На рис. 2 представлены спектры фоточувствительности ГП ZnTe—PbS при различных температурах, измеренные с помощью монохроматора ДМР-4. На спектрах наблюдаются два максимума. Первый (в области 475—500 нм) соответствует собственному поглощению ZnTe. Второй максимум представляет собой полку в диапазоне 650—1000 нм, которая, по-видимому, является рабочей областью исследуемого ГП.

Таким образом, впервые исследована гетероструктура ZnTe—PbS.

Дрогобычский государственный педагогический институт

Получено 5.07.1991
Принято к печати 4.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

ЭФФЕКТЫ ЭКРАНИРОВКИ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛОВ

Петросян С. Г., Шик А. Я.

Данная работа посвящена некоторым вопросам расчета полупроводниковых структур с квазиодномерным электронным газом (1МЭГ). Обычно для их создания используются гетероструктуры с двумерным газом (2МЭГ), в которых тем или иным способом создают для движения электронов дополнительные ограничения в латеральном направлении (см., например, [1–3]). Однако потенциальный профиль системы, определяющий энергетический спектр и другие свойства 1МЭГ, зависит не только от характера указанных ограничений, но и от экранирующего воздействия неоднородно распределенных электронов. Мы укажем на некоторые способности структур с 1МЭГ, связанные со спецификой экранирования в низкоразмерных системах [4, 5].

1. Рассмотрим систему, в которой 1МЭГ создается путем прямого стравливания двумерной структуры вне узкой полоски (полосок) шириной a. Здесь важнейшую роль играет тот факт, что на образующих боковых поверхностях неизбежно возникают поверхностные состояния и примыкающие к ним слои объемного заряда. В результате изменяется потенциальный профиль электронного канала и его эффективная ширина оказывается заметно меньше a. Рассчитать этот профиль можно на основе теории контактных явлений в 2МЭГ, основанной на решении уравнения Лапласа в области, окружающей 2МЭГ [5].

Пусть энергия и концентрация поверхностных состояний таковы, что в полубесконечном образце вызывают обедняющий изгиб зон V. Тогда в согласии с [5] ширина приграничных областей полного обеднения равна

$$l = \frac{\varkappa V}{2\pi e^2 n_s}, \tag{1}$$

где n_s — концентрация исходного 2МЭГ, а $\varkappa$ — электрическая проницаемость полупроводника. Заметим, что указанное сужение 1МЭГ экспериментально наблюдалось в работе [6], причем измеренное значение l составляо (0.5 ± 0.2) мкм, а оценки, сделанные авторами на основании обычных трехмерных соображений, дали величину, на порядок меньшую. В то же время теория экранирования в низкоразмерных системах [5], приводящая к формуле (1), количественно объясняет эксперимент, давая для значений $V = 0.8$ В и $n_s = 1.5\cdot10^{11}$ см$^{-2}$, приведенных в [6], значение $l \simeq 0.7$ мкм.

Эффекты экранировки не только сужают квазиодномерный канал, но и изменяют его профиль. Если $a < 2l$, то канал обеднен по всей ширине и поле на его поверхности (плоскость $z = 0$) определяется зарядом нескомпенсированных положительных ионов, так что

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z}(x\,,\,0) \simeq -\,\frac{2\pi e n_s}{\varkappa}\,. \tag{2}$$

Уравнение Лапласа с граничными условиями (2) и $\varphi\left(\pm\,\dfrac{a}{2}\,,\,z\right) = V$ дает потенциальный профиль канала:

$$\varphi\,(x\,,\,0) = V - \frac{8 e n_s a}{\pi \varkappa} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-\,1)^k}{(2k+1)^2} \cos\frac{\pi(2k+1)\,x}{a}\,. \tag{3}$$

Нетрудно показать, что вблизи центра ($x = 0$) ход потенциала квадратичен: $\varphi\,(x\,,\,0) \simeq V - 2.3\,\dfrac{e n_s a}{\varkappa} + \dfrac{m\omega^2 x^2}{2e}$, где $\omega = \sqrt{\dfrac{4\pi e^2 n_s}{\varkappa a m}}$. Интересно, что параболический ход потенциала вблизи $x = 0$ сохраняется и при $a > 2l$, поскольку в плоской системе зарядов потенциал за пределами области полного обеднения спадает весьма медленно, по гиперболическому закону [5]. Расчеты показывают, что при этом

$$\omega \simeq \sqrt{\frac{8 e^2 V}{\varkappa \hbar^2 a}}\,.$$

Следует сделать два замечания по поводу законности применения теории [5] к описанным структурам. В теории предполагается, что положительные ионы лежат в той же плоскости, что и электронный газ. Это законно, если толщина спейсера в гетероструктурах значительно меньше l. Кроме того, необходимо, чтобы была несущественна экранировка остаточными примесями (с концентрацией N_e) в объеме полупроводника. Это будет при $l < \sqrt{\dfrac{\varkappa V}{2\pi e N_e}}$. Для структур, использованных в [6], оба указанных условия выполняются.

2. Для создания структур с 1МЭГ можно не механически ограничивать движение электронов в латеральном направлении, а создавать внешний потенциал $\varphi_0\,(x)$, препятствующий такому движению. Обычно это делается с помощью затвора, содержащего тонкие нити или щели. Можно предложить, однако, и другой вариант, в котором модулируются параметры 2МЭГ, например ширина квантовой ямы d. В адиабатическом приближении, когда $d'_x \ll 1$, на электроны действует эффективный потенциал $e\varphi_0\,(x) = \dfrac{\pi^2 \hbar^2}{2 m d^2(x)}$, по своему влиянию не отличающийся от истинного электростатического потенциала. Если амплитуда φ_0 (при любой его природе) превысит энергию Ферми 2МЭГ ε_F, то последний разобьется на отдельные нити. По сути дела этот эффект был использован в [7], где лазерная структура с 1МЭГ создавалась в местах локального утолщения непланарно выращенной квантовой ямы.

Хотя в рассматриваемых сейчас случаях (в отличие от п. 1) на границе 1МЭГ нет поверхностных состояний, но тем не менее за счет экранировки электронами 1МЭГ результирующий потенциальный профиль в нем отличен от φ_0. Рассмотрим простую модельную задачу. Пусть с помощью модулирующего потенциала исходный 2МЭГ разбит на периодическую (с периодом L) систему каналов, имеющих ширину a. Если компенсирующий положительный заряд распределен однородно с поверхностной плотностью n_s, то заряд в структуре меняется по закону

$$\sigma(x) = \begin{cases} -en_s\left(\dfrac{L}{a}-1\right), & -\dfrac{a}{2}+NL < x < \dfrac{a}{2}+NL\,; \\ en_s\,, & \dfrac{a}{2}+NL < x < -\dfrac{a}{2}+(N+1)L\,; \end{cases} \tag{4}$$
$$N = 0\,, \pm 1\,, \pm 1\,, \ldots$$

Решая уравнение Лапласа в окрестности 2МЭГ [5] с граничным условием (4), получаем, что в средней части канала потенциал квадратичен: $\varphi(x) \approx \varphi(0) + \dfrac{2\pi e n_s}{\varkappa a} x^2 \operatorname{ctg} \dfrac{\pi a}{2L}$ или при малых a/L

$$\varphi(x) \approx \varphi(0) + \frac{4en_sL}{\varkappa a^2} x^2\,. \tag{5}$$

Теперь предположим, что внешний потенциал той или иной природы, действующий на электроны (без учета экранировки), имеет вблизи минимумов вид гармонического осциллятора с частотой ω_0. Нетрудно показать, что для 1МЭГ со многими заполненными квантовыми уровнями энергия Ферми связана с линейной концентрацией $\nu = n_0L$ соотношением $\nu = \dfrac{2^{5/2}m^{1/2}\varepsilon_F^{3/2}}{3\pi\hbar^2\omega_0}$. Тогда ширина канала a_0, определяемая из условия $\dfrac{m\omega_0^2a_0^2}{8} = \varepsilon_F$, имеет вид

$$a_0 = \left(\frac{12\pi\nu\hbar^2}{\omega_0^2m^2}\right)^{1/3}. \tag{6}$$

Если теперь учесть экранирующее действие 1МЭГ, то в согласии с (5) суммарный потенциал характеризуется уже эффективной частотой $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \dfrac{8e^2\nu}{\varkappa m a^2}}$. Результирующая ширина канала a при этом определяется из условия, аналогичного (6), в котором вместо ω_0 стоит ω. Оно может быть сведено к уравнению.

$$\xi^3 - \frac{2}{3\pi}\frac{a_0}{a_B}\xi = 1\,, \tag{7}$$

где $\xi = \dfrac{a}{a_0}$, а $a_B = \dfrac{\varkappa\hbar^2}{me^2}$. Видно, что при ширине канала, меньшей эффективного боровского радиуса a_B, который играет роль длины экранирования в вырожденном 2МЭГ [4], роль экранировки несущественна, а при $a_0 \gg a_B$ экранировка существенно расширяет канал: $a \simeq \sqrt{\dfrac{2}{3\pi}\dfrac{a_0^3}{a_B}}$.

Таким образом, полученные результаты говорят о том, что правильным образом учитываемые эффекты экранировки могут заметно изменять ширину и форму квазиодномерных каналов. При этом для описания последней модель гармонического осциллятора является лучшим приближением, чем модель прямоугольной ямы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Okamoto H. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 3. P. 315—330.
[2] Stern F. // Interfaces, Quantum wells and supperlattices / Ed. by C. R. Leavens, R. Taylor. N. Y., 1988. P. 127—142.
[3] Forchel A., Leier H., Maile S. E., Germann R. // Festkörperprobleme. 1988. V. 28. P. 99—119.
[4] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
[5] Петросян С. Г., Шик А. Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6. С. 2229—2239.
[6] Choi K. K., Tsui D. C., Alavi K. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 2. P. 110—112.
[7] Kapon E., Simhony S., Bhat R., Hwang D. M. // App'. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 26. P. 2715—2717.

Ереванский государственный университет

Получено 28.11.1991
Принято к печати 4.12.1991

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК

Гольдман Е. И.

Известные методы спектроскопии, такие как равновесная вольт-емкостная, DLTS, термостимулированный разряд конденсатора (ТРК) и др., не решают вопрос о пространственном расположении локализованных электронных состояний (ЛЭС) у границы раздела (ГР) — в полупроводнике, в диэлектрике или непосредственно на их межфазной границе. Центроид (средняя координата) пространственного распределения встроенного и неизменяющегося в процессе измерений заряда в МДП структуре находится по сдвигу напряжения плоских зон относительно идеальной структуры [1]. Такой подход для ЛЭС не применим, поскольку их равновесное заполнение зависит от изгиба зон у ГР и тем самым — от напряжения на затворе. Покажем, как по экспериментальным высоко- и низкочастотным вольт-фарадным характеристикам (ВФХ) или временны́м зависимостям тока разрядки полевого напряжения определять центроид пространственного распределения ЛЭС, перезаряжающихся в процессе проведения равновесной или релаксационной спектроскопии МДП структуры соответственно.

Пусть $\rho_t(z)$ — координатная зависимость плотности заряда на ЛЭС, $\rho(z)$ — суммарная плотность заряда свободных носителей (для определенности электронов) и полностью ионизированных доноров в объеме полупроводника, V_g — напряжение на затворе ($V_g \to \infty$ отвечает обогащению приповерхностной области полупроводника). Дважды интегрируя уравнение Пуассона с граничными условиями на потенциал $\varphi|_{z=\infty} = 0$, $\left.\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right|_{z=\infty} = 0$, $\varphi|_{z=-d} = V_g + V_c$, получаем