

проводника ($v_p=0$, $N=0$), как показал численный счет, N -ОДП на ВАХ отсутствует (см. рисунок, a , b , кривые I , $v_p=0.02$). Необходимо также отметить, что N -ОДП имеет место для кристаллов, толщина которых значительно больше биполярной диффузионной длины ($\beta=d/L_d \geq 5 \div 10$). Как показали оценки, экспериментальное наблюдение N -ОДП в рассмотренной модели может быть проведено на InSb при таких параметрах: $T=300$ К, $p_0 \simeq n_i = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $N/n_0 \simeq 0.1$, $u_n = 7.7 \cdot 10^4$ см 2 /В·с, $u_p = 800$ см 2 /В·с, $\tau_R = 5 \cdot 10^{-7}$ с, $\tau_A = 3 \cdot 10^{-8}$ с, размеры кристалла $l \times t \times 2d = 0.5 \times 0.15 \times 0.02$ см. Для кристаллов InSb с такими параметрами начала N -ОДП на ВАХ следует ожидать при электрических полях $E \geq 170$ В/см и средних плотностях тока $j \simeq 5 \cdot 10^3$ А/см 2 . Указанные значения электрического поля и плотности тока могут быть легко достижимы в реальных условиях. Природа N -ОДП в рассмотренной модели заключается в проявлении нелокального механизма ее возникновения в отличие от известных локальных механизмов (рекомбинационного, междолинного — эффекта Ганна) и по сути близка к N -ОДП, возникающей при магнитокоцентрационном эффекте [3].

В заключение отметим, что падающая зависимость тока от электрического поля в условиях пинч-эффекта в собственных полупроводниках ($n=p$) теоретически была предсказана в [4]. ОДП возникала в кристаллах цилиндрической формы, в геометрии пластины указанная особенность отсутствовала. Для наблюдения эффекта необходимо было использовать кристаллы, диаметр которых меньше диффузионной длины (например, для InSb при $T=300$ К $L_d \simeq 10^{-3}$ см), и средние плотности тока $j \simeq 10^5$ А/см 2 .

Таким образом, приведенные результаты, по нашему мнению, свидетельствуют о возможности в несобственных полупроводниках возникновения N -образных ВАХ, обусловленных пинч-эффектом.

Л и т е р а т у р а

- [1] Грибников Э. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, в. 2, с. 290—294.
- [2] Аюпян А. А., Грибников Э. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — ФТП, 1979, т. 13, в. 11, с. 2111—2119.
- [3] Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — ФТП, 1982, т. 16, в. 10, с. 1858—1861.
- [4] Бойко И. И., Владимиров В. В. — Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, в. 1, с. 173—175.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 11.05.1986
Принято к печати 11.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ОБОГАЩЕННОМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ УЗКОЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Кучма А. Е., Свердлов В. А.

Одним из основных источников специфических особенностей квантовых явлений в поверхностных слоях узкощелевых полупроводников является сильная непараболичность зоны проводимости. Так, например, непараболичность приводит к зависимости плотности состояний электронов не только от энергетического положения дна двумерных подзон, но и от энергии относительно дна подзоны.

Энергетический спектр квазидвумерных электронов в поверхностном слое определяется зависимостями $E_i(p_i)$, где i — номер двумерной подзоны, p_i —

двумерный квазимпульс. Расчет этих зависимостей проводился при различных способах учета экранирования [1]. В работе [2] в квазиклассическом приближении получено условие квантования для инверсионного слоя в InSb при нулевой температуре для случая, когда химический потенциал электронов μ , отсчитываемый от дна зоны проводимости в объеме образца, равен нулю. Аналогичное условие квантования для случая $\mu > 0$ (вырожденный полупроводник n -типа) получено в [3], где приведены результаты экспериментального исследования параметров квазидвумерного газа электронов в обогащенных слоях на поверхности сильно легированного n -InAs.

Фермиевские импульсы электронов в двумерных подзонах p_i определяются на опыте по измеренным периодам магнитоосцилляций различных характеристик слоя, в [3] — это осцилляции емкости. Для определения концентрации носителей в подзонах n_i в [3] использовалось обычное в теории вырожденного двумерного газа соотношение $p_i^2 = 2\pi\hbar^2 n_i$. Найденные таким способом концентрации n_i в обогащенном слое не могут быть меньше некоторого порогового значения n_i , определяемого концентрацией электронов n в объеме

$$n_i \geq n_i = (9\pi/8)^{1/2} n^{2/3}. \quad (1)$$

Выражение для пороговой концентрации (1) находится из условия совпадения энергетического положения дна подзоны $E_i(p_{\parallel}=0)$ с дном зоны проводимости E_c в объеме. Это условие отождествляется в [3] с условием начала заполнения i -й подзоны. В таком предположении получается, что число носителей в данной подзоне скачком меняется от нуля до n_i при достижении соответствующего значения напряжения на исследуемой структуре (стартового напряжения для данной подзоны). Вместе с тем эксперимент показывает, что магнитоосцилляции емкости, отвечающие носителям очередной подзоны, начинаются при напряжениях, существенно меньших стартового значения для этой подзоны. В качестве возможной причины такого поведения в [3] указываются флуктуации энергии связи для данной подзоны $E_i(p_{\parallel}=0) - E_c$, обусловленные флуктуациями поверхностного потенциала. Однако, как следует из [4], амплитуда осцилляций потенциала поверхности составляет ~ 4 мэВ, что не может дать наблюдаемого эффекта.

В данной работе показано, что последовательный учет непараболичности зоны проводимости приводит к отличию картины процесса заполнения двумерных подзон в обогащенном слое от принятой в [3]. Наиболее существенными различиями являются непрерывность концентрации носителей в каждой подзоне как функции приложенного напряжения и наличие носителей в i -й подзоне при значениях напряжения, меньших стартового, отвечающего условию $E_i(p_{\parallel}=0) = E_c$. Учет этих факторов позволяет объяснить наблюдавшиеся в эксперименте особенности.

Для нахождения спектра энергий электронов в поверхностном слое $E_i(p_{\parallel})$ воспользуемся, как и авторы работ [2, 3], квазиклассическим приближением. Полагая, что граница полупроводника — это плоскость $z=0$, соответствующее условие квантования запишем в виде

$$\int_0^{z_i} p_x(z) dz = \pi\hbar \left(i + \frac{3}{4} \right). \quad (2)$$

Здесь $p_x(z)$ в двухзонном кейновском приближении определяется соотношением

$$\frac{p_{\parallel}^2 + p_x^2(z)}{2m} = [E_i(p_{\parallel}) - V(z)] \left[1 + \frac{E_i(p_{\parallel}) - V(z)}{E_g} \right]. \quad (3)$$

В этих выражениях $V(z)$ — потенциальная энергия электрона в обогащенном слое, E_g — ширина запрещенной зоны, m — эффективная масса на дне зоны проводимости в объеме, точка поворота z_i находится с помощью (3) из условия $p_x(z_i) = 0$.

Для дальнейшего удобно представить энергию электрона в виде

$$E_i(p_{\parallel}) = E_{\parallel} + \varepsilon_i(p_{\parallel}), \quad (4)$$

где E_{\parallel} определяется равенством

$$E_{\parallel} \left(1 + \frac{E_{\parallel}}{E_g} \right) = \frac{p_{\parallel}^2}{2m} \quad (5)$$

и в пространственно-однородном случае соответствует движению с $p_z=0$. Используя (4), из (3) после некоторых преобразований находим

$$p_z = \left\{ 2m [\varepsilon_i(p_{\parallel}) - V(z)] \left[1 + \frac{2E_{\parallel}}{E_g} + \frac{\varepsilon_i(p_{\parallel}) - V(z)}{E_g} \right] \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

При выборе $V(z)_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0$ из (6) непосредственно следует, что связанным в поверхностном слое состояниям отвечают значения $\varepsilon_i(p_{\parallel}) < 0$, при которых точка поворота z_i лежит на конечном расстоянии от границы.

Таким образом, двумерные подзоны $E_i(p_{\parallel})$, отвечающие связанным состояниям носителей, задаются соотношением (4), в котором должно быть $\varepsilon_i(p_{\parallel}) < 0$. При этом $\varepsilon_i(p_{\parallel})$ определяет энергию связи для соответствующего состояния. Как следует из (2) и (6), величины $\varepsilon_i(p_{\parallel})$ определяются уравнением

$$\int_0^{z_i} \left\{ [\varepsilon_i(p_{\parallel}) - V(z)] \left[1 + \frac{2E_{\parallel}}{E_g} + \frac{\varepsilon_i(p_{\parallel}) - V(z)}{E_g} \right] \right\}^{1/2} dz = \frac{\pi \hbar}{(2m)^{1/2}} \left(i + \frac{3}{4} \right). \quad (7)$$

Условие квантования для случая полупроводника с параболической зоной проводимости получается из (7) путем предельного перехода $E_g \rightarrow \infty$. При этом величины ε_i перестают зависеть от p_{\parallel} , так что условие $\varepsilon_i(p_{\parallel}) < 0$ для фиксированного i начинает выполняться при увеличении $V(z)$ (увеличении поверхностного изгиба зон) одновременно для всех p_{\parallel} . В результате для обогащенного слоя в полупроводнике с параболической зоной картина заполнения подзон совпадает с принятой в [3].

В рассматриваемых узкощелевых полупроводниках, где непараболичность существенна, ситуация совершенно иная. Чтобы выявить возникающие принципиальные различия, достаточно рассмотреть случай слабого поверхностного изгиба зон, когда для связанных состояний выполняется неравенство

$$\varepsilon_i(p_{\parallel}) - V(z) \ll E_g \left(1 + \frac{2E_{\parallel}}{E_g} \right) \equiv \gamma E_g. \quad (8)$$

В этом случае уравнение (7) сводится к

$$\int_0^{z_i} [\varepsilon_i(p_{\parallel}) - V(z)]^{1/2} dz = \frac{\pi \hbar}{(2m\gamma)^{1/2}} \left(i + \frac{3}{4} \right), \quad (9)$$

откуда следует, что момент образования i -го связанного состояния $[\varepsilon_i(p_{\parallel})=0]$ при увеличении изгиба зон определяется условием

$$\int_0^{\infty} |V(z)|^{1/2} dz = \frac{\pi \hbar}{(2m\gamma)^{1/2}} \left(i + \frac{3}{4} \right). \quad (10)$$

Это условие выполняется тем легче, чем больше p_{\parallel} . Поэтому заполнение i -й подзоны начинается с состояний с максимально большим значением p_{\parallel} , при котором еще $E_i(p_{\parallel}) < E_F$, где E_F — энергия Ферми в объеме образца. Поскольку в момент начала заполнения $\varepsilon_i(p_{\parallel})=0$, то $E_i(p_{\parallel})=E_{\parallel}$, а при учете (5) тогда находим, что заполнение начинается с $p_{\parallel}=p_F$, где p_F — импульс Ферми в объеме. По мере увеличения напряжения на структуре заполнение подзоны идет как за счет состояний с $p_{\parallel} > p_F$, так и путем постепенного заполнения состояний с импульсами внутри окружности $p_{\parallel}=p_F$, которые становятся связанными по оси z . Концентрация носителей в подзоне при этом непрерывно возрастает от нулевого начального значения, хотя измеряемый по периоду магнитоосцилляций фермиевский импульс для этой подзоны есть $p_i > p_F$. Заполнение внутренней подзоны заканчивается в тот момент, когда условие (10) выполняется при $p_{\parallel}=0$. После этого рост концентрации носителей идет лишь за счет увеличения

граничного импульса p_i в данной подзоне, т. е. восстанавливается обычная картина заполнения. Описанные особенности процесса заполнения подзон в обогащенном слое на поверхности узкощелевого полупроводника имеют место и в общем случае, т. е. и при сильном поверхностном изгибе зон, а также независимо от применимости квазиклассического приближения.

Приведенный результат позволяет объяснить все основные особенности поведения характеристик обогащенных слоев на поверхности узкощелевого полупроводника, исследованные экспериментально [3]. Естественное объяснение находит, например, явление возникновения магнитоосцилляций, отвечающих очередной подзоне, при напряжениях, меньших стартового значения, которое определяется условием $E_i(p_{||}=0) = E_c$. Как указано выше, в этот момент заканчивается заполнение состояний с $p_{||} < p_F$ в новой подзоне. Более подробно этот, а также некоторые другие вопросы, такие как особенности рассеяния носителей в подзонах, будут рассмотрены в отдельной работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ando T., Fowler A. B., Stern F. — Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, N 2, p. 437—672.
 [2] Ando T. — J. Phys. Soc. Japan, 1985, v. 54, N 7, p. 2676—2682.
 [3] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П., Кулаев Г. И., Хомутова С. С. — ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 3 (9), с. 1016—1029.
 [4] Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б. — ЖЭТФ, 1987, т. 93, в. 3 (9), с. 1088—1109.

Ленинградский
 государственный университет
 им. А. А. Жданова

Получено 11.01.1988
 Принято к печати 11.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ТЕРМОЭДС УВЛЕЧЕНИЯ 2D-ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ GaAs—GaAlAs

Карягин В. В., Ляпилин И. И., Дякин В. В.

Измерения температурно-полевых зависимостей поперечной дифференциальной термоэдс (α_{\perp}) [1] 2D-электронного газа гетероструктуры GaAs—GaAlAs в квантующих магнитных полях показали, во-первых, наличие немонокотонной зависимости пикового значения α_{\perp} от температуры, во-вторых, аномально большое значение величины α_{\perp} (рис. 1).

Согласно [2], пиковое значение α_{\perp} не зависит от температуры и определяется выражением

$$(\alpha_{\perp})_{\text{п}} = - \frac{k}{|e|} \frac{\ln 2}{\nu} = - \frac{0.06}{\nu} \text{ (мВ/К)}, \quad (1)$$

где $\nu = 2n + 1 + 1/2$ — фактор заполнения. В условиях [1] $\nu = 3/2$, и, согласно (1), $(\alpha_{\perp})_{\text{п}} = 0.04$ мВ/К, что на 2 порядка меньше, чем в эксперименте.

Для объяснения указанных выше «аномалий» α_{\perp} необходим учет отступления фононов от локального равновесия (увлечение электронов фононами). В этом случае

$$\alpha_{\perp} = \alpha^e + \alpha^p, \quad (2)$$

где α^e — термоэдс, обусловленная неравновесностью электронов, а α^p — отклонением фононов от равновесного распределения за счет электрон-фононного взаимодействия.

Проведем вычисление величины α_{\perp} (2) при следующих допущениях: считаем, что электронный газ заполняет слой на плоскости (xy) , эффективная толщина которого отлична от нуля и равна $\langle Z \rangle$; фононную систему полагаем трехмерной,