

УДК 539.23 + 546.26

ПРОЯВЛЕНИЕ КВАНТОВОГО РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК УГЛЕРОДА

В.М. Березин

Методом сканирующего электроннолучевого распыления получена серия тонкопленочных образцов углерода различной толщины. Измерена температурная зависимость удельного поверхностного сопротивления. Получен эффект перехода от полуметаллического характера проводимости к полупроводниковому с уменьшением толщины пленок. Эффект объясняется на основе теории квантового размерного эффекта электросопротивления.

Теория квантовых размерных эффектов (КРЭ) в тонких пленках развита достаточно давно [1, 2, 3]. Известны и некоторые экспериментальные результаты, указывающие на проявления КРЭ [4, 5]. Однако по углеродным пленкам известных данных нет. Упомянутые работы были выполнены в период становления и развития микроэлектроники и интегральной технологии. Минимальный размер элементов микросхем и других устройств в то время составлял 1–10 мкм, что значительно превышает длину волны де Бройля λ_D электронов проводимости. Поэтому КРЭ представляли лишь теоретический интерес.

На современном этапе повышенного интереса к наноструктурам вопрос о возможности проявления КРЭ приобретает особую актуальность. Микроэлектроника уже десять лет как вступила в этап наноэлектроники (минимальный технологический размер стал меньше 100 нм). Тенденция миниатюризации в электронике продолжается. Вместе с тем в последние годы отмечаются отклонения от эмпирических законов Г. Мура, которые могут быть связаны, в том числе, и с размерными эффектами. Открытие углеродных наноструктур, графена вызвало огромный интерес к углеродной пленочной электронике.

Нас будет интересовать КРЭ электросопротивления, поэтому будем рассматривать поведение электронов проводимости с уменьшением толщины d пленочного проводника (полупроводника). Будем считать, что пленка в плоскости XOY имеет неограниченные размеры – L_1, L_2 , а по оси Z ее толщина $d \leq \lambda_D$. В полупроводниках и полуметаллах λ_D на несколько порядков больше, чем в металлах, поэтому в дальнейшем будут предполагаться именно эти материалы. Решение уравнения Шрёдингера для прямоугольной бесконечной потенциальной ямы дает выражение одноэлектронной функции [2]:

$$\Psi_{(x,y,z)} = \sqrt{\frac{2}{L_1 L_2 d}} \cdot \sin\left(\frac{\pi n z}{d}\right) \cdot e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (1)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$; k_x, k_y – волновые числа электронов проводимости вдоль осей X и Y.

При этом энергетический спектр электронов разбивается на отдельные перекрывающиеся подзоны:

$$E(n, k_x, k_y) = \frac{(\hbar\pi)^2}{2m^*d^2} n^2 + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (2)$$

где m^* – эффективная масса носителя тока.

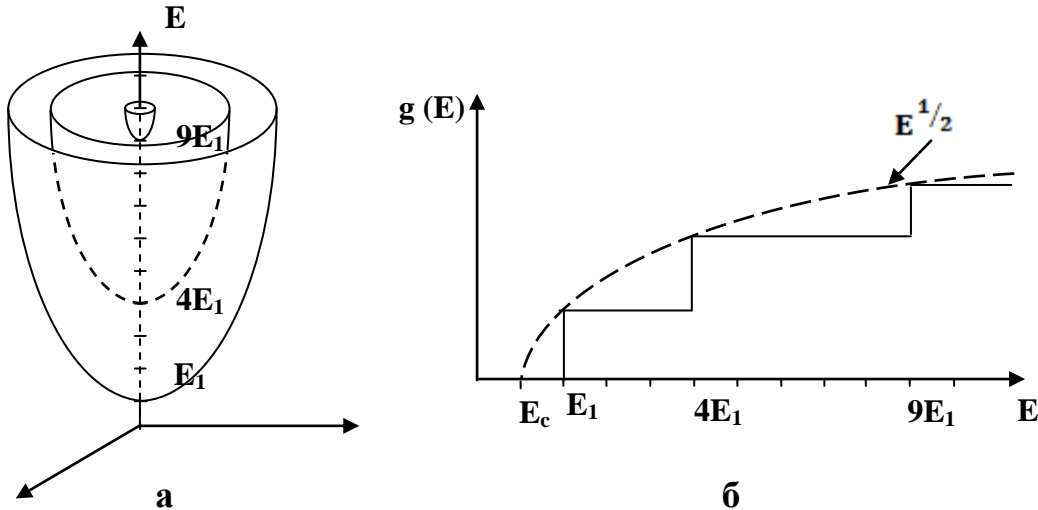


Рис. 1. Структура подзон (а). Плотность электронных состояний (б): сплошная линия – пленка, пунктирная – объемный образец

На рисунке 1а в соответствии с формулой (2) схематически изображены три нижние подзоны для рассматриваемой пленки. Плотность электронных состояний, в этом случае приобретает ступенчатый характер [5]. На рисунке 1б в приближении параболического закона дисперсии показана плотность состояний трех подзон. Энергия E_c – дно зоны проводимости, а энергия E_1 относительно E_c определяется выражением [2,5]:

$$E_1 = \frac{(\hbar\pi)^2}{2m^*d^2} \quad (3)$$

Плотность состояния в выше лежащих подзонах, согласно теории, определяется выражением [5]:

$$g(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2 d} \sqrt{\frac{E_n}{E_1}}, \quad (4)$$

где $E_n = E_1 n^2$.

Для сравнения на рисунке 1б пунктиром показана плотность состояний массивного трехмерного образца.

Квантование энергии и плотности состояний приводит к квантованию концентрации электронов проводимости, что и проявляется как КРЭ при измерении электросопротивления и других кинетических коэффициентов. В частности, на зависимости электросопротивления от толщины пленки могут наблюдаться осцилляции.

В полуметаллах КРЭ изменяет величину перекрытия зоны проводимости и валентной зоны в зависимости от толщины пленки d . Согласно теории [2] при некоторой толщине d_0 перекрытие исчезает и образуется запрещенная зона E_g величина, которой также зависит от толщины пленки:

$$E_g(d) = E_0 \left[\frac{d_0^2}{d^2} - 1 \right], \quad (5)$$

где E_0 – перекрытие зон в массивном полуметалле, а d_0 определяется выражением $d_0 = \frac{\pi \hbar}{\sqrt{2m^*E_0}}$.

Так как электропроводность полуметаллов осуществляется электронами проводимости (e) и дырками (h), для них следует использовать приведенную эффективную массу:

$m^* = \frac{\sqrt{m_e^* m_h^*}}{\sqrt{m_e^* + m_h^*}}$. Из формулы (5) видно, что теория фактически предсказывает образование запрещенной зоны при $d < d_0$, что соответствует переходу от металлической проводимости к полупроводниковой. В данной работе сделана попытка экспериментальной проверки этого предсказания в пленках углерода на стекле.

На первый взгляд кажется, что экспериментальная проверка теории КРЭ не представляет трудностей. Однако в действительности это не так. Проблема состоит в получении серии однородных образцов, отличающихся только толщиной. Подробно условия эксперимента и требования к тонкопленочным образцам обсуждаются в [3, 5], где объясняются причины ограниченности экспериментальных подтверждений КРЭ. Наиболее жесткими представляются требования по однородности толщины пленочных образцов и высокой подвижности электронных носителей тока.

Идея эксперимента заключалась в экспериментальном обнаружении перехода полуметалл – полупроводник на серии графеноподобных образцов тонких пленок углерода. Образцы получали электронно-лучевым распылением пироуглерода по опубликованной ранее методике [6, 7]. Данные указанных работ по оптическим свойствам подтверждают графеноподобную структуру полученных углеродных пленок.

Графеноподобная структура образцов позволяет рассчитывать на увеличение подвижности электронов проводимости и обеспечение высокой однородности пленок по толщине. Поверхностное электросопротивление измерялось полуавтоматическим прибором ИУС-3 по стандартной четырехзондовой методике. Температура образцов контролировалась микрочечью и термопарой. Схема измерительной установки представлена на рисунке 2

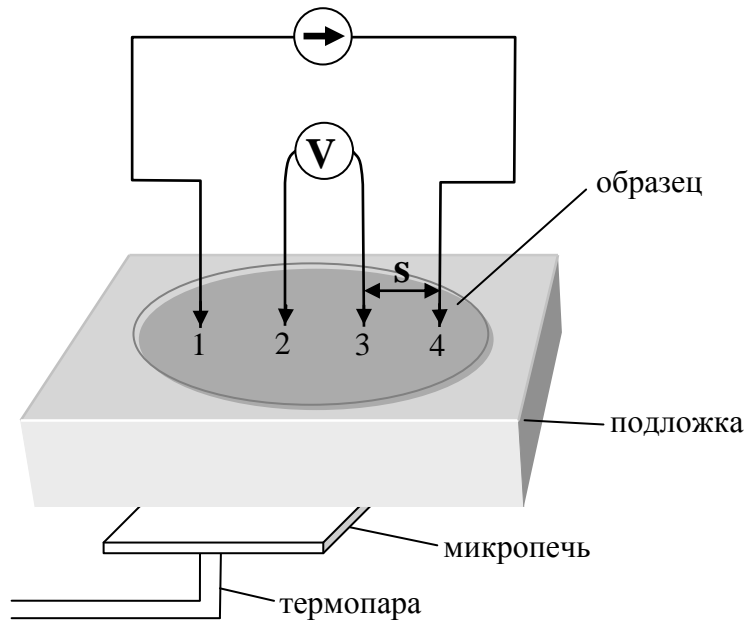


Рис. 2. Схема измерений температурной зависимости электросопротивления

Эквидистантные зонды ($s=1$ мм) использовались как источник стабилизированного тока (1, 4) и для измерения разности потенциалов (2, 3). Для всех исследуемых тонкопленочных образцов выполнялось условие $s \gg d$, что позволяет применить полуцилиндрическую симметрию для внешнего электрического поля $E(r)$ и вычислить разность потенциалов между зондами 2 и 3:

$$U_{23} = \int_s^{2s} E(r) dr$$

После подстановки в выражение для поля проводника с цилиндрической симметрией получается выражение:

$$U_{23} = \frac{\ln 2}{\pi d} \rho I_{14} \quad (6)$$

где ρ – удельное электросопротивление пленки, I_{14} – ток задаваемый генератором тока измерительного прибора.

Применяя дифференциальный закон Ома: $\vec{E} = \rho \vec{j}$, из (6) легко получить выражение для поверхностного сопротивления исследуемых пленок:

$$R = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{U_{23}}{I_{14}} \quad (7)$$

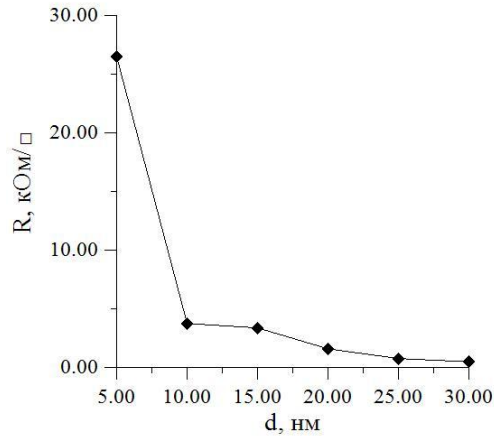


Рис. 3. Зависимость величины поверхностного сопротивления от толщины пленочных образцов

В измерителе поверхностного сопротивления ИУС-3 в полуавтоматическом режиме реализуется выражение (7).

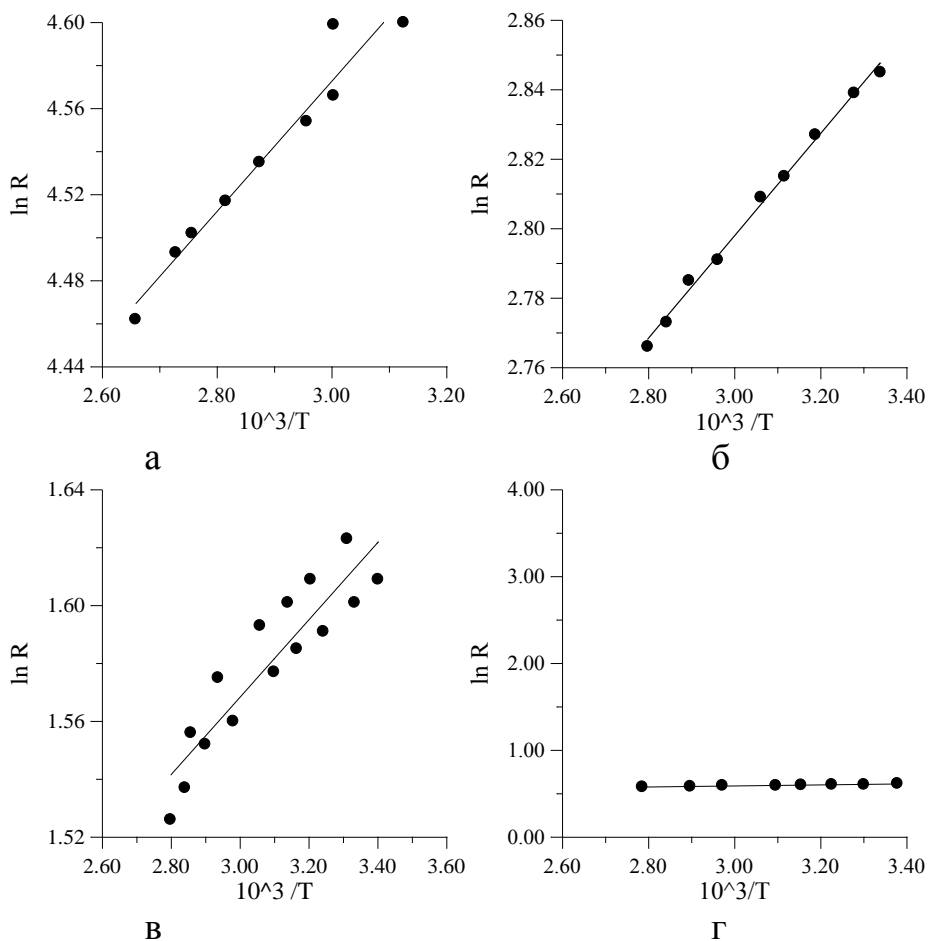


Рис. 4. Температурные зависимости поверхностного сопротивления образцов различной толщины: а – 1,65 нм, б – 3,3 нм, в – 4,95 нм, г – 7,26 нм. Линии проведены по методу наименьших квадратов

На рисунке 3 приведена типичная зависимость поверхностного сопротивления образцов от их толщины. Для выяснения причины резкого увеличения электросопротивления для пленок толщиной < 10 нм были сняты его температурные зависимости (рис.4). Оказалось, что для образцов с $d < 10$ нм эти зависимости имеют активационный характер, указывающий на наличие запрещенной зоны, в то время как для образцов с $d > 10$ нм – зависимости имеют полуметаллический характер, свойственный графиту. Причем вычисленные экспериментальные значения энергии активации проводимости закономерно возрастают с уменьшением толщины пленки (рис. 5). С целью сравнения с соответствующей формулой теории (5) на рисунке 5 приведена зависимость $E_g = \frac{c}{d^2}$, где c – константа. Видно, что ход зависимости совпадает.

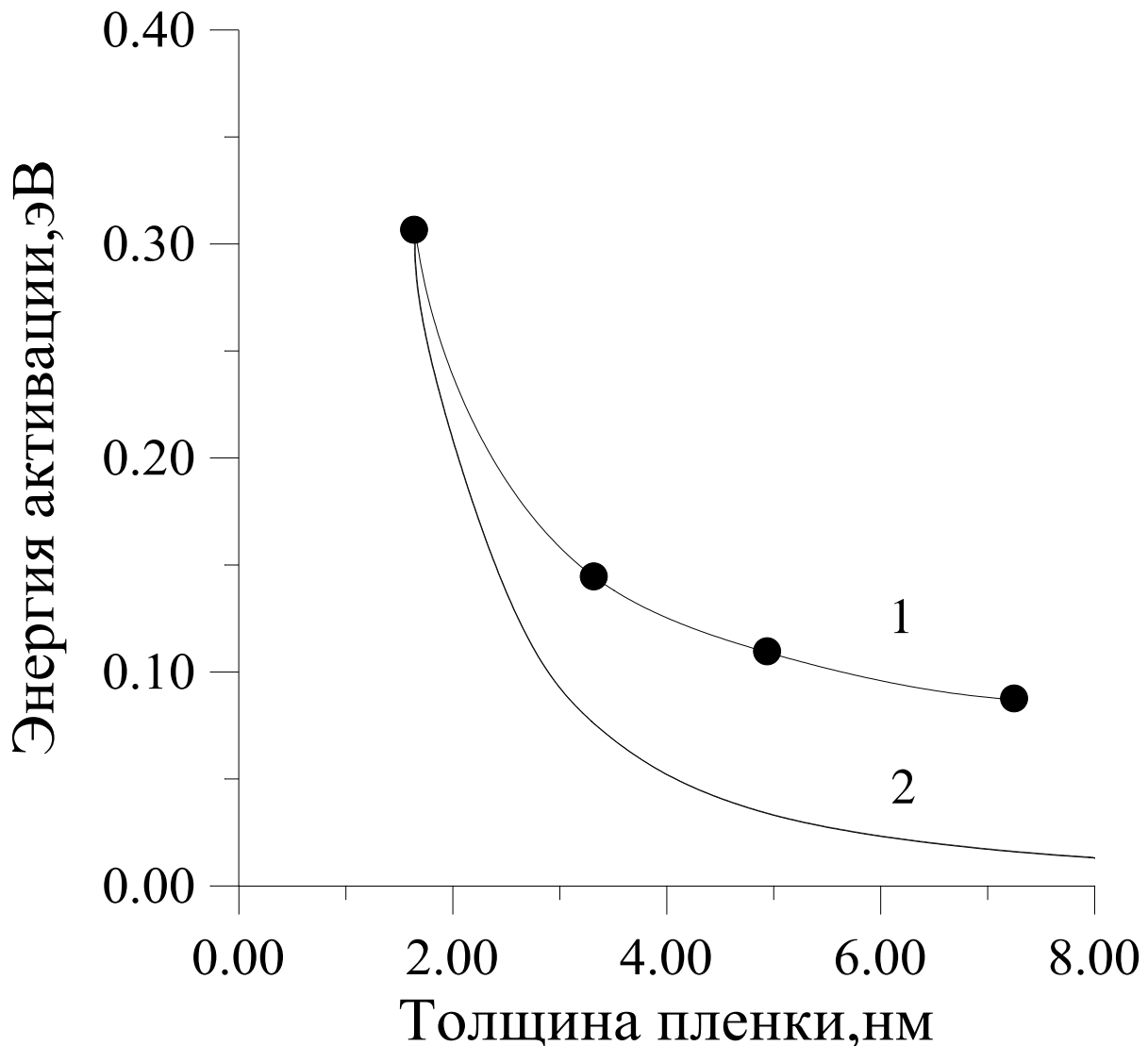


Рис. 5. График зависимости энергии активации от толщины пленки (d):
1 – эксперимент, 2 – теория

Следует заметить, что измерения проводились на воздухе, но поскольку температура нагрева образцов не превышала 1100С, повторяемость результатов в режиме нагрева и охлаждения была хорошей.

В работе методом сканирующего электронно-лучевого распыления получена серия тонкопленочных графеноподобных образцов, формируемых в едином технологическом процессе и отличающихся только величиной толщины. На специально созданной экспериментальной установке измерены температурные зависимости поверхностного сопротивления. Показано, что при толщине пленки ≈ 10 нм наблюдается переход полуметалл-полупроводник, который можно рассматривать как проявление квантового размерного эффекта.

Библиографический список

1. Лифшиц, И.М. Некоторые вопросы электронной теории металлов. I. Классическая и квантовая механика электронов в металлах / И.М. Лифшиц, М.И. Каганов // УФН. – Т. 69. – Вып. 3. – С. 419–458.
2. Сандомирский, В.Б. Квантовый эффект размеров в пленке полуметалла / В.Б. Сандомирский // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 52. – Вып. 1. – С. 158–169.
3. Тавгер, Б.А. Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках / Б.А. Тавгер, В.Д. Демиховский // УФН. – 1968. – Т. 96. – С. 61.
4. Огрин, Ю.Ф. Температурная зависимость удельного сопротивления и постоянной Холла размерно-квантованных пленок висмута / Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.У. Арифова и др. // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 38. – Вып. 4(10). – С. 1218–1224.
5. Аскеров, Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках / Б.М. Аскеров. – М.: Наука, 1985. – 318 с.
6. Троицкий, А.А. Структура и свойства углеродных пленок, полученных электронно-лучевым распылением в вакууме / А.А. Троицкий, В.М. Березин, В.С. Лукашев // Вестник Южно-Уральского университета. Серия: «Математика. Механика. Физика». – 2012. – № 34. – С. 130–137.
7. Троицкий, А.А. Электрические и оптические свойства углеродных пленок, осажденных электронно-лучевым методом / А.А. Троицкий, В.М. Березин, В.С. Лукашев // Нано- и микросистемная техника. – 2013. – № 10. – С. 15–19.

[К содержанию](#)