537.311.322(048)

Б.А. Волков, О.А. Панкратов. Инверсный контакт полупроводников — новая неоднородная структура с двумерным газом электронов нулевой массы. Варьируя состав полупроводниковых соединений (например, $Cd_{1-x}Hg_xTe$ или

$Pb_{1-x}Sn_xTe$), можно подбирать пары материалов, у которых энергетические уровни, соответствующие краям зон, взаимно инвертированы. При этом симметрия волновой функции зоны проводимости в одном материале совпадает с симметрией валентной зоны другого, и наоборот. Контакт таких материалов представляет собой новый тип неоднородной полупроводниковой структуры [1]. Специфика такого инверсного контакта определяется наличием в нем не зависящих от вида переходной области электронных состояний, подобных солитонным состояниям в одномерных системах. В плоскости контакта эти состояния характеризуются линейным безмассовым спектром, невырожденным по спину.

Для полупроводников типа $Pb_{1-x}Sn_xTe$ энергетический спектр инверсного контакта описывается в двухзонном приближении гамильтонианом Дирака

$$\hat{H}=\begin{pmatrix}\varepsilon_g/2 & \hat{\sigma}\hat{\mathbf{p}}\\ \hat{\sigma}\hat{\mathbf{p}} & -\varepsilon_g/2\end{pmatrix}, \tag{1}$$

где роль энергии покоя mc^2 играет полуширина запрещенной зоны $\varepsilon_g/2$, зависящая от координаты z, $\hat{\sigma}$ — вектор из матриц Паули, в операторе $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\,(v_\perp\nabla_x,\ v_\perp\nabla_y,\ v_{\parallel}\nabla_z)$ учтена анизотропия эффективной массы. Две компоненты дираковской Ψ-функции удовлетворяют уравнению

$$\left[\hat{p}_z^2+\frac{1}{4}\varepsilon_g^2+\frac{1}{2}\hbar v_{\parallel}\frac{\partial\varepsilon_g}{\partial z}+\hbar^2v_\perp^2k_\perp^2-\varepsilon^2\right]\Psi_{1,2}=0. \tag{2}$$

Уравнение для двух других компонент $\Psi_{3,4}$ получается из (2) инверсией знака ε_g (вектор $\mathbf{k}_\perp$ лежит в плоскости контакта). Если по разные стороны контакта знаки ε_g различны, то для $\Psi_{1/2}$ (если $\varepsilon_g\,(-\infty)<0$, $\varepsilon_g\,(\infty)>0$) либо для $\Psi_{3,4}$ (в противоположном случае) существует локализованное у контакта решение, отвечающее нулевой моде суперсимметричной квантовой механики:

$$\Psi_{1,2}\sim\exp\left(-\frac{1}{2\hbar v_{\parallel}}\int\limits_0^z\varepsilon_g(z)\,\mathrm{d}z+i\mathbf{k}_\perp\mathbf{r}\right). \tag{3}$$

Энергия этого состояния

$$\varepsilon_\perp(\mathbf{k}_\perp)=\pm\hbar v_\perp k_\perp \tag{4}$$

линейно зависит от $k_\perp$, причем при $k_\perp\neq0$ крамерсово вырождение отсутствует. Таким образом, спектр инверсного контакта состоит из двух ветвей: трехмерной дираковской $\varepsilon_D(k_\perp)$ и двумерной ветвью вейлевских фермионов $\varepsilon_W(k_\perp)$ (рис. 1).

Если ширина переходной области превышает критическую величину $l_0=2\hbar v_{\parallel}/\varepsilon_g\,(\infty)\sim30\,\text{Å}$ (при $\varepsilon_g\sim0{,}1$ эВ), помимо состояния (3) появляются другие, двукратно вырожденные состояния, также лежащие в запрещенной зоне и показанные на рис. 1 штрихами.

В магнитном поле H, перпендикулярном плоскости контакта, спектр (4) разбивается на уровни Ландау

$$\varepsilon\,(n)=\pm(2n\varepsilon_g\,(\infty)\,\hbar\omega_c)^{1/2},\qquad n=0,1,2,\ldots, \tag{5}$$

где ω_c — циклотронная частота для электронов проводимости. В области слабых полей $\varepsilon_g\,(\infty)\,\hbar\omega_c\ll T^2$ двумерные состояния (3) дают диамагнитный вклад в магнитную восприимчивость

$$\chi=-\frac{e^2v_\perp}{48\pi\hbar v_{\parallel}c^2}\,\frac{\varepsilon_g\,(\infty)}{T\,\mathrm{ch}^2\,(\mu/2T)}\,. \tag{6}$$

Величина χ здесь нормирована на единицу объема контакта $(sl_0)^{-1}$, μ — химический потенциал. Из (6) видно, что $|\chi|$ немонотонно зависит от температуры (рис. 2), достигая при $T \approx |\mu|/2\sqrt{3/5}$ максимума

$$|\chi_{\max}| = \frac{e^2 v_\perp^2}{96\pi\hbar v_{||} c^2} \frac{\varepsilon_g(\infty)}{\mu}. \tag{7}$$

$\chi_{\max}$ имеет порядок величины диамагнетизма Ландау, усиленного фактором $\varepsilon_g(\infty)/\mu$.

В области сильных полей зависимость магнитного момента от поля имеет пилообразный вид в согласии с результатом Пайерлса [2]. Период осцилляций по $1/H$ равен $e/2\pi\hbar c n_s$ (n_s — концентрация двумерных безмассовых

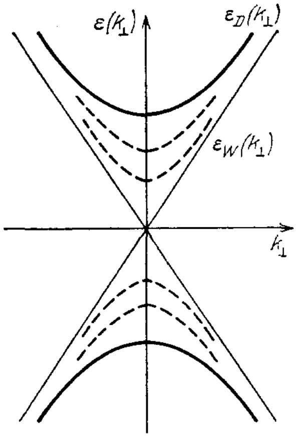

Рис. 1.

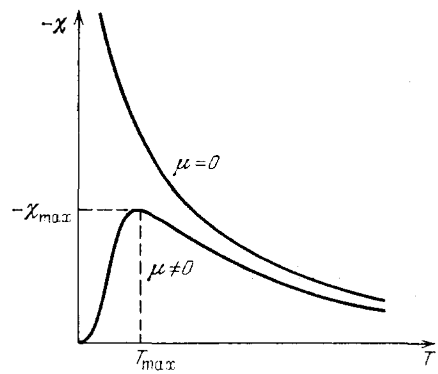

Рис. 2

электронов). Причем эти осцилляции должны начинаться раньше осцилляций де Гааза — ван Альфена зонных электронов и могут заканчиваться за ультраквантовым пределом для дираковских электронов.

В заключение надо заметить, что уже реально созданы структуры, в которых должна существовать вейлевская ветвь элементарных возбуждений. Прежде всего это гетероконтакты и сверхрешетки CdTe — HgTe [3]. В этих полупроводниках взаимно инвертированы термы Γ_6 и Γ_8. Из-за несимметричности такого инверсного контакта вейлевский спектр имеет точки окончания, сливаясь с зоной легких электронов в HgTe. Кроме того, при $k_\perp \neq 0$ происходит гибридизация вейлевской ветви с зоной тяжелых дырок.

Теоретические исследования подобных структур, недавно проведенные за рубежом сначала авторами работы [3] совместно с Бастардом (см. [4]), а затем Лин-Лином и Шэмом [5], основываются на гамильтониане Латтинджера, учитывающем лишь зонный мультиплет Γ_8. Однако в инверсном контакте CdTe — HgTe, где термы Γ_6 и Γ_8 пересекаются, следует использовать не гамильтониан Латтинджера, а гамильтониан Кейна. Поэтому подход Бастарда и Шэма в принципе не может привести к правильному, коническому виду двумерного спектра в одиночном контакте.

В недавней работе Кэйда [6] резкий контакт CdTe — HgTe и прямоугольная квантовая яма CdTe — HgTe — CdTe были исследованы численно в модели Кейна. Расчет [6] подтвердил наличие конической точки вейлевской ветви спектра при $k_\perp = 0$ и ее сильную гибридизацию с зоной тяжелых дырок при $k_\perp \neq 0$.

Вместе с тем, численные расчеты не могут выявить главное свойство вейлевской ветви — ее универсальность, обусловленную суперсимметрией. Как видно из формул (2) — (4), наличие вейлевской ветви спектра диктуется только суперсимметричностью гамильтониана (2), т. е. определяется лишь глобальными характеристиками функции $\varepsilon_g(z)$, играющей роль суперпотенциала (а именно, лишь знаками ее асимптотик при $z \to \pm\infty$ [7]). Поэтому вейлевские состояния (по крайней мере, для достаточно малых $k_\perp$) устойчивы относительно случайных флуктуаций $\varepsilon_g(z)$, обусловленных технологическими неоднородностями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков Б. А., Панкратов О. А.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 4.
2. Peierls R.//Zs. Phys. 1933. Bd. 81. S. 186.
3. Schulman J. N., Mc Gill T. C.//Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 663.
4. Chang Y. C., Schulman J. N., Bastard G., Guldner Y., Voos M.// Phys. Rev. Ser. B. 1985. V. 31. P. 2557.
5. Lin-Lin Y. R., Sham L. J.//Ibidem. V. 32. P. 5561.
6. Cade N. A.//J. Phys. Ser. C. 1985. V. 18. P. 5135.
7. Генденштейн Л. Э., Криве И. В.//УФН. 1985. Т. 146, Р. 553.