

(4a)

(46)

получить дифференциаль-
ветствующего ему в кон-
це $\sigma = \sigma(\xi)$ при граничных
 $Vt/\sqrt{2}a, s_0 = \sqrt{1-b^2}$
ке приближении $\cos 2\gamma =$

$$\frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{b-u^2}{Q-u^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

дельная скорость, с ко-
 $k = \sqrt{b}$; при $u \geq u_k$
 $-u^2$. Ширина ДГ при
ги континуального опи-
2. Окончательное реше-

(6)

(7)

анную волну поворота
 $\sigma = 0$ решение (6) сов-
ю получить из неодно-
прерывного метамагнит-

$$E = E_0 + mV^2/2, \quad (8)$$

(8)

му описанию, не вы-
(4 а, б). При этом для
их симметрично относи-
но плоскости, лежащей

$$0 - O(b^4), \dots, E_0^a = 1 - b;$$

$$O(b^{8/3}), \dots, E_0^b = 1 - 3b^2/2,$$

да а). Разность $E_0^a -$
генциал, в котором
ях и в случае $b \lesssim 1$,

тип доменной границы
случае полупроводников S

нет никаких оснований пренебрегать поперечными компонентами спинов, так как величина $\langle S_n \rangle_0$ не обращается в нуль, хотя и может существенно уменьшаться внутри стенки. Для "классических" спинов ДГ с переменной по величине намагниченностью без разворота последней (в среднем) возможна лишь как существенно статистический эффект при $T_c - T \ll T_c$ ^{6, 7}.

Литература

1. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев, "Наукова думка", 1983, с. 189.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 620.
3. Островский В.С. ФТТ, 1976, 18, 1041; Phys. Stat. Solidi (b), 1976, 74, K157; Препринт Института физики № 6, Киев, 1978, с. 28.
4. Локтев В.М., Островский В.С. Препринт ИГФ-77-105Р, 1977; ФТТ, 1978, 20, 3257; Phys. Lett., A, 1983, 99 А, 58.
5. Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967, с. 367.
6. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 1963, 45, 772.
7. Барьяхтар В.Г., Клепиков В.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 411.
8. Островский В.С. Препринт Института физики № 12, Киев, 1985, с. 22.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 декабря 1984 г.
После переработки
18 июня 1985 г.

Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 4, стр. 145 - 148

25 августа 1985 г.

БЕЗМАССОВЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ИНВЕРСНОМ КОНТАКТЕ

Б.А.Волков, О.А.Панкратов

Предложен новый тип полупроводниковых структур на основе контакта двух материалов с взаимно инвертированными зонами. Качественной особенностью такого контакта является наличие в нем независимых от вида переходной области электронных состояний с линейным двумерным спектром. Определены свойства инверсного контакта во внешнем магнитном поле.

В полупроводниках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (или Se) энергетические термы L_6^\pm , образующие запрещенную зону ϵ_g , инвертируют с ростом x (рис. 1) (см., например, ¹). При этом изменение работы выхода мало ² и диаграмму рис. 1 можно считать симметричной относительно точки инверсии. Изменяя состав в процессе роста кристалла, можно синтезировать неоднородную структуру, содержащую контакты между полупроводниками с прямым и инверсным расположением зон ¹).

В двухзонном приближении энергетический спектр такого контакта описывается уравнением Дирака с зависящей от координаты z шириной запрещенной зоны:

$$\begin{pmatrix} -\epsilon & i\epsilon_g/2 + \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \\ -i\epsilon_g/2 + \vec{\sigma} \cdot \vec{p} & -\epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_- \\ \chi_+ \end{pmatrix} = 0, \quad (1)$$

¹) Подобный контакт можно реализовать и на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$, где инвертируют зоны электронов и легких дырок. Однако здесь есть еще зона тяжелых дырок, которая будет маскировать специфику инверсного контакта.

где $\vec{\sigma}$ — матрицы Паули, $\mathbf{p} = -i\hbar(v_{\perp}\nabla_x, v_{\perp}\nabla_y, v_{\parallel}\nabla_z)$, ось z направлена по тригональной оси кристалла, χ_{\pm} — двухкомпонентные спиноры. Если по разные стороны контакта знаки ϵ_g различны ($\epsilon_g(-\infty) < 0, \epsilon_g(+\infty) > 0$), то независимо от конкретного вида функции $\epsilon_g(z)$ всегда существуют два локализованных у контакта решения уравнения (1):

$$\Psi_{\pm} = A \begin{pmatrix} \pm \exp(-i\theta/2) \\ 0 \\ 0 \\ \exp(i\theta/2) \end{pmatrix} \exp\left\{-\frac{1}{2\hbar v_{\parallel}} \int_0^z \epsilon_g(z) dz + ik_{\perp} r\right\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y, 0)$, $\exp(i\theta) = (k_x + ik_y)/k_{\perp}$. Подстановкой (2) в (1) можно убедиться, что в плоскости (x, y) функции Ψ_{\pm} удовлетворяют уравнению Дирака с нулевой массой, унитарно эквивалентному уравнению Вейля. Соответствующий невырожденный безмассовый спектр

$$\epsilon_0^{\pm}(k_{\perp}) = \pm \hbar v_{\perp} k_{\perp} \quad (3)$$

естественно назвать вейлевским (рис. 2). Двумерный невырожденный спектр возникает и в обычном гетеропереходе из-за спин-орбитального взаимодействия, обусловленного неоднородностью системы³, но спиновое расщепление зон здесь мало.

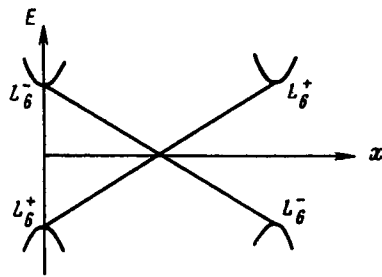


Рис. 1. Инверсия зон L_6^{\pm} в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{Se})$ с изменением состава

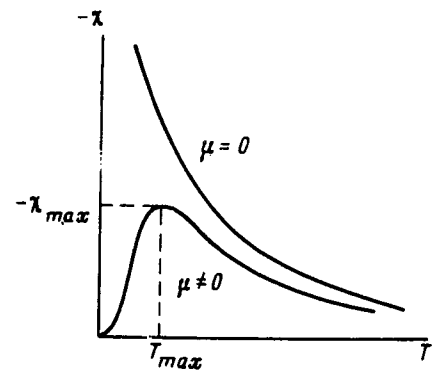


Рис. 3

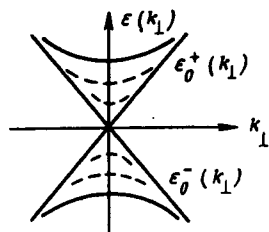


Рис. 2

Рис. 2. Энергетический спектр инверсного контакта. Сплошными линиями показаны дираковские (зонные) и вейлевские состояния; пунктиром — дополнительные ветви, возникающие при толщине контакта $l > l_0$.

Рис. 3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости вейлевских электронов в слабом поле. Химический потенциал $\mu = 0$ отвечает полному заполнению вейлевского спектра

Чтобы найти весь спектр контакта, надо с помощью первого уравнения (1) выразить χ_- через χ_+ и подставить результат во второе. Тогда:

$$(\mathbf{p}^2 + U(z, \sigma_z) - \epsilon^2)\chi_+ = 0, \quad (4)$$

где

$$U(z, \sigma_z) = (\epsilon_g^2 + 2\hbar v_{\parallel} \sigma_z \partial \epsilon_g / \partial z) / 4. \quad (5)$$

По своему происхождению спектр (3) при $k_{\perp} = 0$ близок к солитонному в одномерном пайерлсовском диэлектрике⁴, поэтому удобно выбрать $\epsilon_g(z)$ в виде

$$\epsilon_g(z) = \epsilon_g(\infty) \text{th}(z/l). \quad (6)$$

При этом

$$U(z, \sigma_z) = (\epsilon_g^2(\infty) / 4) [1 - (1 - \sigma_z l_0 / l) \text{ch}^{-2}(z/l)], \quad (7)$$

направлена по тригональной
ые стороны контакта знаки
т конкретного вида функ-
ешения уравнения (1):

$$\left\{ \begin{array}{l} \dots \\ + i k_{\perp} r \end{array} \right\}, \quad (2)$$

й (2) в (1) можно убедить-
нию Дирака с нулевой мас-
ощий невырожденный без-
(3)

енный спектр возникает
вия, обусловленного неод-
ю.

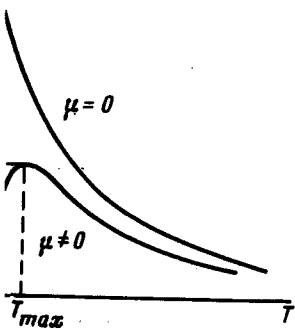


Рис. 3

акта. Сплошными лини-
евские состояния; пункти-
при толщине контакта $l > l_0$.

й восприимчивости вейлевс-
потенциал $\mu = 0$ отвечает поло-

равнения (1) выразить

(4)

(5)

итонному в одномер-
;) в виде

(6)

$^2 (z/l)$,

(7)

где $l_0 = 2\hbar v_{\parallel} / \epsilon_g(\infty)$, и уравнение (4) решается аналитически⁵. Помимо дираковского спектра при $\epsilon^2 > \epsilon_g^2(\infty)/4$, оно имеет ряд локализованных у контакта решений с энерги-

$$\epsilon_{n\sigma}^{\pm}(k_{\perp}) = \pm \{ [1 - (1 - (n + (1 + \sigma)/2)l_0/l)^2] \epsilon_g^2(\infty)/4 + \hbar^2 v_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \}^{1/2}, \quad (8)$$

где n — целые числа, $0 \leq n + (1 + \sigma)/2 \leq l/l_0$. При $l/l_0 > 1$ кроме вейлевской ($n=0, \sigma=-1$), появляются двукратно вырожденные ветви ($n, \sigma=1; n+1, \sigma=-1$). При $l \geq l_0$ они образуют квазинепрерывный спектр. Для l/l_0 , равного целому числу, потенциал (7) является безотражательным⁵ (волновые функции трехмерного дираковского спектра в асимптотике $z \rightarrow \pm \infty$ не содержат отраженной волны).

Электронная плотность в инверсном контакте с $l = l_0$ и химическим потенциалом $\mu = 0$ постоянна и внутреннее электрическое поле отсутствует. Нет также и возмущения спиновой плотности. Возникающее при $\mu \neq 0$ поле мало² из-за большой (10^3) диэлектрической проницаемости $A^4 B^6$.

С помощью замены $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} - (ev_{\parallel}/c)\mathbf{A}$ можно найти спектр уровней Ландау вейлевской ветви в магнитном поле H , параллельном оси z :

$$\epsilon^{\pm}(n) = \pm \sqrt{2n} \hbar v_{\perp} / L, \quad n = 0, 1, 2, \dots; \quad (9)$$

где $L^2 = c \hbar / eH$. Поскольку $\sqrt{2} \hbar v_{\perp} / L = (\epsilon_g(\infty) \hbar \omega_c)^{1/2} \gg \hbar \omega_c$ (ω_c — циклотронная частота дираковских электронов с массой $m_c = \epsilon_g(\infty)/2v_{\perp}$), расщепление вейлевских состояний значительно больше, чем дираковских. Суммирование по уровням (9) позволяет найти Ω -потенциал и восприимчивость

$$\chi = - \frac{1}{Sl_0} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial H^2} = - \frac{e^2 v_{\perp}^2}{48\pi \hbar v_{\parallel} c^2} \frac{\epsilon_g(\infty)}{T \text{ch}^2(\mu/2T)} \quad (10)$$

на единицу объема контакта в пределе слабого поля $\hbar v_{\perp} \ll LT$. При $T_{max} = |\mu|/2\sqrt{3}/5$ восприимчивость достигает максимума (рис. 3):

$$\chi_{max} = - \frac{e^2 v_{\perp}^2}{96\pi \hbar v_{\parallel} c^2} \frac{\epsilon_g(\infty)}{|\mu|}. \quad (11)$$

Первый множитель в (11) порядка диамагнитной восприимчивости Ландау χ_L . Для полупроводника, близкого к собственному, $\epsilon_g(\infty)/|\mu| \geq 1$, $\chi_{max} \geq \chi_L$. Что касается диамагнетизма дираковских электронов, то по сравнению с χ_L он усилен лишь логарифмическим множителем $\ln |m_c v_{\parallel}^2 / \epsilon_g(\infty)|$ ⁶.

В сильном поле $\hbar v_{\perp} \gg LT$, осциллирующий по $1/H$ вклад в Ω дает осцилляции магнитного момента

$$M/S = - \frac{1}{S} \frac{\partial \Omega}{\partial H} = \frac{|\mu| e}{4\pi \hbar c} \sum_{m=0}^{\infty} x \theta(m+1-x) \theta(x-m), \quad (12)$$

где $\theta(x)$ — тэта-функция, $x = 2\pi L^2 n_S$, $n_S = \mu^2 / 4\pi \hbar^2 v_{\perp}^2$ — избыточная концентрация вейлевских электронов (дырок) на единицу площади. Функция (12) имеет пилообразный вид, как и для двумерных электронов с квадратичным законом дисперсии⁷. Период осцилляций момента вейлевских электронов по обратному полю равен $e/2\pi \hbar c n_S$. Его отношение к периоду осцилляций дираковских электронов $(\mu^2 - \epsilon_g^2(\infty)/4) / \mu^2 \ll 1$.

Осцилляционные явления на вейлевских электронах должны наблюдаться как в области классического так и ультраквантового поля для дираковских электронов.

Численные оценки параметров инверсного контакта для $\text{Pb}_{0,72}\text{Sn}_{0,18}\text{Te}$ ($\epsilon_g(\infty) = 90$ мэВ, $v_{\parallel} = 2,24 \cdot 10^7$ см/с, $v_{\perp} = 8 \cdot 10^7$ см/с) показывают, что его характерная толщина $l_0 = 33$ Å, а концентрация $n_S \sim 10^{11}$ см⁻² при $\mu \sim \epsilon_g(\infty)/2$. В поле $H = 10^4$ Гс уровень $\epsilon^+(1) = 30$ мэВ, и вся запрещенная зона перекрыта пятью уровнями Ландау. При этом объемная концентрация на одном уровне $n_H = (2\pi L^2 l_0)^{-1} \sim 10^{17}$ см⁻³. Поэтому в сверхрешетке из инверсных контактов можно управлять концентрацией дираковских

электронов с помощью магнитного поля. В такой сверхрешетке вклад (10), (12) вейлевских электронов в магнитный отклик не будет маскироваться объемом.

Вейлевские состояния могут возникать естественным образом за счет флуктуаций состава в сплавах типа $PbSnTe$ или $CdHgTe$ и на границах двойникования в полуметаллах V группы. Поскольку их спектр перекрывает всю запрещенную зону, такие дефекты будут эффективными центрами безызлучательной рекомбинации, подавляемой сильным магнитным полем.

Литература

1. Nimtz G., Schlicht B., Dornhaus R. Narrow-Gap Semiconductors. Springer Tracts in Modern Physics., 1983, 98.
2. Kriechbaum M., Ambrosch K.E., Fanter E.J., Clemens H., Bauer G. Phys. Rev. B, 1984, 30, 3394.
3. Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66.
4. Бразовский С.А. ЖЭТФ, 1980, 78, 677.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Физматгиз, 1963, стр. 97, 105.
6. Фальковский Л.А. ЖЭТФ, 1981, 80, 334.
7. Peierls R. Zs. f. Physik., 1933, 81, 186.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 июня 1985 г.

Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 4, стр. 148 – 151

25 августа 1985 г.

ТЕРМОЭДС И КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ТАЛЛИЯ И РЕНИЯ ПРИ ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДЕ

Н.В. Заварицкий, В.И. Макаров, А.А. Юргенс

В термоэдс рения и таллия при топологическом переходе под давлением обнаружены значительные (порядка измеряемой величины) аномалии, которые однозначно соответствуют нелинейному изменению критической температуры сверхпроводящего перехода $-T_c$. Собственное время жизни квазичастиц (носителей заряда) существенно влияет на величину аномалии термоэдс.

Топологические переходы в электронной системе были теоретически предсказаны Лифшицем¹, и экспериментально наблюдались в ряде металлов при всестороннем сжатии²⁻⁴ и при одноосной упругой деформации^{5,6}. Переходы должны сопровождаться также и аномалиями в термоэдс α ⁷ в виде экстремумов на зависимости α от параметра, определяющего энергию Ферми. Эти особенности в термоэдс были изучены в двумерных системах при изменении концентрации поверхностных зарядов⁸, при одноосной упругой деформации металлов^{9,10}, в сплавах $Li_{1-x}Mg_x$ ¹¹.

В данной работе в качестве объектов исследования были выбраны чистый таллий и рений, а также таллий с примесью ртути, в которых переходы наблюдались ранее по аномалиям T_c при всестороннем сжатии^{2,4}.

Образцы таллия с $RRR \sim 6000$ и таллия с небольшой примесью ртути ($\lesssim 1,0\%$) изготавливались как и в² путем продавливания материала через очко $\Phi 4$ мм с последующим отжигом в течении 50 часов при 100° С. Образцы монокристаллов рения сечением 2×2 мм² с осями (0001) и $\bar{1}$ (0001) вдоль образца имели RRR от 500 до 22000.

Для измерения термоэдс под давлением до 13 кбар использовалась камера высокого давления¹² с диаметром канала 8 мм. Градиент температуры вдоль образцов $\sim (0,02$ К) и их сре-