

17,05

К теории спиновых волн на поверхности нанотрубки со сверхрешеткой в магнитном поле

© А.М. Ермолаев, Г.И. Рашба

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
Харьков, Украина

E-mail: alexander.m.ermolaev@univer.kharkov.ua, georgiy.i.rashba@univer.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 6 марта 2014 г.)

Рассматриваются электронные спиновые волны на поверхности полупроводниковой нанотрубки со сверхрешеткой в магнитном поле. Найдены спектры и области бесстолкновительного затухания волн. Показано, что на трубках малого радиуса с вырожденным электронным газом затухание волн отсутствует.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины.

1. Введение

Проблемы спинтроники [1,2] стимулируют исследования спиновых свойств электронов проводимости в низкоразмерных системах. К таким системам относятся углеродные [3] и полупроводниковые [4,5] нанотрубки. В работе [6] рассмотрена связанная система спин-заряд на поверхности цилиндра в продольном электрическом поле. Получена система квантовых кинетических уравнений для спиновой и зарядовой плотности. В этих уравнениях учтено спин-орбитальное взаимодействие Рашбы [7] и Дрессельхауза [8], а также упругое рассеяние электронов короткодействующими немагнитными примесными атомами. Рассмотрены спиновые волны в этой системе. Показано, что в отсутствие спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза в небаллистическом режиме дрейф-диффузия вдоль трубки может распространяться долгоживущая спиновая волна. Ее характеристики зависят от напряженности электрического поля. В двумерном электронном газе на плоскости эта мода отсутствует. Рассмотрено возбуждение этой волны лазером. Магнитное поле и квантовые переходы электронов между квантованными уровнями поперечного движения электронов на трубке в [6] не учитываются. Эти переходы учтены в [9–11]. В этих работах рассматривается спектр электронных спиновых волн на поверхности полупроводниковой нанотрубки в продольном магнитном поле в отсутствие сверхрешетки. Контактное межэлектронное взаимодействие учтено в приближении Хартри-Фока. Тензор динамической спиновой восприимчивости электронного газа вычислен в приближении случайных фаз. Спектры внутриволновых и межволновых магнов получены в квантовом и квазиклассическом случаях. Показано, что при большом числе заполненных подзон спектры спиновых волн испытывают осцилляции, похожие на осцилляции де Гааза-ван Альфена, и осцилляции Ааронова-Бома с изменением параметров трубки и магнитного потока через ее сечение. В [12] рассматривается влияние продольной сверхрешетки на спектр спиновых волн на трубке в продольном магнитном поле. Такие

сверхрешетки создаются внедрением фуллеренов в нанотрубку или локальным переносом заряда с подложки на ее поверхность. Здесь мы уделяем внимание нанотрубкам малого радиуса $a \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ см, которые недостаточно подробно рассмотрены в [12].

2. Спектр энергии электронов

Энергия электрона на поверхности полупроводниковой нанотрубки со сверхрешеткой в магнитном поле равна [12,13]

$$\varepsilon_{lk}^{\sigma} = \varepsilon_0(l + \eta)^2 + \Delta(1 - \cos kd) + gn_{-\sigma} + \sigma\mu B, \quad (1)$$

где l и k — проекции углового момента и импульса электрона на ось трубки; $\sigma = \pm 1$ — спиновое квантовое число; $\varepsilon_0 = (2m_*a^2)^{-1}$ — вращательный квант; m_* — эффективная масса электрона; $\eta = \Phi/\Phi_0$; $\Phi = \pi a^2 B$ — поток магнитной индукции B через сечение трубки; $\Phi_0 = 2\pi c/e$ — квант потока [13]; Δ и d — амплитуда и период модулирующего потенциала продольной сверхрешетки; g — константа контактного хартри-фокского взаимодействия электронов [14]; n_{σ} — поверхностная плотность электронов с проекцией спина σ ; μ — спиновый магнитный момент электрона. Квантовая постоянная в (1) и далее принята равной единице. Первое слагаемое в правой части (1) — квантованные уровни энергии кругового движения электронов на трубке в магнитном поле, второе — энергия продольного движения электронов, третье и четвертое слагаемые — обменный сдвиг и спиновое расщепление уровней. В спектре энергии продольного движения электронов существуют узкие минизоны шириной 2Δ , разделенные щелями. Они могут перекрываться.

Для трубок малого радиуса актуален случай, когда заполнено небольшое число нижних минизон. На рис. 1 показан спектр (1) в первой зоне Бриллюэна $-\pi/d < q < \pi/d$, когда две нижние спиноворасщепленные минизоны 0^{\pm} ($l = 0$, $\sigma = \pm 1$) перекрываются. Рассматривается случай $\eta < 1/2$, когда положения

нижних границ ε_l^\pm минизон удовлетворяют неравенствам $\varepsilon_0^- < \varepsilon_0^+ < \varepsilon_{-1}^- < \varepsilon_{-1}^+ < \dots$. Область перекрытия минизон на рис. 1 $[\varepsilon_0^+, \varepsilon_0^- + 2\Delta]$ имеет ширину $2\Delta - \Omega$, где $\Omega = g\delta n + 2\mu B$, $\delta n = n_- - n_+$.

3. Спектр магнонов

В приближении случайных фаз дисперсионное уравнение для спектра поперечных спиновых волн на трубке со сверхрешеткой в магнитном поле имеет вид

$$1 - \frac{g}{2\mu^2} \chi_\pm(m, q, \omega) = 0, \quad (2)$$

где $\chi_\pm = \chi_{xx} \pm i\chi_{yx}$ — циркулярные компоненты тензора динамической спиновой восприимчивости электронного газа со спектром (1). Они равны

$$\chi_\pm(m, q, \omega) = \frac{2\mu^2}{S} \sum_{lk} \frac{f(\varepsilon_{(l+m)(k+q)}^\mp) - f(\varepsilon_{lk}^\pm)}{\omega + \varepsilon_{lk}^\pm - \varepsilon_{(l-m)(k+q)}^\mp + i0}, \quad (3)$$

где m, q и ω — угловой момент, импульс и энергия магнона, f — функция Ферми, S — площадь поверхности трубки. Знаку „плюс“ у χ_\pm соответствуют поперечные спиновые волны Ландау–Силина [15–18] с отрицательной спиральностью, а знаку „минус“ — с положительной спиральностью. Эти волны в массивных проводниках предсказаны Ландау [15] и Силиным [16]. Их свойства рассмотрены в монографиях [17–19].

Решение уравнения (2) для вырожденного электронного газа зависит от положения энергии Ферми μ_0 . Если плотность электронов удовлетворяет неравенству

$$n < \frac{1}{2\pi^2 a} (k_0^- + k_0^+), \quad (4)$$

то уровень Ферми расположен в области перекрытия минизон на рис. 1. Неравенство (4) содержит

$$k_0^\pm = \frac{1}{d} \arccos \frac{\varepsilon_0^\pm + \Delta - \mu_0}{\Delta}$$

— максимальный импульс электронов в минизоне 0^\pm . Если же минизоны не перекрываются, а уровень μ_0 находится во второй минизоне, k_0^- в (4) следует заменить на π/d .

Графический анализ уравнения (2) в случае $\varepsilon_0^+ < \mu_0 < \varepsilon_0^- + 2\Delta$ показывает, что каждому значению m , т.е. переходу электронов $0^- \rightarrow m^+$ между минизонами $l = 0$ и $l = m$ с перебросом спина $- \rightarrow +$, соответствуют две ветви спектра магнонов с положительной спиральностью. Они расположены между частотами одночастичных переходов электронов между минизонами:

$$\Omega_\pm = \varepsilon_0 m [2\eta \pm m] + \Omega.$$

В предельном случае длинных волн $(2\Delta |\sin \frac{qd}{2}| \ll \ll |\omega - \Omega_\pm|)$ спектр магнонов с положительной спиральностью равен

$$\omega_\pm(q) = \omega_\pm^0 + \alpha_\pm \sin^2 \frac{qd}{2}, \quad (5)$$

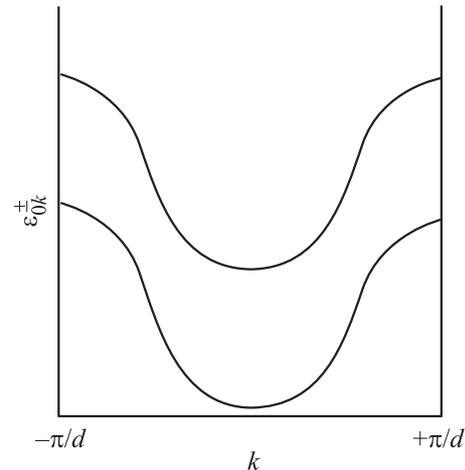


Рис. 1. Энергия электрона (1) в двух перекрывающихся минизонах 0^\pm .

где

$$\begin{aligned} \omega_\pm^0 &= \frac{1}{2} [\Omega_+ + \Omega_- - v(k_0^- - k_0^+)] \\ &\pm \frac{1}{2} [(\Omega_+ - \Omega_-)^2 - 2v(k_0^- - k_0^+)(\Omega_+ + \Omega_-) \\ &+ v^2(k_0^- - k_0^+) - 4v(k_0^+ \Omega_+ - k_0^- \Omega_-)]^{1/2} \end{aligned} \quad (6)$$

— предельные частоты волн,

$$v = \frac{g}{2\pi^2 a},$$

$$\alpha_\pm = 2\Delta \frac{\sin k_0^+ d (\omega_\pm^0 - \Omega_+)^2 + \sin k_0^- d (\omega_\pm^0 - \Omega_-)^2}{k_0^+ d (\omega_\pm^0 - \Omega_+)^2 - k_0^- d (\omega_\pm^0 - \Omega_-)^2}. \quad (7)$$

Если минизоны 0^- и 0^+ не перекрываются, k_0^- в (6) и (7) необходимо заменить на π/d . Спектр волн с отрицательной спиральностью получается из (6) и (7) заменой спиновых индексов $- \leftrightarrow +$ и изменением знака Ω .

В случае слабого межэлектронного взаимодействия $v \ll d\Omega_\pm$ из формул (6) и (7) получаем

$$\omega_\pm^0 = \Omega_\pm - vk_0^\mp, \quad (8)$$

$$\alpha_\pm = \mp 2\Delta \frac{\sin k_0^\mp d}{k_0^\mp d}, \quad (9)$$

где vk_0^\mp — деполаризационный сдвиг частот. Верхняя ветвь спектра магнонов ω_+ обладает отрицательной дисперсией, а нижняя ω_- — положительной.

4. Затухание Ландау

Бесстолкновительное затухание спиновых волн определяется мнимой частью восприимчивости (3). В случае вырожденного электронного газа она равна

$$\text{Im} \chi_- = \frac{\mu^2}{2\pi a d} \sum_l \left[4\Delta^2 \sin^2 \frac{qd}{2} - (\omega - \Omega_+)^2 \right]^{-1/2}, \quad (10)$$

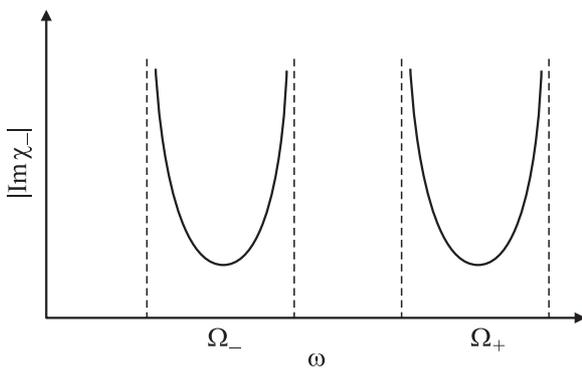


Рис. 2. Зависимость мнимой части восприимчивости (10) и (11) от частоты.

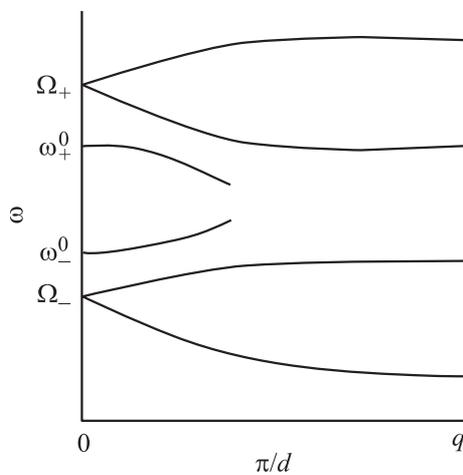


Рис. 3. Спектр магнонов (5) и области 1, 2 затухания Ландау для волн на трубке.

где

$$\Omega_+ - 2\Delta \sin \frac{qd}{2} < \omega < \Omega_+ + 2\Delta \sin \frac{qd}{2},$$

$$\text{Im } \chi_- = -\frac{\mu^2}{2\pi ad} \sum_l \left[4\Delta^2 \sin^2 \frac{qd}{2} - (\omega - \Omega_-)^2 \right]^{-1/2}, \tag{11}$$

где

$$\Omega_- - 2\Delta \sin \frac{qd}{2} < \omega < \Omega_- + 2\Delta \sin \frac{qd}{2}.$$

Зависимость мнимой части восприимчивости (10) и (11) от частоты схематически показана на рис. 2 в случае $\Omega_- > 0, \varepsilon_0^+ < \mu_0 < \varepsilon_0^- + 2\Delta$.

Затухание Ландау спиновых волн отлично от нуля в секторах Стонера на плоскости $q - \omega$, ограниченных кривыми

$$\omega_{\pm} = \Omega_{\pm} \pm 2\Delta \sin \frac{qd}{2}.$$

Дисперсионные кривые (5) расположены вне секторов Стонера, т.е. рассмотренные здесь спиновые волны не затухают. На рис. 3 показаны дисперсионные кривые (5) и области затухания Ландау 1 и 2. Для наблюдения

эффектов, связанных с этими волнами, необходимо, чтобы расстояния $vk_0^{\pm} = 2\pi^2 avm_{\pm}$ между углами секторов Стонера и предельными частотами волн превышали тепловое и примесное размытие уровней энергии электронов.

5. Заключение

Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы при изучении магнитного рассеяния нейтронов током спиновой намагниченности электронов проводимости на трубке. Интерес представляет как сечение рассеяния на спиновых волнах, так и рассеяние стонеровскими возбуждениями. Такая задача в случае двумерного электронного газа на плоскости решалась в работах [19,20]. Кривизна цилиндра должна проявляться в дополнительных особенностях сечения рассеяния. Константу электрон-электронного взаимодействия, амплитуду и период модулирующего потенциала можно получить, измеряя деполаризационный сдвиг частот и групповую скорость спиновых волн на трубке.

Список литературы

- [1] Ю.Г. Кусраев. УФН **180**, 759 (2010).
- [2] А.Н. Погорелый, С.М. Рябченко, А.И. Товстолыткин. УФЖ **6**, 37 (2010).
- [3] S. Iijima. Nature (London) **354**, 56 (1991).
- [4] V.Ya. Prinz, V.A. Seleznev, V.A. Samoylov, A.K. Gutakovskiy. Microelectron. Eng. **30**, 439 (1996).
- [5] Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, М.В. Энтин. УФН **175**, 995 (2005).
- [6] P. Kleinert. arXiv: 0808.0069v1 [cond-mat.mtrl-sci] 1 Aug 2008.
- [7] Э.И. Рашба. ФТТ **2**, 1224 (1960).
- [8] G. Dresselhaus. Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
- [9] А.М. Ermolaev, G.I. Rashba, M.A. Solyanik. Physica B **406**, 2077 (2011).
- [10] А.М. Ермолаев, Г.И. Рашба, М.А. Соляник. ФТТ **53**, 1518 (2011).
- [11] А.М. Ермолаев, Г.И. Рашба, М.А. Соляник. ФНТ **37**, 1156 (2011).
- [12] А.М. Ермолаев, Г.И. Рашба, М.А. Соляник. ФНТ **38**, 1209 (2012).
- [13] И.О. Кулик. Письма в ЖЭТФ **11**, 407 (1970).
- [14] Р. Уайт. Квантовая теория магнетизма. Мир, М. (1985). 304 с.
- [15] Л.Д. Ландау. ЖЭТФ **32**, 59 (1957).
- [16] В.П. Силин. ЖЭТФ **35**, 1243 (1958).
- [17] А.С. Кондратьев, А.Е. Кучма. Электронная жидкость нормальных металлов. Изд-во ЛГУ, Л. (1980). 200 с.
- [18] А.С. Кондратьев, А.Е. Кучма. Лекции по теории квантовых жидкостей. Изд-во ЛГУ, Л. (1989). 264 с.
- [19] А.М. Ermolaev, N.V. Ulyanov. Landau-Silin spin waves in conductors with impurity states. Lambert Academic Publ., Saarbrucken (Germany) (2012). 117 p.
- [20] А.М. Ермолаев, Н.В. Ульянов. ФТТ **34**, 1676 (1992).