

PACS: 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p

Ю.А.Кругляк, д.х.н.

Одесский государственный экологический университет

Н.Е.Кругляк, к.х.н.

Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова

## УРОКИ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. 2. МОДЕЛЬ УПРУГОГО РЕЗИСТОРА И НОВАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАКОНА ОМА В КОНЦЕПЦИИ «СНИЗУ – ВВЕРХ»

*В рамках концепции «снизу – вверх» современной наноэлектроники рассматриваются модель упругого резистора, баллистический и диффузионный транспорт, моды проводимости и дается новая формулировка закона Ома.*

**Ключевые слова:** наноэлектроника, молекулярная электроника, снизу-вверх, электрический ток, упругий резистор, моды проводимости, закон Ома.

**Введение.** Как показано в [1], ток порождается «подготовкой» двух контактов 1 и 2 с фермиевскими функциями  $f_1(E)$  и  $f_2(E)$ . Отрицательному контакту 1 соответствует большее значение электрохимического потенциала, а положительному – меньшее значение. Отрицательный контакт стремится передать электроны в канал проводимости, а положительный контакт стремится извлечь электроны из канала проводимости. Это справедливо для любых проводников – и наноразмерных и макроразмерных.

Настоящее сообщение посвящено модели упругого резистора в качестве полезной идеализации, обеспечивающей физически корректное объяснение работы наноразмерных проводников и открывающей возможности для новой интерпретации работы макроразмерных устройств. Концепция «упругого резистора» была предложена Рольфом Ландауэром в 1957 году [2 – 4] задолго до ее экспериментального подтверждения в нанотранзисторах [5]. Концепция «упругого резистора», строго говоря, является идеализацией, но она надежно подтверждена многочисленными экспериментальными данными для ультрамалых нанотранзисторов [6]. Развитие концепции упругого резистора [7 – 10] привело к созданию единой картины транспортных явлений в электронных устройствах любой размерности.

В модели упругого резистора электроны проскакивают канал проводимости от истокового контакта S (Source) к стоковому D (Drain) упруго, без потери или приобретения энергии (рис. 1).

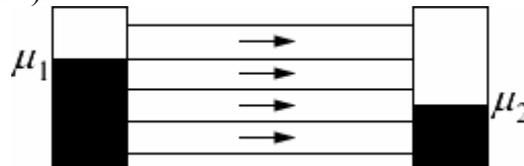


Рис. 1 – В упругом резисторе электроны движутся баллистически по каналам с постоянной энергией.

В упругом резисторе ток в промежутке с энергией от  $E$  до  $E+dE$  отделен от каналов с другими значениями энергии, что позволяет нам записать для тока в дифференциальной форме

$$dI = dE G(E)(f_1(E) - f_2(E)), \quad (1)$$

а после интегрирования получить выражение для полного тока. Используя далее выражение (14) из [1]

$$f_1(E) - f_2(E) = \frac{qV}{kT} F_T(E, \mu_0) = \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) qV,$$

получим выражение для низковольтной проводимости (линейный отклик)

$$G \equiv \frac{I}{V} = \int_{-\infty}^{+\infty} dE \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) G(E), \quad (2)$$

в котором отрицательную производную  $(-\partial f_0/\partial E)$  можно представить себе в виде прямоугольного импульса, площадь которого равна единице при ширине  $\sim \pm 2 kT$  (рис. 3 [1]). Согласно (2), функция проводимости  $G(E)$  для упругого резистора, будучи усредненной по интервалу  $\sim \pm 2 kT$ , включающему значение электрохимического потенциала  $\mu_0$  дает экспериментально измеряемую проводимость  $G$ . При низких температурах можно просто использовать значение  $G(E)$  при  $E = \mu_0$ .

Такой энергетический подход к проводимости в модели упругого резистора дает существенное упрощение в понимании причин тока, хотя и звучит парадоксально, поскольку мы традиционно связываем ток  $I$ , текущий по проводнику с сопротивлением  $R$ , с джоулевым теплом  $I^2 R$ . Как можно говорить о сопротивлении, если движущиеся по проводнику электроны не теряют энергию?

Ответ на этот вопрос следующий: поскольку электроны не теряют энергию при движении по упругому резистору, потеря энергии происходит на границах проводника с истоковым и стоковым контактами, на которых и происходит диссипация джоулева тепла. Иначе говоря, упругий резистор, характеризуемый сопротивлением  $R$  канала проводимости, диссипирует джоулево тепло  $I^2 R$  за пределами канала проводимости. На это указывают различные многочисленные экспериментальные измерения, косвенные и прямые, на наноразмерных проводниках [11, 12], не говоря уже о том, что диссипация тепла, будь она шла бы на одиночной молекуле или на нанопроводнике привела бы к их сгоранию, и общее мнение сейчас таково, что сгорания в реальных экспериментах не происходит, поскольку подавляюще большая часть тепла генерируется на контактах, которые достаточно массивны и тем самым с достаточной легкостью диссипируют тепло.

В понятие упругого резистора не вкладывается обязательного следования электроном по прямолинейной траектории от истока к стоку, допускается и «диффузионное» движение с переменным вектором импульса, но без изменения энергии.

Модель упругого резистора вводится не только в качестве полезного понятия для объяснения работы наноразмерных устройств, но также и потому, что эта модель позволяет объяснить такие транспортные свойства как проводимость в макроразмерных проводниках. Именно эта модель делает концепцию «снизу – вверх» [9 – 10] столь эффективной в объяснении транспортных явлений в целом. Еще вернемся к этому утверждению позже, а сейчас получим выражение для проводимости упругого резистора.

**Проводимость упругого резистора.** Следуя духу концепции «снизу – вверх», рассмотрим простейший упругий резистор с одним каналом энергии  $\varepsilon$ , с которой электрон проскакивает от истока к стоку (рис. 2).

Напомним, что в результате приписывания электрону отрицательного заряда, что уже изменить невозможно, контакт с большим напряжением D имеет меньший электрохимический потенциал, а движение электрона по каналу происходит от большего значения электрохимического потенциала к меньшему, так что направление тока противоположно реальному движению электронов от истока S к стоку D. Фактически, всегда имеется в виду, что речь идет о токе реальных электронов, а не о токе в привычном звучании.

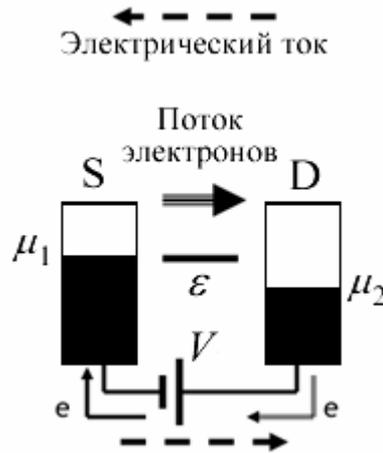


Рис. 2 – Одноуровневая модель упругого резистора с энергией в канале  $\varepsilon$ .

Результирующий одноканальный ток будет

$$I = \frac{q}{t} (f_1(\varepsilon) - f_2(\varepsilon)), \quad (3)$$

где  $t$  есть время, затрачиваемое электроном на прощок от истока S к стоку D. Теперь можно выражение (3) обобщить на произвольный упругий резистор (рис. 1) с произвольной плотностью состояний  $D(E)$ , имея в виду, что все энергетические каналы в упругом резисторе проводят независимо друг от друга и в параллельном режиме. Выпишем вначале выражение для тока в канале с энергией от  $E$  до  $E+dE$

$$dI = dE \frac{D(E)q}{2t} (f_1(E) - f_2(E)), \quad (4)$$

в котором учтено, что в таком канале имеется  $D(E)dE$  состояний, из которых только половина дает вклад в ток от истока S к стоку D. Интегрируя, получим выражение для тока по упругому резистору

$$I = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{+\infty} dE G(E) (f_1(E) - f_2(E)), \quad (5)$$

где

$$G(E) = \frac{q^2 D(E)}{2t(E)}. \quad (6)$$

Если разность  $\mu_1 - \mu_2 = qV$  за счет напряжения на контактах  $V$  намного меньше, чем  $kT$ , вправе воспользоваться ур-ем (14) [1] и написать

$$I = V \int_{-\infty}^{+\infty} dE \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) G(E), \quad (7)$$

что и приводит к ур-ю (2). В общем случае

$$G = \frac{q^2 D}{2t}, \quad (8)$$

однако, нужно помнить, что плотность состояний  $D$  и время пролета  $t$  в общем случае зависят от энергии и должны быть усреднены в пределах  $\pm 2kT$ , включающих электрохимический потенциал  $\mu_0$ . Это выражение представляется правильным и на

интуитивном уровне. Оно утверждает, что проводимость пропорциональна произведению двух факторов, а именно: наличию состояний ( $D$ ) и легкости, с которой электрон преодолевает расстояние от истока к стоку ( $1/t$ ). Это ключевой результат для дальнейшего обсуждения. Сейчас же мы перейдем к более подробному рассмотрению диссипации тепла упругим резистором.

**Диссипация тепла упругим резистором.** Сопротивление  $R$  упругого резистора определяется каналом, а соответствующее тепло  $I^2R$  выделяется вне канала проводимости. Рассмотрим подробнее эту ситуацию на примере одноуровневой модели упругого резистора с энергией в канале  $\varepsilon$  (рис. 2). Каждый раз когда электрон из истока баллистически проскакивает канал, он оказывается в состоянии «горячего электрона» на стоке с энергией  $\varepsilon$ , превышающей электрохимический потенциал стока  $\mu_2$  (рис. 3).

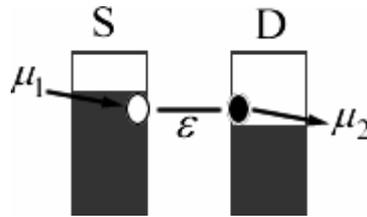


Рис. 3 – Мгновенная картина после проскока электрона с истока на сток с энергией в канале  $\varepsilon$ , превышающей электрохимический потенциал стока  $\mu_2$ .

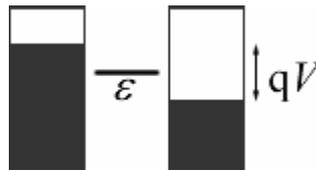


Рис. 4 – После баллистического пролета электрона с истока на сток по каналу с энергией  $\varepsilon$ , на истоке выделяется энергия  $\mu_1 - \varepsilon$ , а на стоке – энергия  $\varepsilon - \mu_2$ , и контакты снова находятся в равновесии.

Диссипационные процессы в стоковом контакте быстро рассеивают избыток энергии  $\varepsilon - \mu_2$ . Подобным же образом на истоковом контакте «дырка» с энергией  $\varepsilon$ , меньшей электрохимического потенциала истока  $\mu_1$  заполняется электроном, а избыток энергии  $\mu_1 - \varepsilon$  диссипирует на истоке (рис. 4).

Суммарная энергия, диссипирующая на контактах, равна  $\mu_1 - \mu_2 = qV$ . Если  $N$  электронов проскакивают с истока на сток за время  $t$ , то на контактах диссипирует мощность

$$P = V \cdot I = qV \cdot N/t. \quad (9)$$

Таким образом, тепло, выделяемое при прохождении тока по упругому резистору, рассеивается на контактах, чему уже достаточно имеется экспериментальных подтверждений на нано- и мезоразмерных проводниках [13]. Привлекательность модели упругого резистора состоит в том, что механические и термодинамические процессы пространственно разделены.

**Модель упругого резистора и макропроводники.** Естественно задаться вопросом о применимости и пользе модели упругого резистора для объяснения и понимания физики явления протекания тока в обычных макропроводниках, движение электронов в которых очевидно неупругое. В макропроводниках неупругие процессы совмещены с упругими и беспорядочно распределены по всему проводнику (рис. 5).

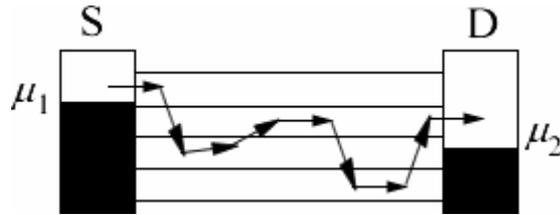


Рис. 5 – В макропроводниках неупругие процессы совмещены с упругими.

Разобьем такой макропроводник с беспорядочно распределенными неупругими столкновениями на последовательность упругих резисторов (рис. 6) длины  $L$ ,

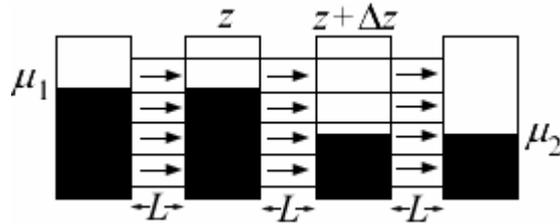


Рис. 6 – Гипотетическое разбиение реального макропроводника на серию упругих резисторов.

намного меньшей длины реального макропроводника и с перепадом напряжения между соседними упругими резисторами, составляющим лишь незначительные доли от разности потенциалов на концах реального проводника  $\mu_1 - \mu_2 = qV$ . В разбиении длины  $L$  должны быть меньше длины  $L_{in}$ , представляющей собой среднюю длину пробега электрона до очередного неупругого столкновения. Кроме условия  $L < L_{in}$  должно при разбиении соблюдаться также требование падения напряжения между соседними упругими резисторами  $\Delta V < kT/q$ .

Разбиение крупного проводника на упругие резисторы требует некоторой осторожности. Как будет показано ниже, стандартное выражение для закона Ома следует заменить на

$$R = \rho(L + \lambda) / A, \quad (10)$$

где  $A$  – площадь поперечного сечения проводника и в котором дополнительное сопротивление  $\rho\lambda/A$  не зависит от длины проводника и может быть интерпретировано как пограничное сопротивление, возникающее на границе канал/контакт. В выражении (10)  $\lambda$  есть длина, близкая к средней длине свободного пробега, так что такая модификация закона Ома существенная лишь для баллистических проводников ( $L \sim \lambda$ ) и не существенна для крупных проводников ( $L \gg \lambda$ ). Однако, концептуально это дополнительное сопротивление окажется исключительно важным, если пользоваться гипотетической структурой на рис. 6 для объяснения реальной ситуации на рис. 5. Структура на рис. 6 имеет много пограничных поверхностей раздела, отсутствующих в реальной ситуации (рис. 5), так что следует избавиться от этих виртуальных границ. Например, если каждая секция длины  $L$  на рис. 6 характеризуется сопротивлением (10), то правильным выражением для проводника на рис. 5, например, длины  $3L$  будет

$$R = \rho(3L + \lambda) / A, \quad (11)$$

а не

$$R = \rho(3L + 3\lambda) / A. \quad (12)$$

Таким образом, для получения корректного выражения для проводимости длинного проводника в рамках модели упругого резистора следует аккуратно отделить пограничное сопротивление от сопротивления проводника, зависящего от его длины.

**Баллистический и диффузионный транспорт.** Как мы видели выше, проводимость упругого резистора дается выражением (8)  $G = q^2 D / 2t$ .

Покажем, что время пролета  $t$  через резистор длины  $L$  при диффузионном режиме с длиной свободного пробега  $\lambda$  связано с временем пролета при баллистическом режиме  $t_B$  соотношением

$$t = t_B \left( 1 + \frac{L}{\lambda} \right). \quad (13)$$

Подставим (13) в (8), учтем, что

$$G_B \equiv q^2 D / 2t_B, \quad (14)$$

и окончательно для проводимости в диффузионном режиме получим

$$G = \frac{G_B \lambda}{L + \lambda}. \quad (15)$$

Обращая проводимость (15), для закона Ома в новой формулировке получим

$$R = \frac{\rho}{A} (L + \lambda), \quad (16)$$

где 
$$\frac{\rho}{A} = \frac{1}{\sigma A} = \frac{1}{G_B \lambda}. \quad (17)$$

До сих пор речь шла о трехмерном резисторе с площадью поперечного сечения  $A$  (рис. 7).

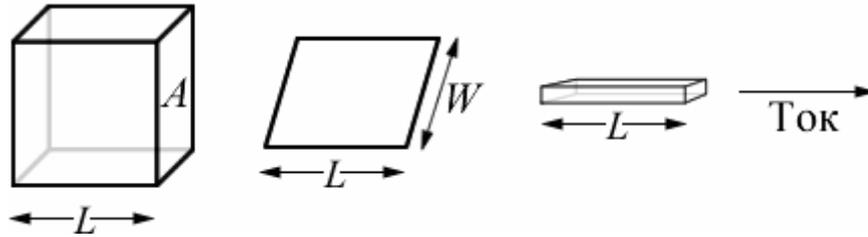


Рис. 7 – Проводники размерности 3d, 2d и 1d.

Разнообразные эксперименты выполняются на двухмерных проводниках шириной  $W$  с одномерным поперечным сечением. Для таких 2d-резисторов соответствующие выражения для закона Ома, очевидно, имеют вид

$$R = \frac{\rho}{W} (L + \lambda), \quad (18)$$

где

$$\frac{\rho}{W} = \frac{1}{\sigma W} = \frac{1}{G_B \lambda}. \quad (19)$$

Наконец, для одномерных проводников имеем

$$R = \rho (L + \lambda), \quad (20)$$

где

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{G_B \lambda}. \quad (21)$$

Запишем закон Ома компактно для проводников всех трех размерностей

$$R = \rho (L + \lambda) \left\{ 1, \frac{1}{W}, \frac{1}{A} \right\}, \quad (22)$$

где

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = G_B \lambda \left\{ 1, \frac{1}{W}, \frac{1}{A} \right\}. \quad (23)$$

Выражение в фигурных скобках соответствует 1d-, 2d- и 3d-проводникам. Заметим, что удельные сопротивление и проводимость имеют разную размерность в зависимости от размерности проводника, а проводимость и длина по-прежнему измеряются в сименсах и метрах.

Стандартный закон Ома утверждает, что сопротивление стремится к нулю при уменьшении длины проводника до нуля. Никто, конечно, не ожидает, что сопротивление обратится в нуль, но обычное общее мнение таково, что сопротивление стремится к некому пограничному сопротивлению, которое можно сделать произвольно малым по мере совершенствования измерительной техники. Что сейчас надежно установлено экспериментально, так это то, что при наиболее тщательно подготовленных контактах наименьшее наблюдаемое сопротивление связано с каналом проводимости и не зависит от контактов [14]. Модифицированный закон Ома отражает это обстоятельство: даже при приближении длины проводника к нулю остается остаточное сопротивление, связанное с эффективной длиной  $\lambda$ . Уместно, однако, спросить себя, какой смысл имеет говорить о ненулевой длине  $\lambda$  при нулевой длине проводника. Ответ состоит в том, что для наноразмерных проводников ни удельное сопротивление  $\rho$ , ни длина  $\lambda$  не имеют смысла порознь, существенно только их произведение.

**Баллистический и диффузионный транспорт.** Рассмотрим как плотность состояний  $D$  и время пролета  $t$  в выражении для проводимости (8) соотносятся с размерами канала в крупных проводниках. Что касается плотности состояний, то это аддитивное свойство. В два раза больший канал имеет в два раза больше электронных состояний, так что плотность состояний для крупных проводников должна быть пропорциональна объему проводника  $A \cdot L$ .

Что касается времени пролета  $t$ , обычно рассматривают два транспортных режима:

баллистический с  $t \sim L$  и диффузионный с  $t \sim L^2$ . Баллистическая проводимость пропорциональна площади поперечного сечения  $A$  проводника и, согласно (8), не зависит от длины проводника. Такое «неомическое» поведение действительно наблюдается в наноразмерных проводниках [15]. Что же касается проводников с диффузионным транспортным режимом, то они демонстрируют нормальное «омическое» поведение проводимости  $G \sim A/L$ .

Различие в двух транспортных режимах можно пояснить следующим образом. В баллистическом режиме время пролета от истока к стоку

$$t_B = \frac{L}{\bar{u}}, \quad (24)$$

где

$$\bar{u} = \langle |v_z| \rangle \quad (25)$$

есть среднее значение скорости электронов вдоль оси  $z$ , направления движения электронов от истока к стоку.

В случае диффузионного режима время  $t$  зависит от длины проводника квадратично

$$t = \frac{L}{\bar{u}} + \frac{L^2}{2D}, \quad (26)$$

где величина  $\bar{D}$  в рамках теории случайных блужданий [16] есть коэффициент диффузии

$$\bar{D} = \langle v_z^2 \tau \rangle, \quad (27)$$

где  $\tau$  есть время свободного пробега.

Используя определение (24), перепишем ур-е (26) в виде

$$t = t_B \left( 1 + \frac{L\bar{u}}{2\bar{D}} \right), \quad (28)$$

которое вместе с ур-ем (13) для длины  $\lambda$  дает значение

$$\lambda = \frac{2\bar{D}}{\bar{u}}. \quad (29)$$

Для вычисления констант  $\bar{u}$  по ур-ю (25) и  $\bar{D}$  по ур-ю (27) требуется усреднить скорость электронов в направлении их движения (ось  $z$ ) по всем угловым переменным в зависимости от размерности проводника  $d = \{1, 2, 3\}$ . Простые вычисления дают для

$$\text{1d-проводника } \langle |v_z| \rangle = v \text{ и } \langle |v_z^2| \rangle = v^2; \quad (30)$$

$$\text{2d-проводника } \langle |v_z| \rangle = 2v/\pi \text{ и } \langle |v_z^2| \rangle = v^2/2; \quad (31)$$

$$\text{3d-проводника } \langle |v_z| \rangle = v/2 \text{ и } \langle |v_z^2| \rangle = v^2/3, \quad (32)$$

так что в итоге

$$\bar{u} = \langle |v_z| \rangle = v(E) \left\{ 1, \frac{2}{\pi}, \frac{1}{2} \right\}, \quad (33)$$

$$\bar{D} = \langle v_z^2 \tau \rangle = v^2 \tau(E) \left\{ 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3} \right\}, \quad (34)$$

или окончательно для длины среднего свободного пробега  $\lambda$  имеем

$$\lambda = \frac{2\bar{D}}{\bar{u}} = v\tau \left\{ 2, \frac{\pi}{2}, \frac{4}{3} \right\}. \quad (35)$$

Подчеркнем, что длина  $\lambda$  включает численный множитель, зависящий от размерности проводника, сравнительно с ее стандартным значением  $\lambda = v\tau$ . Можно ли просто использовать это стандартное значение  $\lambda$ . Можно, но тогда в новой формулировке закона Ома (22) нужно не просто заменять  $L$  на  $L + \lambda$ , а на  $L$  прибавить  $\lambda$ , помноженное на численный фактор, зависящий от размерности проводника, либо пользоваться определением длины  $\lambda$  по (35). Любопытно, что этот фактор даже для одномерного проводника не равен единице, а равен двум. Величина  $\tau$  есть среднее время свободного пролета до очередного столкновения. Поскольку рассеяние предполагается изотропным, только половина актов столкновения ведет электрон от истока к стоку. С учетом обратного рассеяния значение длины  $\lambda$  для 1d-проводника оказывается равным  $2v\tau$ .

Теперь получим уравнение для баллистической проводимости. Из уравнений (14) и (24) имеем

$$G_B \equiv \frac{q^2 D \bar{u}}{2L}, \quad (36)$$

а после подстановки ур-я (33) получим

$$G_B \equiv \frac{q^2 D v}{2L} \left\{ 1, \frac{2}{\pi}, \frac{1}{2} \right\}. \quad (37)$$

Окончательно, подставляя в (23) уравнения (35) и (37) и учитывая (34) для удельной проводимости получим

$$\sigma = q^2 \bar{D} \frac{D}{L} \left\{ 1, \frac{1}{W}, \frac{1}{A} \right\}. \quad (38)$$

Итак, на основе общего выражения для проводимости (8) и времен пробега (24) и (26) получены выражения для проводимости в баллистическом режиме (38) и в диффузионном режиме (15).

**Моды проводимости.** Из ур-я (37) видно, что баллистическая проводимость пропорциональна плотности состояний на единицу длины проводника  $D/L$ . Поскольку плотность состояний пропорциональна объему, то можно ожидать, что баллистическая проводимость пропорциональна площади поперечного сечения  $A$   $3d$ -проводника или ширине  $W$   $2d$ -проводника.

Многочисленные эксперименты показывают [15], что для наноразмерных проводников баллистическая проводимость не изменяется линейно с их площадью поперечного сечения, а кратна кванту проводимости

$$G_B \equiv \frac{q^2}{h} M. \quad (39)$$

Другими словами, реальный проводник можно рассматривать как  $M$  независимых мод проводимости, дающих в сумме баллистическую проводимость. Учитывая (37), для числа мод проводимости получаем

$$M \equiv \frac{h D v}{2L} \left\{ 1, \frac{2}{\pi}, \frac{1}{2} \right\}, \quad (40)$$

а из уравнений (23) и (39) удельная проводимость выражается через число мод проводимости  $M$  и среднюю длину свободного пробега  $\lambda$

$$\sigma = \frac{q^2}{h} M \lambda \left\{ 1, \frac{1}{W}, \frac{1}{A} \right\}. \quad (41)$$

Более подробно концепцию мод проводимости рассмотрим в следующем сообщении.

Настоящая работа явилась результатом посещения одним из нас (ЮАК) курса лекций «Fundamentals of Nanoelectronics, Part I: Basic Concepts», прочитанного он-лайн в январе – феврале 2012 года проф. С.Датта (Supriyo Datta) в рамках инициативы Purdue University / nanoHUB-U [[www.nanohub.org/u](http://www.nanohub.org/u)].

### Список литературы

1. Кругляк Ю.А., Кругляк Н.Е. Уроки нанoeлектроники. 1. Причины возникновения тока в концепции «снизу–вверх» // Вісник Одеського держ. екологічного ун-ту.- 2012, В. 14.- С. 197 – 206.
2. Landauer Rolf. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // IBM J. Res. Dev. – 1957. – V. 1, N 3. – P. 223 – 231.
3. Landauer Rolf. Electrical resistance of disordered onedimensional lattices // Philos. Mag. – 1970. – V. 21. – P. 863 – 867.
4. Landauer Rolf. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // J. Math. Phys. – 1996. – V. 37, N 10. – P. 5259.

5. *Mitin Vladimir V., Kochelap Viatcheslav A., Stroschio Michael A.* Introduction to Nanoelectronics: Science, Nanotechnology, Engineering, and Applications. – Cambridge: Cambridge University Press. – 2012. – pp. 346.
6. *Мартинес-Дуарт Дж.М., Мартин-Палма Р.Дж., Агулло-Рueda Ф.* Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. – Москва: Техносфера. – 2007. – 368 с.
7. *Datta Supriyo.* Electronic Transport in Mesoscopic Systems.- Cambridge: Cambridge University Press. – 2001. – pp. 377.
8. *Datta Supriyo.* Quantum Transport: Atom to Transistor. – Cambridge: Cambridge University Press. – 2005. – pp. 404.
9. [www.nanohub.org/topics/ElectronicsFromTheBottomUp](http://www.nanohub.org/topics/ElectronicsFromTheBottomUp)
10. *Datta Supriyo.* Lessons from Nanoelectronics: A New Perspective on Transport. – Hackensack, New Jersey: World Scientific Publishing Company. – 2012. – pp. 340.
11. *Мартинес-Дуарт Дж.М., Мартин-Палма Р.Дж., Агулло-Рueda Ф.* Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. – Москва: Техносфера. – 2007. – 368 с.
12. *Драгунов В. П., Неизвестный И. Г., Гридчин В. А.* Основы наноэлектроники. – Москва: Логос. – 2006. – 496 с.
13. *Lundstrom M., Guo Jing.* Nanoscale Transistors: Physics, Modeling, and Simulation. – Berlin: Springer. – 2006. – pp. 300.
14. *Hoefflinger Bernd (Editor).* Chips 2020: A Guide to the Future of Nanoelectronics (Frontiers Collection). – Berlin: Springer-Verlag. – 2012. – pp. 505.
15. *Nazarov Yuli V., Blanter Yaroslav M.* Quantum Transport. Introduction to nanoscience.– Cambridge: Cambridge University Press. – 2009. – pp. 590.
16. *Berg Howard C.* Random walks in biology. – Princeton: Princeton University Press. – 1993. – pp. 152.

**Уроки наноелектроніки. 2. Модель пружнього резистора і нове формулювання закону Ома в концепції «знизу – нагору» . Кругляк Ю.О., Кругляк Н.Ю.**

*В рамках концепції «знизу – нагору» сучасної наноелектроніки розглядаються модель пружнього резистора, балістичний і дифузійний транспорт, моди провідності і дається нове формулювання закону Ома.*

**Ключові слова:** *наноелектроніка, молекулярна електроніка, знизу – нагору, електричний струм, пружний резистор. моди провідності, закон Ома.*

**Lessons of nanoelectronics. 2. Elastic resistor model and new Ohm's law by bottom – up approach  
Kruglyak Yu.A., Kruglyak N.E.**

*Elastic resistor model, ballistic and diffusion transport and new formulation of the Ohm's law are discussed in the frame of the bottom – up approach of modern nanoelectronics.*

**Keywords:** *nanoelectronics, molecular electronics, bottom – up, electric current, elastic resistor, conductivity modes, Ohm's law.*

*Надійшла до редакції 27.02.2012  
Прийнята до публікації 27.06.2012*