

06.1

© 1991

О ПОТЕНЦИАЛЬНОМ РЕЛЬЕФЕ,
НАВЕДЕННОМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЭЛЕМЕНТАМИ
В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ

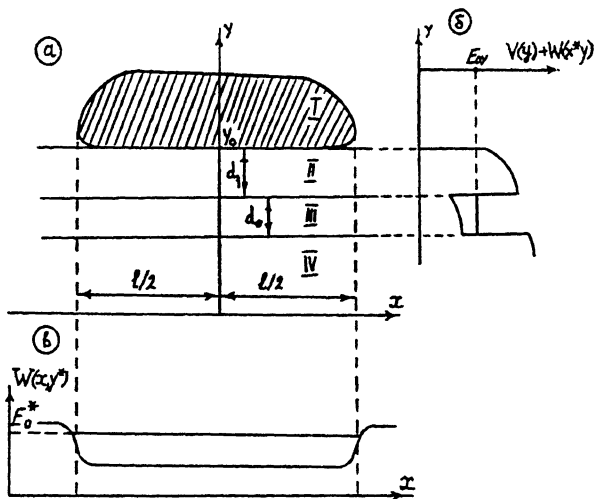
А.М. Левшин, М.Ю. Сумецкий

Успехи нанотехнологии (см., например, [1–3]) позволяют в настоящее время с хорошей точностью изготавливать неоднородные структуры с размерами порядка сотни ангстрем, т.е. порядка характерной длины волны электронов в полупроводниках. На основе полупроводникового материала типа $Al_xGa_{1-x}As$ изготавливаются квантовые (туннельные и резонансные туннельные) элементы, имеющие нанометровые размеры не только по одному [4], но и по двум или трем направлениям [5, 6]. Данные элементы представляют собой совокупность квантовых точек и дорожек, разделенных изолятором (потенциальным барьером).

Более удобные с технологической точки зрения металлические материалы не могут (по крайней мере, на сегодняшний день) быть основой для создания квантовых элементов указанного типа из-за маленькой (порядка нескольких ангстрем) длины волны электронов, приводящей к необходимости создания таких же маленьких потенциальных ям. Однако если нанометровые элементы из металла нанести на подложку, поверхность которой предварительно покрыта полупроводниковой пленкой, то эти элементы могут индуцировать на энергетической диаграмме пленки соответствующий потенциальный рельеф. В [6], таким образом был создан туннельный резонансный диод. Высота барьеров, индуцированных в пленке, регулировалась напряжением, подаваемым на две параллельные металлические дорожки. Важным преимуществом данной методики является то, что форму указанного потенциального рельефа можно регулировать напряжением, подаваемым на металлические наноземента. В то же время необходимость подачи напряжения практически на каждый наноземента приводит к сложным технологическим проблемам.

Цель настоящего сообщения состоит в том, чтобы обратить внимание на следующее. Если даже металлические элементы являются изолированными (напряжение на них не подводится) и нейтральными, то соответствующий потенциальный рельеф в пленке все равно возникает за счет самонаведения, т.е. благодаря силам изображения между электроном, пролетающим по пленке, и свободными электронами металлического наноземента.

Рассмотрим для определенности металлическую дорожку 1 (рис. 1, а), нанесенную на поверхность нелегированной гетеро-



а - разрез рассматриваемой структуры: 1 - металлическая дорожка, II - изолирующий слой $Al_xGa_{1-x}As$, III - слой $GaAs$, IV - подложка из $Al_xGa_{1-x}As$; б - вид потенциального рельефа в сечении $x=x^*$, $x_1 < x < x_2$; в - вид потенциального рельефа в сечении $y=y^*$ для y^* из области III.

структуры типа $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ (на рисунке, а; II-III-IV), играющей, по существу, роль изолятора. Считается, что в зоне проводимости (свободной зоне) пленки III имеется поперечный квантовый уровень. Пусть извне в пленку III инжектируются баллистические электроны [7], нарушающие ее электронейтральность. Пролетая под металлической дорожкой 1, электрон наводит в ней заряд, притяжение к которому и обуславливает появление потенциальной ямы в пленке III под дорожкой 1. Соответствующие профили потенциала изображены на рисунке, б, в. Пусть для простоты взаимодействие носителя в пленке III с индуцированным зарядом описывается потенциалом

$$W(x, y) = \frac{\theta((l/2) - |x|)}{4\epsilon(y - y_0)}. \quad (1)$$

Здесь ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\theta(x) = 0$ при $x < 0$ и $\theta(x) = 1$ при $x > 0$. Полагая, например, $\epsilon = 10$ и изменяя значения $y_0 - y$ от 10 до 100 Å, получим для глубины навешенной потенциальной ямы значения от 34 до 3 мэВ. Проводимость структур с таким чрезвычайно мелким потенциальным рельефом может быть исследована при низких температурах порядка одного кельвина. Так, в [8] была исследована проводимость низких (от 8 до 90 мэВ) и очень широких (от 100 до 1000 Å) потенциальных барьеров, созданных на основе $Al_xGa_{1-x}As$ с очень

малым x . Весьма интересным для таких структур оказывается влияние на проводимость эффекта поляризации электронов на электродах [8, 9]. Приведенная выше оценка наведенного потенциала показывает, что предлагаемая нами методика приводит к такому же по величине потенциальному рельефу, но не в объеме, как в [8], а в тонкой пленке.

Нетрудно найти условия, которым должны удовлетворять параметры металлической дорожки и полупроводниковой пленки, чтобы индуцированная потенциальная канавка содержала хорошо локализованное по оси x электронное состояние. В пределе относительно узкой ямы 1, когда $d_0 \ll d_1$, величину $y-y_0$ в (1) в интересующей нас области можно считать постоянной и заменить на d_1 . Примем для оценки, что и в общем случае при $|x| < 1/2$ можно положить $W(x, y) = W^* = 1/(4\epsilon d^*)$, где d^* — эффективное расстояние от металлической дорожки до пленки Ш. Расстояние L по x , на котором локализуется волновая функция электрона, складывается из ширины дорожки l и расстояния, на котором в подбарьерной области спадает волновая функция. Пусть для простоты наведенная яма содержит лишь один уровень. Тогда

$$L = l + 2\hbar (2m|E_0^*|)^{-1/2}, \quad (2)$$

$$l = \hbar [2m(E_0^* - W^*)]^{-1/2} \arctg \left[\left(\frac{W^*}{E_0^*} - 1 \right)^{-1/2} \right],$$

где E_0 — уровень квантования по x . Отметим, что при фиксированном W^* существует минимально возможное L , удовлетворяющее (2), так что всегда $L > 3\hbar (mW^*)$. Полагая $W^* \sim 10$ мэВ, $m = 0.1 m_e$, получим, что $L \gtrsim 500 \text{ \AA}$. Можно показать, что если в яме имеется только один уровень, то L превосходит ширину l металлической дорожки не менее чем в 3–4 раза. Величины L и l могут быть близки друг другу лишь для достаточно глубокой ямы с большим числом уровней.

Аналогичные оценки справедливы и для трехмерной ямы наведенной металлической каплей с размерами большими или порядка 100 \AA . Таким образом, можно сделать вывод о принципиальной возможности использования эффекта поляризации металлических наноэлементов для создания в полупроводниковой пленке при низкой температуре мелкого потенциального рельефа с квантовыми ямами и барьерами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Heinrich H., Bauer G., Kuchar F. (ed.) Physics and Technology of Submicron Structures (Springer Series in Solid State Sciences, 83), Berlin: Springer, 1989.

- [2] Van Loenen E.J., Dijkkamp D., Hoeven A.J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 1312.
- [3] Tsuchiya M., Gaines J.M., Yan R.H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V.62. P. 466.
- [4] Capasso F., Mohammed K., Cho A.Y. // IEEE J. Quant. Electr. 1986.V. 22. P. 1853.
- [5] Reed M.A., Randall J.N., Aggarwal R.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 535.
- [6] Chou S.Y., Allee D.R., Pease R.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 176.
- [7] Heiblum M., Fichetti M.V. // IBM J. Res. Dev. 1990. V. 34. P. 530.
- [8] Gueret P., Marclay E., Meier H.// Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1618; Solid State Commun. 1988. V. 68. P. 977.
- [9] Sumetskii M. // Solid State Commun. 1990. V. 74. P. 877.

Ленинградский
электротехнический
институт связи
им. М.А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
10 октября 1990 г.
В окончательной редакции
4 февраля 1991 г.