

QUANTUM WIRES

A. Ya. SHIK

Quantum wires are semiconductor structures with carriers strongly confined in two directions causing quantization of the energy. In the absence of scattering the wire conductivity is equal to $e^2N/\pi\hbar$ with N being an integer and has a step-like dependence on the carrier concentration. Problems of quantum wire fabrication and prospects of their practical application are discussed.

Квантовые нити представляют собой полупроводниковые структуры, в которых движение носителей в двух направлениях резко ограничено, так что его энергия носит квантованный характер. Показано, что при отсутствии рассеяния носителей проводимость нитей равна $e^2N/\pi\hbar$, где N – целое число, и зависит ступенчатым образом от концентрации носителей в нити. Обсуждаются возможности практического изготовления квантовых нитей и перспективы их приборного применения.

© Шик А.Я., 1997

КВАНТОВЫЕ НИТИ

А. Я. ШИК

Санкт-Петербургский технический университет

ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниковых структурах, где движение электронов по одной из координат ограничено, начинают проявляться эффекты квантования вдоль этой координаты. В результате свободное движение электронов из трехмерного становится двумерным, что кардинально меняет большинство электронных свойств и является причиной новых интересных эффектов, в том числе квантового эффекта Холла.

Вполне естественно сделать еще один шаг на этом пути и создать (или по крайней мере попытаться это сделать) одномерные электронные системы, часто называемые квантовыми нитями. Для этого необходимо иметь нечто действительно напоминающее тонкую нить, где движение электронов резко ограничено в двух направлениях и лишь вдоль оси нити (будем называть ее осью x) остается свободным. При этом за счет малых поперечных размеров нити движение в плоскости yz квантуется, и его энергия может принимать лишь некоторые дискретные значения E_i , $i = 1, 2, \dots$, так что полный закон дисперсии имеет вид

$$E = E_i + \frac{p_x^2}{2m}, \quad (1)$$

где m – эффективная масса электронов. Видно, что каждому дискретному уровню E_i соответствует целый набор возможных состояний, отличающихся импульсом p_x . При этом обычно говорят не об уровне, а о подзоне размерного квантования с номером i .

Как уже говорилось, переход от трех- к двумерным электронным системам раскрыл перед исследователями целую новую область с большим количеством принципиально новых физических явлений. Можно надеяться, что то же самое произойдет и при новом шаге в область одномерных систем.

МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ

К тому времени, когда экспериментальные исследования квантовых нитей начали разворачиваться во многих лабораториях мира (а произошло это буквально несколько лет назад), технология двумерных электронных систем уже достигла высокой степени совершенства и получение таких структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии стало в достаточной степени рутинной процедурой. Поэтому большинство способов изготовления квантовых нитей основываются на том, что в системе с двумерным электронным газом (как правило, на основе гетероструктур) тем или иным способом

ограничивается движение электронов еще в одном из направлений. Для этого есть несколько способов.

Наиболее очевидный из них — это непосредственное “вырезание” узкой полоски с помощью литографической техники (рис. 1, а). При этом для получения электронных нитей шириной в сотни ангстрем, где квантование энергий электронов будет заметным, необязательно делать полоски именно такой ширины, что требует литографической техники сверхвысокого разрешения. Дело в том, что на боковых гранях вытравленной полоски, как и на свободной поверхности полупроводника, образуются поверхностные состояния, создающие, как правило, слой обеднения. Этот слой вызывает дополнительное сужение проводящего канала, в результате чего квантовые эффекты можно наблюдать и в полосках большей ширины — порядка десятой доли микрона.

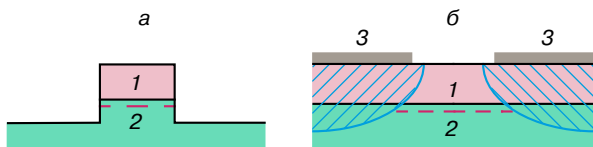


Рис. 1. Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми нитями, полученные с помощью субмикронной литографии за счет вытравливания узкой полоски из самой структуры (а) или щели в затворе Шоттки (б): 1 – полупроводник с широкой запрещенной зоной (например, AlGaAs), 2 – полупроводник с узкой запрещенной зоной (например, GaAs), 3 – металлический затвор. Образующийся вблизи гетерограницы узкий электронный канал показан штриховой линией. Заштрихованы области обеднения электронами

Можно поступить и иначе. Поверхность полупроводниковой структуры покрывают металлическим электродом, создающим с полупроводником контакт Шоттки и имеющим узкую щель (рис. 1, б). Если гетерограница находится достаточно близко от поверхности, в слое обеднения, то двумерные электроны на границе будут отсутствовать всюду, кроме узкой области под щелью. Такой тип одномерной структуры обладает дополнительным преимуществом: меняя напряжение на затворе, мы можем управлять эффективной шириной квантовой нити и концентрацией носителей в ней.

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ

Все основные свойства электронных нитей определяются их законом дисперсии, то есть зависимостью энергии от импульса, даваемой формулой (1). В этой связи очень интересно сравнить между собой электронные системы различных размерностей: массивные полупроводники с законом дисперсии $E = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m$, двумерные структуры с

законом дисперсии $E = E_N + (p_x^2 + p_y^2)/2m$ и квантовые нити (формула (1)). Несмотря на внешнюю похожесть приведенных формул, разное число измерений, по которым электроны могут свободно двигаться, вызовет качественную разницу почти во всех свойствах.

Важнейшей характеристикой электронной системы наряду с ее законом дисперсии является плотность состояний, то есть число состояний в единичном интервале энергии. Поскольку электроны подчиняются принципу Паули, то плотность состояний определит то максимальное число электронов, которое может разместиться в данном интервале энергий, а уж распределение электронов по энергиям определит все их остальные свойства.

Основной вопрос здесь заключается в следующем: насколько должны отличаться импульсы двух электронов, чтобы они могли считаться принадлежащими к различным квантовым состояниям и не подчиняться принципу Паули? Пусть размер образца вдоль оси x равен L_x . Из соотношений неопределенности квантовой механики следует, что при этом неопределенность импульса p_x будет равна $2\pi\hbar/L_x$ и, следовательно, различными могут считаться состояния со значениями импульса, различающимися на $2\pi\hbar/L_x$ ¹. Аналогичные рассуждения относятся и к другим направлениям, в которых электроны двигаются как свободные.

Теперь мы можем вычислить важную промежуточную характеристику системы $G(E)$ — полное число состояний, имеющих энергию, меньшую, чем E . В трехмерном случае $G(E) = \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z \times L_x L_y L_z / (2\pi\hbar)^3 \equiv V_p(E) \cdot V / (2\pi\hbar)^3$, где V — объем образца, а V_p — объем так называемого импульсного пространства, то есть области в осях p_x, p_y, p_z , для которой энергия электрона $(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m$ меньше, чем E . Легко понять, что эта область представляет собой шар радиусом $\sqrt{2mE}$ и объемом $(4\pi/3)(2mE)^{3/2}$, так что окончательно в трехмерном случае $G(E) = \sqrt{2}(mE)^{3/2}V / (3\pi^2\hbar^3)$.

Очевидно, что $G(E)$ образовалось суммированием всех состояний с энергиями от 0 до E . При этом интересующая нас плотность состояний вблизи заданной энергии будет определяться производной G по энергии. Кроме того, обычно интересуются плотностью состояний в расчете не на весь образец, а на единицу объема и учитывают то, что в каждом состоянии могут находиться два электрона с противоположными спинами. Это дает окончательную формулу для трехмерной плотности состояний:

$$g_3(E) = \frac{2 dG}{V dE} = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E}. \quad (2)$$

¹ В учебниках статистической физики это утверждение доказывается более строго.

В двумерном случае для каждого из квантово-размерных уровней с энергией E_N полное число состояний $G_N(E) = m(E - E_N)S/(2\pi\hbar^2)$, S – площадь образца. Плотность состояний, которая в этом случае вычисляется на единицу площади, определяется суммой по всем уровням, энергии которых E_N лежат ниже E :

$$g_2(E) = \frac{2}{S} \sum_N \frac{dG_N}{dE} = \sum_N \frac{m}{\pi\hbar^2}. \quad (3)$$

Наконец, для каждого уровня E_i квантовой нити длиной L $G_i = \sqrt{2m(E - E_i)}L/(\pi\hbar)$ и плотность состояний на единицу длины

$$g_1 G = \frac{2}{L} \sum_i \frac{dG_i}{dE} = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \sum_i \frac{1}{\sqrt{E - E_i}}. \quad (4)$$

На рис. 2 схематично показаны функции плотности состояний для всех обсуждавшихся случаев. Видно, что они носят качественно различный характер. В трехмерном случае плотность состояний

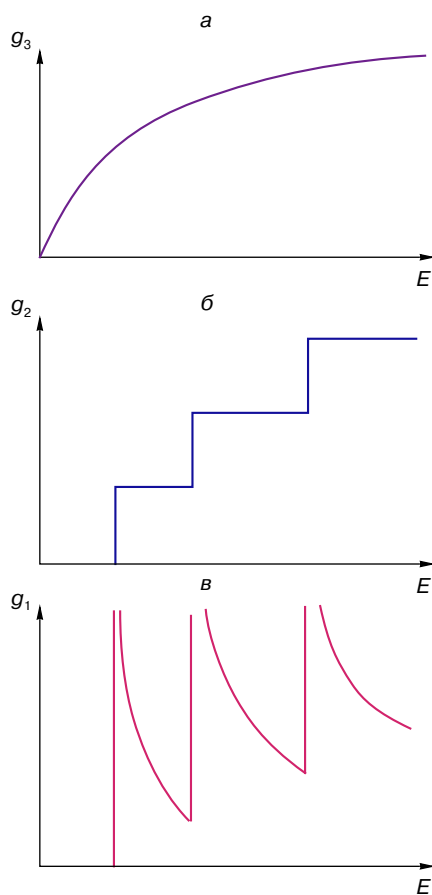


Рис. 2. Плотность состояний в массивном трехмерном полупроводнике (а), в двумерных электронных структурах – квантовых ямах (б) и одномерных структурах – квантовых нитях (в)

монотонно растет с энергией, в двумерном случае имеет вид горизонтальных ступенек, а в квантовых нитях неограниченно растет каждый раз, когда мы приближаемся сверху к энергии очередного квантового уровня.

БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ

Обратимся к вопросу о проводимости квантовых нитей. Наиболее интересен случай коротких нитей длиной L , меньшей длины свободного пробега электронов, которая определяется рассеянием на примесях и дефектах нити. При этом электрон, вылетев из одного контакта, долетает до другого контакта без столкновений, как снаряд, выпущенный из пушки. Такая аналогия привела к тому, что рассматриваемые бесстолкновительные структуры часто называют баллистическими.

Пусть имеется баллистическая одномерная структура, снабженная металлическими контактами, между которыми мы приложили напряжение V . Контакты можно рассматривать как электронные резервуары, характеризуемые химическими потенциалами μ_1 и μ_2 , причем $\mu_1 - \mu_2 = eV$. Для простоты будем считать температуру достаточно низкой, так что электроны в резервуарах полностью вырождены. В области энергий $E < \mu_2$ состояния в левом и правом контактах полностью заполнены, так что электроны из этих состояний не могут создавать тока в цепи. Такой ток связан исключительно с электронами из энергетического интервала $\mu_2 < E < \mu_1$, где в левом контакте есть электроны, вылетающие в нить, а состояния правого контакта пусты и способны эти электроны принять. Вычислим величину возникающего тока.

Если электрон имеет импульс p_x и, следовательно, скорость p_x/m , то его вклад в ток равен ep_x/Lm . Для получения полного тока I нам необходимо сложить такие вклады от всех электронов нити с энергиями в интервале от μ_2 до μ_1 :

$$I = \frac{e}{mL} \sum_{i, p_x} p_x, \quad (5)$$

$$\mu_2 < E_i + \frac{p_x^2}{2m} < \mu_1.$$

Если разность $\mu_1 - \mu_2$ мала, то интересующие нас электроны существуют только в подзонах с энергиями $E_i < \mu_2$, причем импульсы их лежат в интервале длиной $\Delta p = eVm/p$ вблизи импульса $p = \sqrt{2m(\mu_2 - E_i)}$. Из сказанного в разделе “Плотность состояний” следует, что в интервале Δp есть $\Delta p \cdot L/(2\pi\hbar)$ различных электронных состояний и окончательно из формулы (5) имеем $I = e^2VN/(2p\hbar)$, где N – число уровней (подзон), лежащих ниже уровня химического потенциала, то есть содержащих электроны.

Итак, наши выкладки привели к тому, что проводимость баллистической квантовой нити

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi\hbar} N. \quad (6)$$

Эта формула примечательна и заслуживает особого обсуждения. Она носит общий характер и не зависит ни от характеристик нити (за исключением числа заполненных уровней), ни от условий измерений. В ней не содержится ничего, кроме мировых констант – постоянной Планка и заряда электрона.

Универсальность полученной формулы проявляется и в другом. Мы предполагали, что электроны в нашей системе описываются моделью эффективной массы, так что их свободное движение вдоль оси нити характеризуется квадратичной зависимостью энергии от импульса (1). Однако формула (6) остается справедливой и при произвольном законе дисперсии $E(p_x)$. При этом скорость электрона с заданным p_x равна dE/dp_x , а число состояний в интервале энергий ΔE составляет $\frac{L}{2\pi\hbar} \left(\frac{dE}{dp_x}\right)^{-1} \Delta E$. Интегрируя их произведение по интервалу энергий eV , мы по-прежнему получаем формулу (6).

Необходимо обратить внимание еще на один важный вопрос. Наличие конечной проводимости у системы означает, что при приложении к ней напряжения V в системе протекает ток и происходит выделение энергии, равное σV^2 в единицу времени. Это аналог эффекта Джоуля–Ленца в обычном проводнике. Физика джоулевых потерь хорошо известна: электроны, разгоняющиеся в электрическом поле, отдают энергию кристаллической решетке за счет столкновений. Но в баллистической нити электронных столкновений нет! Откуда же берутся тепловые потери? Они происходят не в самой нити, а в контактах, причем в обоих контактах поровну. Известно, что в системе вырожденных электронов весь токоперенос осуществляется электронами на уровне Ферми. Иными словами, все электроны, поступающие в левый контакт из внешней цепи, имеют энергию μ_1 . Уходят же из контакта в нить электроны из интервала энергий $\mu_2 < E < \mu_1$, то есть со средней энергией $(\mu_1 + \mu_2)/2$. Таким образом, если мы считаем, что распределение электронов в левом контакте равносильно и не меняется со временем, то каждый электрон, приходящий из внешней цепи, должен за счет рассеяния в контакте отдать кристаллической решетке энергию, в среднем равную $(\mu_1 - \mu_2)/2$. Аналогичная ситуация и в правом контакте. В него из нити поступают электроны с энергиями от μ_2 до μ_1 . Приходя в равновесие, они должны “остыть” до значения μ_2 и тем самым отдать энергию, также в среднем равную $(\mu_1 - \mu_2)/2$.

Интересно проследить, как зависит проводимость баллистической нити от концентрации электронов в ней. Концентрацию можно менять с помощью на-

пряжения, прикладываемого к дополнительному электроду, отделенному диэлектриком (как в МДП-структурах).

Если температура достаточно низка, то электроны заполняют состояния с наименьшими энергиями. В каждом состоянии, согласно принципу Паули, может располагаться по два электрона с противоположными спинами. Полное число возможных состояний можно сосчитать так же, как это было сделано при выводе формулы (6) для проводимости. Легко показать, что пока число электронов на единицу длины нити n меньше, чем $2\sqrt{2m(E_2 - E_1)}/\pi\hbar$, все они располагаются на первом квантовом уровне и проводимость нити $\sigma = e^2/\pi\hbar$. Как только концентрация превысит указанное значение, часть электронов будет вынуждена разместиться на втором уровне и в проводимости появится дополнительный член $e^2/\pi\hbar$, описывающий вклад этого уровня. Иными словами, проводимость скачком возрастет. Такие скачки будут происходить всякий раз, когда электроны начинают заполнять очередной уровень. В целом зависимость $\sigma(n)$ должна иметь ступенчатый вид, причем высота этих ступенек равна универсальной величине $e^2/\pi\hbar$.

Если нить не является достаточно короткой и высококачественной, то электрон на пути от контакта до контакта может испытать рассеяние на примеси или ином дефекте нити. Такое рассеяние является упругим, то есть происходит без изменения энергии. Если электрон остается на том же квантовом уровне E_N , то упругое рассеяние можно осуществить лишь одним образом: сменить импульс p_x вдоль оси нити на $-p_x$, то есть повернув строго назад¹. Естественно, что ток при этом уменьшается. Если для электрона N -го уровня вероятность такого отражения равна R_N , то вместо формулы (6) будем иметь

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_N (1 - R_N). \quad (7)$$

За счет зависимости коэффициентов отражения R_N от энергии электронов, а также за счет теплового размытия функции распределения носителей ступеньки, даваемые формулой (7), могут быть несколько размыты, однако в реальных высококачественных структурах они могут наблюдаться очень отчетливо.

Экспериментальные исследования описанного квантования проводимости в коротких нитях обычно проводятся на структурах, представляющих собой, строго говоря, не нить как таковую, а так называемый точечный контакт, то есть узкую переемычку,

¹ В трех- и двумерном случаях возможности для упругого рассеяния значительно больше: вектор импульса, не меняясь по величине, может повернуться на любой угол по отношению к своему начальному направлению.

соединяющую между собой два участка двумерного электронного газа достаточно большой площади. Формально это как бы нить, имеющая длину, сравнимую с ее шириной, причем последняя имеет достаточно малую величину. Квантование проводимости должно наблюдаться и в таких структурах (это неудивительно, поскольку окончательная формула (6) не содержит никаких конкретных параметров, описывающих размеры и форму нити). На рис. 3 показаны результаты одного из первых наблюдений квантования проводимости в точечном контакте, полученные в 1988 году.

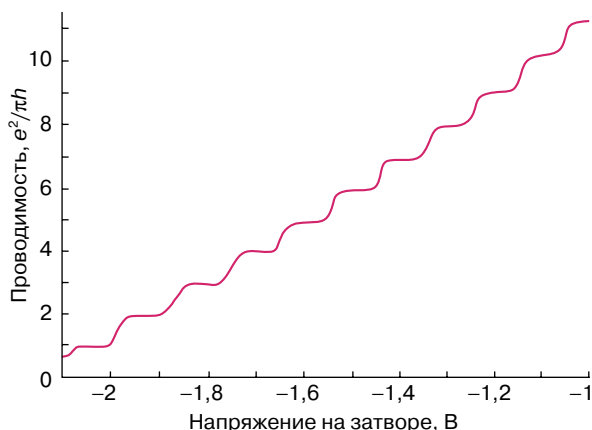


Рис. 3. Экспериментальная зависимость проводимости квантовой нити (точечного контакта) от напряжения на затворе, определяющего концентрацию носителей (*Wees B. J. von et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 848*)

КРАЕВЫЕ СОСТОЯНИЯ И КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Для читателей, которые хотя бы поверхностно знают о том, что такое квантовый эффект Холла, формула (6) может показаться знакомой. Действительно, именно таким выражением описывается холловская проводимость двумерных электронных систем в сильных магнитных полях, когда электроны заполняют целое число уровней Ландау. Оказывается, что такое совпадение не случайно. Несмотря на то что при отсутствии магнитного поля одномерные системы, какими являются квантовые нити, принципиально отличаются от двумерных электронных систем, последние в сильном магнитном поле приобретают черты, свойственные квантовым нитям.

Чтобы понять, в чем здесь дело, надо рассмотреть общие черты динамики двумерных электронов в магнитном поле **H**, перпендикулярном их плоскости. Это можно было бы сделать строго формально путем решения соответствующего уравнения Шрёдингера. Но мы для простоты и наглядности огра-

ничимся квазиклассическим рассмотрением электронных траекторий.

Как известно, сила **F**, действующая со стороны магнитного поля на заряженную частицу, всегда перпендикулярна вектору ее скорости **v**: $\mathbf{F} = (e/c)[\mathbf{v}\mathbf{H}]$. На рис. 4 показаны классические траектории движения двумерных электронов в магнитном поле, перпендикулярном их плоскости. В глубине образца, где другие силы на электрон не действуют, он будет совершать круговое вращение с частотой $\omega_c = eH/mc$, называемой циклотронной частотой. Согласно законам квантовой механики, энергия такого периодического движения квантуется, то есть может принимать лишь определенные дискретные значения $E_N = \hbar\omega_c(N + 1/2)$, $N = 0, 1, 2, \dots$, называемые уровнями Ландау.

Совсем иначе ведут себя электроны, находящиеся вблизи границы образца. Как видно на рис. 4, за счет многократных отражений от границы они получают возможность поступательного движения вдоль края. Это движение может быть охарактеризовано некоторым значением импульса p_x и кинетической энергией E . Таким образом, динамика приграничных двумерных электронов в сильном магнитном поле напоминает динамику в квантовых нитях, где электроны могут свободно двигаться в одном направлении и резко ограничены в своем движении в двух других. Разумеется, зависимость энергии E от импульса p_x не обязана быть и действительно не является квадратичной. Но, как мы уже говорили, формула (6) носит универсальный характер и справедлива при любом законе дисперсии.

И еще одно важное замечание. В квантовой нити без магнитного поля ток, параллельный оси нити, создается электрическим полем, имеющим то же самое направление. В магнитном поле сила, действующая на электрон со стороны электрического поля (сила Лоренца), перпендикулярна как электрическому, так и магнитному полю. Поэтому формула типа (6) в данном случае будет связывать между собой x -компоненту электрического поля с y -компонентой тока и наоборот. Итак, мы можем окончательно утверждать, что в двумерном электронном газе в сильном магнитном поле недиагональная, холловская компонента проводимости дается выражением (6), что и составляет основное содержание квантового эффекта Холла.

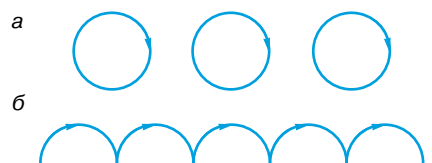


Рис. 4. Траектории двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле в глубине образца (а) и вблизи границы (б)

Важным отличием от нити является тот факт, что вдоль данной границы электроны могут двигаться лишь в одну сторону. Движение в другую сторону осуществляется вдоль противоположной границы образца. При этом становится невозможным отражение электронов, то есть смена знака импульса за счет упругого рассеяния на примесях или дефектах. Такой процесс требовал бы перескока электрона на макроскопическое расстояние от одной границы до другой, что невозможно при рассеянии. Поэтому в отличие от нитей, где рассеяние носителей назад способно привести к значительным отклонениям проводимости от универсального значения (6) (см. формулу (7)), в условиях квантового эффекта Холла данный результат является точным.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ

Исследования квантовых нитей только разворачиваются, и возможности практического приборного применения подобных структур исследованы еще недостаточно. Четко просматривается пока одна такая область, связанная с полупроводниковыми лазерами.

Для работы лазера в режиме генерации необходимо, чтобы усиление света в резонаторе было больше полных потерь. При равенстве полных потерь в резонаторе для достижения порога генерации нужно инжектировать в активную область лазера тем меньше носителей, чем больше плотность состояний вблизи края зоны. Это означает, что для уменьшения порогового тока (важнейшей характеристики инжекционных лазеров, которую желательно делать как можно меньше) следует иметь

структуру с высокой плотностью состояний. В свое время значительный прогресс в создании лазеров был связан с использованием полупроводниковых структур, содержащих квантовые ямы. Причина этого становится ясной после сравнения рис. 2, *а* и *б*, где видно, что плотность состояний вблизи края зоны в квантовых ямах имеет конечную величину, то есть значительно превосходит плотность состояний в массивном полупроводнике, обращаясь в нуль на краю. Рисунок 2, *в* указывает на то, что в квантовых нитях можно ожидать еще большего улучшения характеристик лазеров из-за обращения плотности состояний в бесконечность. Разумеется, в реальных структурах из-за уширения квантовых уровней за счет рассеяния носителей плотность состояний будет иметь конечное значение, но тем не менее в квантовых нитях высокого качества можно рассчитывать на дальнейшее снижение порогового тока.

Будущие исследования квантовых нитей, безусловно, откроют и другие перспективы их приборного применения.

* * *

Александр Яковлевич Шик, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики полупроводников Санкт-Петербургского технического университета, зав. лабораторией квантовых элементов наноэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Область научных интересов: физика низкоразмерных электронных систем, гетероструктур и сверхрешеток, физика неупорядоченных систем. Автор более 270 научных работ, в том числе двух монографий.