

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 независящих 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):

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

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

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

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.

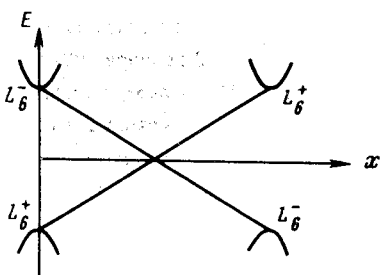


Рис. 1. Инверсия зон L_6^{\pm} в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{Se})$ с изменением состава

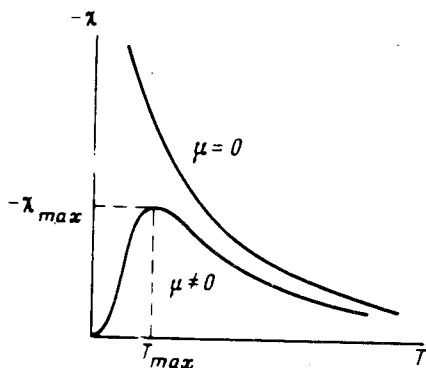


Рис. 3

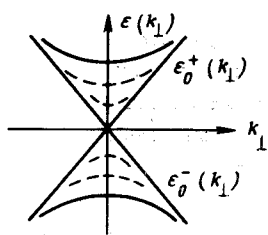


Рис. 2

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 половинному 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

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

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

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

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 $l \gg l_0$ 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 $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} - (ev_{\perp}/c)\mathbf{A}$ можно найти спектр уровней Ландау вейлевской ветви в магнитном поле \mathbf{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 $m_c = \epsilon_g(\infty)/2v_{\perp}^2$), расщепление вейлевских состояний значительно больше, чем дираковских. Суммирование по уровням (9) позволяет найти Ω -потенциал и восприимчивость

$$\chi = - \frac{1}{S l_0} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial H^2} = - \frac{e^2 v_{\perp}^2}{48 \pi \hbar v_{\parallel} c^2} \frac{\epsilon_g(\infty)}{T c \hbar^2 (\mu/2T)} \quad (10)$$

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, $\epsilon_g(\infty)/|\mu| \gg 1$, $\chi_{max} \gg \chi_L$. 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 $\theta(x)$ – эта-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 $\text{Pb}_{0,72}\text{Sn}_{0,18}\text{Te}$ ($\epsilon_g(\infty) = 30$ мэВ, $v_{\parallel} = 2,24 \cdot 10^7$ см/с, $v_{\perp} = 8 \cdot 10^7$ см/с) показывают, что его характерная толщина $l_0 = 33 \text{ \AA}$, а концентрация $n_S \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ 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 $n_H = (2\pi L^2 l_0)^{-1} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. 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., Раиба 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.