах речь шла только об аномально широком первом состоянии КЭХ. На основе рассчитанного зонного спектра и картины уровней Ландау мы показали, что наличие перехода 2–1 связано со спецификой энергетического спектра ДКЯ, аномально широкое плато $i=2$ не может существовать в монослое HgTe. Положение перехода 2–1 соответствует $i=1.5$ и дает информацию о концентрации дырок в сильном поле. В нашей ДКЯ она существенно больше, чем это следует из картины КЭХ в слабых полях — в 4 раза больше в исходном состоянии образца и может изменяться с помощью потенциала затвора V_g и ИК-подсветки. Таким образом, мы количественно показали, что концентрация мобильных дырок действительно увеличивается с полем.

Авторы благодарят Г.М. Минькова за изготовление затвора на исследуемых структурах. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» №АААА-А18-118020190098-5 и проекта № 18-10-2-6 программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00172).

Авторы благодарят Г.М. Минькова за изготовление затвора на исследуемых структурах. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» №АААА-А18-118020190098-5 и проекта № 18-10-2-6 программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00172).

[1] T.J.B.M. Janssen et al., *Phys. Rev. B*, **83**, 233402 (2011).

[2] M. Yang et al., *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 237702 (2016).

[3] I. Yahniuk et al., *arXiv: 1810.07449 [cond-mat.mes-hall]*.

[4] W. Zawadzki et al., *Phys. Stat. Sol. B*, **251**, 247 (2014).

[5] M.V. Yakunin et al., *arXiv: 1811.06791 [cond-mat.mes-hall]*

Рис.1. — Структура КЭХ с возвратом на аномально широкое плато $i=2$ и ее эволюция с V_g . Температура 0.3 K.