Расщепление Рашбы в асимметричных и симметричных структурах с квантовыми ямами на основе теллурида ртути

Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹, Попов М.Р.¹, Подгорных С.М.¹, Шелушина Н.Г.¹,
Якунин М.В.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²

¹ ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-211

Важными факторами, способствующими большой величине спин-орбитального расщепления Рашбы [1] в квантовых ямах II-VI HgTe, являются малая величина энергетической щели и инвертированный тип зонной структуры в квантовых ямах (КЯ) с шириной слоя больше 6 нм, когда край зоны проводимости формируется р-состояниями зоны Γ_8 , а не s-состояниями зоны Γ_6 , как в традиционных гетеросистемах. Типичные значения энергии расщепления Рашбы, составляют от 17 мэВ [2] до 30 мэВ [3,4], что заметно больше, чем для узкощелевых систем III-V (3-5 мэВ).

Для определения параметров спин-орбитального расщепления Рашбы в КЯ наиболее интенсивно применяется исследование области квантующих магнитных полей для обнаружения и анализа биений осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ). Слагаемое, ответственное за спин-орбитальное расщепление Рашбы в законе дисперсии двумерной подзоны, в низшем порядке по $k_{||}$ ($k_x, k_y, 0$) для зон s- (зона Γ_6) и p- типа (зона Γ_8) получено в виде [5]:

$$\varepsilon_{\Gamma_6}^{SO} = \pm \langle \alpha E_z \rangle k_{||} \text{ и } \varepsilon_{\Gamma_8}^{SO} = \pm \langle \beta E_z \rangle k_{||}^3 \quad (1)$$

где α и β - коэффициенты спин-орбитальной связи, E_z - эффективное электрическое поле в направлении z . Исходя из разницы концентраций носителей, Δn , в спиновых подзонах, найденной из Фурье-спектров осцилляций ШдГ, имеется возможность экспериментального определения префакторов $\langle \alpha E_z \rangle$ и $\langle \beta E_z \rangle$ в формуле (1).

Мы исследовали серию образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}$ с шириной квантовой ямы 7 – 15 нм, симметрично ($x=0$; 0.11; $y=0.78$; 0.64) и асимметрично ($x=0.15$; 0.05; $y=0.85$; 0.53) легированных в барьере, концентрация носителей заряда $n \approx 1.3 - 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Самосогласованный расчет в приближении Хартри [6] показал, что один из асимметрично легированных образцов (15 нм) обладал инвертированной зонной структурой, тогда как другой (13 нм) – нормальным порядком зон, но в последней электронная подзона все же содержит заметную долю волновых функций р-типа. Из Фурье-анализа осцилляций магнитосопротивления было найдено, что параметр $\langle \beta E_z \rangle = 2.5$ (13 нм) и 5.8 (15 нм) $10^{19} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^3$, в асимметричных структурах, и $< 0.6 \cdot 10^{19} \text{ мэВ} \cdot \text{см}^3$ в симметричных структурах. По значению параметра спин-орбитального взаимодействия, а также из магнитополовой зависимости величины полного спинового расщепления, полученной из анализа положения узлов биений осцилляций ШдГ, определены значения спин-орбитального расщепления на уровне Ферми, которые достигают 30 мэВ для асимметричных ям и 13 мэВ – для симметричных. Найденное нами большое значение расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной асимметрии квантовой ямы HgTe и высокой концентрации электронов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проекты №18-02-00172 и №18-32-00382 (эксперимент).

[1] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).

[2] X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, et al., *Phys. Rev. B* **63**, 245305 (2001).

[3] Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai, et al., *Phys. Rev. B* **70**, 115328 (2004).

[4] К. Э. Спирин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **92**, 65 (2010).

[5] R. Winkler, *Phys. Rev. B* **62**, 4245 (2000).

[6] Л.С. Бовкун, К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, и др., *ФТП* **52**, 1274 (2018).