

Квадрат скорости v определяется из уравнения

$$v^4/v_s^2 - v^2 [v_0^2(1/v_u^2 + 1/v_s^2) + 1] + v_0^2. \quad (9)$$

Здесь $v_0 = \sqrt{18D(-A)}$ — скорость уединенной волны, которая является решением первого из уравнений системы (4) при $r=0$, а величина $v_u^2 = Rg/2B$ — характерная поправка к $r=0$, возникающая во втором из уравнений системы (4) при его линеаризации (т. е. при $\eta \ll \eta_0$ и соответственно $\sigma = (-2A) \eta / (\eta_0 r)$). Дискриминант уравнения (9), как легко убедиться, является существенно положительным, поэтому одно из решений (9) определяет величину v .

Уединенную волну напряжений можно представить в форме

$$\sigma = \left[-\frac{g\eta_0^2}{2} \operatorname{sech}^2 \xi + g\eta_0 \operatorname{th} \xi + \left(c + \frac{g\eta_0}{2} \right) \right] \frac{v^2}{1 - \mu^2}, \quad (10)$$

где $\xi = (x - vt)/\Delta$. Отметим, что для квадрата скорости имеет смысл лишь одно из решений уравнения (9), для которого $v \rightarrow 0$ при $v_0 \rightarrow 0$ (т. е. при $A \rightarrow 0$). Второе решение, для которого $v \rightarrow v_s$ при $v_0 \rightarrow 0$, не имеет смысла, так как напряжения (6) становятся при этом неопределенными.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Мелькер А. И., Овидько И. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 594—597.
 [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. I. М.: Наука, 1976. С. 583.
 [3] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. С. 239.

Липецкий политехнический институт
Липецк

Поступило в Редакцию
19 января 1989 г.

УДК 538.971

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

МАГНИТОПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

Г. В. Мильников, И. М. Соколов

Рассмотрим полупроводниковую сверхрешетку [1], помещенную в сильное магнитное поле H , направленное вдоль слоев сверхрешетки. Ось z системы координат направлена вдоль поля, направления остальных осей показаны на рисунке, а. Граница сверхрешетки совпадает с плоскостью $x=0$. Исследуем влияние этой границы на электронные свойства системы. Поскольку k_x является хорошим квантовым числом, движения в плоскости xu и вдоль z разделяются. В дальнейшем будем рассматривать только двумерное движение. Гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 / 2m + V(y) \equiv \hat{H}_0 + V, \quad (1)$$

где $\mathbf{A} = Hx\mathbf{e}_y$; $V(y)$ — периодическая с периодом T функция; эффективная масса m предполагается постоянной во всем образце. Спектр такой системы при отсутствии границы рассмотрен в работах [2, 3]. Интересующие нас состояния проще всего рассмотреть, когда магнитное поле оказывает существенное влияние на «атомные» состояния электрона в сверхрешетке [2]. Это соответствует пределу сильного поля $\hbar\omega \gg V$, $\omega = eH/mc$. В этом приближении можно пренебречь смешиванием уровней Ландау и задача о нахождении спектра системы сводится к задаче об одномерной

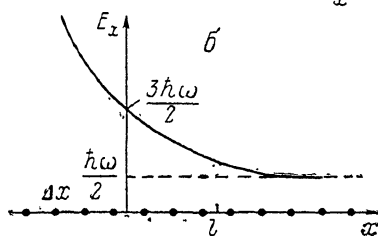
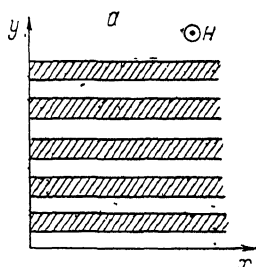
цепочке с дальнимдействием. Действительно, если $|x\rangle$ — собственная функция \hat{H}_0 какого-либо уравнения Ландау, то волновая функция системы $|\psi\rangle = \sum_X C_X |X\rangle$, где C_X удовлетворяют системе уравнений

$$(E - E_X) C_X = \sum_{X'} C_{X'} \langle X | V | X' \rangle, \quad (2)$$

$\langle X | V | X' \rangle$ отличен от нуля только при $|X - X'| = 2\pi l^2 n / T$ и быстро спадает при $|X - X'| > l$, $l^2 = \hbar c / eH$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Ниже мы будем рассматривать нулевой уровень Ландау. Тогда при отсутствии границы $E_X = E_0 = \hbar\omega/2$. Система (2) распадается на L/T несвязанных систем уравнений, описывающих одномерные цепочки с дальнедействующим потенциалом взаимодействия и расстоянием между узлами $\Delta X = 2\pi l^2 / T$. Число узлов, с которыми взаимодействует каждый узел цепочки, $N \sim T / 2\pi l$. Закон дисперсии, соответствующий одной цепочке, имеет вид

$$E(k) = E_0 + \sum_{X'} \langle X | V | X' \rangle \exp[ik(X - X')], \quad (3)$$

где $|X - X'| = \Delta X n$. Правая часть (3) есть полином степени N относительно $z = \cos k \Delta X$. Уравнение $E(z) = E$ имеет N корней $z_n(E)$. Край зоны — энергия E_{\max} — может соответствовать либо переходу через единицу максимального по модулю действительного корня, либо исчез-



Расположение слоев сверхрешетки относительно используемой системы координат (а) и зависимость энергии узлов одной из цепочек от координат узлов (б).

Расстояние между узлами в цепочке $2\pi l^2 / T$.

новению последней пары действительных корней (3). В обоих случаях функциональная зависимость длины затухания $\gamma^{-1}(E) = (\min(\text{Im } X \times \arccos z_n(E)))^{-1}$ имеет вид $\gamma^{-1} \sim (E - E_{\max})^{-1/2}$.

Наличие границы вызывает возмущение гамильтониана (1), что описывается наложением граничного условия $\psi(0, y) = 0$. Собственные функции \hat{H}_0 , удовлетворяющие этому условию, имеют вид

$$\psi_X(x, y) = \frac{\sqrt[4]{2} \exp(iXy/l^2)}{\sqrt{EI}}, D_v \left[\frac{\sqrt{2}}{l} (x - X) \right],$$

где D_v — функции параболитического цилиндра [4], $I_v = \int_{-\sqrt{2}X/l}^{\infty} D_v^2(z) dz$,

а $v(X)$ определяется из условия $D_v(-\sqrt{2}X/l) = 0$. Эти состояния аналогичны хайкинским магнитоповерхностным состояниям в чистых металлах, их энергия $E_X = \hbar\omega (v + 1/2)$. Отметим, что волновые функции всех состояний, в том числе и с $X < 0$, лежат на самом деле справа от границы. При $|X| \gg l$ характерный масштаб спада этих функций вправо от границы $(\hbar/2m\omega)^{2/3} X^{-1/3}$.

Система уравнений для амплитуд C_X имеет вид (2), однако матричные элементы E_X и $V_{XX'}$ при $X \leq 2l$ зависят от X (при $X \rightarrow -\infty E_X \sim X^2$, $V_{XX'} \int e^{i(X-X')y/l^2} V(0, y) dy$), а при $X \geq 2l$ совпадают с соответствующими матричными элементами для неограниченной системы. В отличие от задачи о таммовских уровнях [5] наличие границы не приводит к об-

рыву цепочки, а вызывает рост энергии узлов с координатами $X \leq 2l$ (см. рисунок, б).

Отсутствие трансляционной инвариантности и ограниченность спектра идеальной цепочки приводят к тому, что состояния с энергией $E > E_{\max}$ оказываются локализованными, а спектр цепочки при соответствующих значениях энергии — дискретным. Состояния с энергией $E > E_{\max}$ принадлежат в общем случае только одной цепочке и имеют амплитуды, значительные лишь для резонансных для данной энергии узлов, близких к узлу с $E_X \approx E$. Максимум электронной плотности находится вблизи границы, однако при $E \rightarrow E_{\max}$ длина локализации состояния расходится. Поскольку число цепочек очень велико и все они обладают одинаковым зонным спектром, в системе существует квазинепрерывный спектр поверхностных состояний. В отличие от случая однородного материала в сверхрешетке в магнитном поле возможно появление поверхностных состояний со сколь угодно большой длиной локализации.

В качестве простейшего примера рассмотрим случай, когда $T \sim 2\pi l$, в котором в каждой из цепочек можно учитывать только взаимодействие с ближайшим соседом, а также считать, что амплитуды на узлах $X < 0$ пренебрежимо малы. В этом случае спектр поверхностных состояний вблизи края зоны дается выражением

$$E_{\text{пов}} = E_X + V_X^2 / (2E_X - E_{X-l} - E_0) / (E_X - E_0) (E_X - E_{X-l})$$

с плотностью состояний $\rho(E) = l / 2\pi l^2 (\partial E_{\text{пов}} / \partial X)^{-1}$ и длиной локализации $\gamma^{-1}(E) \sim \ln((E - E_0) / V)$.

Наличие таких поверхностных состояний должно влиять на кинетические свойства (например, холловскую проводимость) и радиочастотное поглощение в сверхрешетках. Аналогичными свойствами будут обладать и другие системы, например двумерный электронный газ в инверсном слое с переменным легированием в поперечном магнитном поле.

Авторы благодарят С. М. Апенко, Л. В. Келдыша и П. Б. Лернера за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 485—521.
- [2] Бережковский А. М., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 1. С. 193—199.
- [3] Гвоздиков В. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 1. С. 320—322.
- [4] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1966. 295 с.
- [5] Девисон, Левин Дж. Поверхностные (таммовские) состояния. М.: Мир, 1973. 231 с.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
29 сентября 1988 г.
В окончательной редакции
24 января 1989 г.

КИНЕТИКА РАЗВИТИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ ВОКРУГ ОТПЕЧАТКА ИНДЕНТОРА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

С. В. Лубенец, П. И. Фейчук, Л. С. Фоменко, Л. П. Щербак

Пластичность элементарных (Si, Ge) и смешанных (A^2B^6 , A^3B^5) полупроводниковых кристаллов в значительной мере определяется механизмами движения дислокаций в высоком рельефе Пайерлса [1, 2]. Сведения: