

PACS: 73.63.Fg Nanotubes, 73.21.Cd Superlattices,  
73.25.+i Surface conductivity and carrier phenomena.  
УДК:620.3:537.311.322

## Пространственная дисперсия проводимости электронного газа на поверхности нанотрубки со сверхрешеткой в магнитном поле

А.М. Ермолаев, Г.И. Рашба

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина  
Украина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4  
georgiy.i.rashba@univer.kharkov.ua*

Тензор высокочастотной проводимости вырожденного электронного газа на поверхности нанотрубки со сверхрешеткой в магнитном поле вычислен с учетом пространственной дисперсии. Вещественная часть проводимости, как функция частоты, имеет узкие максимумы на частотах переходов электронов между минизонами. Мнимая часть имеет резонансные особенности на этих частотах. Найдены окна прозрачности для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль трубки. В квазиклассическом случае проводимость испытывает осцилляции Ааронова-Бома и осцилляции типа де Гааза-ван Альфена с изменением магнитного потока через сечение трубки и ее параметров.

**Ключевые слова:** нанотрубка, сверхрешетка, тензор проводимости, окна прозрачности, квантовые осцилляции.

Тензор високочастотної провідності виродженого електронного газу на поверхні нанотрубки з надграткою у магнітному полі розрахований з врахуванням просторової дисперсії. Дійсна частина провідності, як функція частоти, має вузькі максимуми на частотах переходів електронів між мінізонами. Уявна частина має резонансні особливості на цих частотах. Знайдені вікна прозорості для електромагнітних хвиль, які розповсюджуються вздовж трубки. У квазікласичному випадку провідність випробовує осциляції Ааронова-Бома та осциляції типу де Гааза-ван Альфена зі зміною магнітного потоку через переріз трубки та її параметрів.

**Ключові слова:** нанотрубка, надгратка, тензор провідності, вікна прозорості, квантові осциляції.

High-frequency conductivity tensor of the electron gas on the nanotube surface with a superlattice in a magnetic field is calculated taking into account the spatial dispersion. The real part of the conductivity as a function of frequency, has narrow peaks at frequencies of electron transitions between minibands. The imaginary part has a resonant peculiarities at these frequencies. The transparency window for electromagnetic waves propagating along the tube has been found. As in the classical case, the conductivity undergoes Aharonov-Bohm oscillations and de Haas-van Alphen oscillations with the magnetic flux through the cross section of the tube and its parameters changes.

**Keywords:** nanotube, superlattice, conductivity tensor, window transparency, quantum oscillations.

### Введение

Интерес к углеродным [1] и полупроводниковым [2] нанотрубкам обусловлен их уникальными свойствами – высокой прочностью и проводимостью, способностью пропускать без заметных потерь плазменные [3-5], спиновые [6-8] и электромагнитные волны. Поскольку волноводные характеристики нанотрубки определяются тензором проводимости электронного газа на ее поверхности, целесообразно вычислить этот тензор. В статье [10] он вычислен с использованием модели эффективной массы электронов. Получена формула Кубо для этого тензора, вычислены диагональные и недиагональные компоненты тензора проводимости вырожденного и невырожденного электронного газа в

отсутствие сверхрешетки.

Современные технологические методы позволяют создавать не только нанотрубки, но и сверхрешетки на них [11-13]. Сверхрешетки с цилиндрической симметрией бывают радиальными [13,14] и продольными [11,12]. Радиальная сверхрешетка представляет собой систему коаксиальных цилиндров, а продольная похожа на систему соосных колец. Она создается внедрением фуллеренов в трубку [11,12]. В результате на поверхности трубки возникает периодический модулирующий потенциал, период которого в сотни раз превышает постоянную решетки. В спектре энергии электронов, движущихся вдоль трубки, существуют минизоны. Плотность

электронных состояний имеет корневые особенности на их границах [15].

В настоящей статье приведены результаты вычислений компонент тензора высокочастотной проводимости нанотрубки с продольной сверхрешеткой в продольном магнитном поле.

**Поверхностный ток на трубке**

Энергия электрона на поверхности цилиндрической нанотрубки с продольной сверхрешеткой в продольном магнитном поле равна [3-8,16]

$$\varepsilon_{lk} = \varepsilon_0 (l + \eta)^2 + \Delta(1 - \cos kd), \tag{1}$$

где  $l$  и  $k$  – проекции углового момента и импульса электрона на ось трубки  $z$ ,  $\varepsilon_0 = (2m_*a^2)^{-1}$  – вращательный

квант,  $m_*$  – эффективная масса электрона,  $a$  – радиус трубки,  $\eta$  – отношение магнитного потока через сечение трубки к кванту потока [16],  $\Delta$  и  $d$  – амплитуда и период модулирующего потенциала, действующего на

электрон. Квантовая постоянная принята равной единице. Спиновое расщепление уровней не учитывается. Второе слагаемое в правой части формулы (1) заимствовано из теории сильной связи электронов проводимости с решеткой.

Реакция электронного газа на слабое электрическое поле

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(m\varphi + qz - \omega t) \tag{2}$$

электромагнитной волны характеризуется двумерным тензором поверхностной проводимости  $\sigma_{\alpha\beta}(m, q, \omega)$ .

Здесь  $m$  и  $q$  – проекции углового момента и импульса волны на ось трубки,  $\omega$  – частота волны,  $\varphi$  и  $z$  – цилиндрические координаты. Плотность поверхностного тока на трубке равна

$$j_\alpha(m, q, \omega) = \sum_\beta \sigma_{\alpha\beta}(m, q, \omega) E_\beta(m, q, \omega). \tag{3}$$

Индексами  $m, q$  отмечены цилиндрические гармоники величин, входящих в формулу (3).

Используя теорию линейной реакции [17], получаем для тензора проводимости формулу Кубо:

$$\sigma_{\alpha\beta}(m, q, \omega) = i \frac{e^2 n}{m_* \omega} \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{\omega} \int_0^\infty dt e^{i\omega t} \langle [J_\alpha(m, q, t), J_\beta(-m, -q, 0)] \rangle, \tag{4}$$

где  $e$  – заряд электрона,  $n$  – поверхностная плотность электронов,  $\vec{J}(m, q, t)$  – цилиндрическая гармоника оператора плотности тока. Угловыми скобками обозначено гиббсовское среднее значение коммутатора операторов.

Цилиндрические компоненты тензора проводимости равны:

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi\varphi} &= i \frac{e^2 n}{m_* \omega} + i \frac{2e^2}{m_*^2 a^2 \omega S} \sum_{lk} f(\varepsilon_{lk}) \left[ \frac{\left(l + \eta + \frac{m}{2}\right)^2}{\varepsilon_{lk} - \varepsilon_{(l+m)(k+q)} + \omega + i0} - \frac{\left(l + \eta - \frac{m}{2}\right)^2}{\varepsilon_{(l-m)(k-q)} - \varepsilon_{lk} + \omega + i0} \right], \\ \sigma_{\varphi z} = \sigma_{z\varphi} &= i \frac{2e^2}{m_*^2 a \omega S} \sum_{lk} f(\varepsilon_{lk}) \left[ \frac{\left(l + \eta + \frac{m}{2}\right) \left(k + \frac{q}{2}\right)}{\varepsilon_{lk} - \varepsilon_{(l+m)(k+q)} + \omega + i0} - \frac{\left(l + \eta - \frac{m}{2}\right) \left(k - \frac{q}{2}\right)}{\varepsilon_{(l-m)(k-q)} - \varepsilon_{lk} + \omega + i0} \right], \\ \sigma_{zz} &= i \frac{e^2 n}{m_* \omega} + i \frac{2e^2}{m_*^2 \omega S} \sum_{lk} f(\varepsilon_{lk}) \left[ \frac{\left(k + \frac{q}{2}\right)^2}{\varepsilon_{lk} - \varepsilon_{(l+m)(k+q)} + \omega + i0} - \frac{\left(k - \frac{q}{2}\right)^2}{\varepsilon_{(l-m)(k-q)} - \varepsilon_{lk} + \omega + i0} \right]. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь  $f$  – функция Ферми,  $S = 2\pi aL$  – площадь поверхности трубки длины  $L$ .

### Межзонный ток

В отсутствие пространственной дисперсии из формул (5) при нулевой температуре для вырожденного электронного газа получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \sigma_{\varphi\varphi}(m, \omega) &= \frac{e^2}{\pi m_*^2 a^3 \omega} \sum_l k_l \left[ \left( l + \eta + \frac{m}{2} \right)^2 \delta(\omega - \Omega_+) - \left( l + \eta - \frac{m}{2} \right)^2 \delta(\omega - \Omega_-) \right], \\ \operatorname{Im} \sigma_{\varphi\varphi} &= \frac{e^2 n}{m_* \omega} + \frac{e^2}{\pi^2 m_*^2 a^3 \omega} \sum_l k_l \left[ \frac{\left( l + \eta + \frac{m}{2} \right)^2}{\omega - \Omega_+} - \frac{\left( l + \eta - \frac{m}{2} \right)^2}{\omega - \Omega_-} \right], \\ \sigma_{\varphi z}(m, \omega) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \sigma_{zz}(m, \omega) &= \frac{e^2}{3\pi m_*^2 a \omega} \sum_l k_l^3 \left[ \delta(\omega - \Omega_+) - \delta(\omega - \Omega_-) \right], \\ \operatorname{Im} \sigma_{zz}(m, \omega) &= \frac{e^2 n}{m_* \omega} + \frac{e^2}{3\pi^2 m_*^2 a \omega} \sum_l k_l^3 \left[ \frac{1}{\omega - \Omega_+} - \frac{1}{\omega - \Omega_-} \right], \end{aligned}$$

где

$$k_l = \frac{1}{d} \arccos \frac{\varepsilon_l + \Delta - \mu}{\Delta} \quad (7)$$

– максимальный импульс электронов в минизоне с номером  $l$ ,  $\varepsilon_l = \varepsilon_0 (l + \eta)^2$  – нижняя граница минизоны,  $\mu$  – энергия Ферми,

$$\Omega_{\pm} = \varepsilon_0 m \left[ 2(l + \eta) \pm m \right] \quad (8)$$

– частоты прямых переходов электронов в поле электромагнитной волны между минизонами. Суммирование по  $l$  в (6) ограничено условием  $|\varepsilon_l + \Delta - \mu| \leq \Delta$ . Оно означает, что уровень Ферми расположен в минизоне.

При  $q=0$  внутризонные переходы электронов отсутствуют. Остается только межзонный ток. Если  $m=0$ , вещественная часть проводимости (6), как и следовало ожидать, равна нулю. Поскольку она определяет энергию электромагнитной волны, поглощаемую электронами, в отсутствие прямых и не прямых переходов электронов поглощение отсутствует. На трубке остается только поверхностный диамагнитный ток.

Вещественная часть поперечной и продольной проводимости (6), как функция частоты, имеет узкие максимумы на частотах прямых переходов электронов между минизонами. Мнимая часть имеет резонансные особенности на этих частотах. Силы осцилляторов резонансных переходов электронов определяются максимальными импульсами электронов в частично заполненных минизонах. Параметры сверхрешетки  $\Delta$  и  $d$  входят в (6) только через эти импульсы. В частности, при  $\eta < 1/2$  нижние границы минизон  $\varepsilon_l$  удовлетворяют неравенствам  $\varepsilon_0 \eta^2 < \varepsilon_{-1} < \varepsilon_1 < \varepsilon_{-2} < \dots$ . Если две нижние минизоны шириной  $2\Delta$  перекрываются, т. е.  $\varepsilon_0 \eta^2 + 2\Delta > \varepsilon_{-1}$ , а уровень Ферми расположен в области перекрытия  $[\varepsilon_{-1}, \varepsilon_0 \eta^2 + 2\Delta]$ , то силы осцилляторов определяются величинами  $k_0$  и  $k_{-1}$ . Если же перекрытие минизон отсутствует, максимальный импульс электронов в полностью заполненной нижней минизоне совпадает с границей зоны Бриллюэна  $\pi/d$ .

### Вещественная часть проводимости

С учетом пространственной дисперсии вещественная часть тензора проводимости зависит от положения уровня Ферми в минизоне. Если он расположен в нижней половине минизоны с номером  $l$ , т. е.  $\varepsilon_l < \mu < \varepsilon_l + \Delta$ ,  $0 < q < \pi/2d$ , получаем

$$\operatorname{Re} \sigma_{zz}(m, q, \omega) = \frac{e^2}{2\pi m_*^2 a d \omega} \sum_l \frac{(k_l^-)^2}{\left[ 4\Delta^2 \sin^2 \frac{qd}{2} - (\omega - \Omega_+)^2 \right]^{1/2}}, \quad (9)$$

где

$$k_l^- = \frac{1}{d} \arcsin \frac{\omega - \Omega_+}{2\Delta \sin \frac{qd}{2}}, \quad \omega_- < \omega < \omega_+,$$

$$\omega_{\pm} = \Omega_+ \pm 2\Delta \sin \frac{qd}{2} \left( \alpha_l \sin \frac{qd}{2} + \sqrt{1 - \alpha_l^2} \cos \frac{qd}{2} \right), \quad \alpha_l = \frac{\varepsilon_l + \Delta - \mu}{\Delta}. \quad (10)$$

Если же  $\varepsilon_l + \Delta < \mu < \varepsilon_l + 2\Delta$ ,  $\pi/2d < q < \pi/d$ , получаем

$$\text{Re} \sigma_{zz}(m, q, \omega) = \frac{e^2}{2\pi m_*^2 a d^3 \omega} \sum_l \frac{(\pi - dk_l^-)^2}{\left[ 4\Delta^2 \sin^2 \frac{qd}{2} - (\omega - \Omega_+)^2 \right]^{1/2}}, \quad (11)$$

где  $\omega_- < \omega < \omega_+$ ,

$$\omega_{\pm} = \Omega_+ \pm 2\Delta \sin \frac{qd}{2} \left( |\alpha_l| \sin \frac{qd}{2} + \sqrt{1 - \alpha_l^2} \cos \frac{qd}{2} \right). \quad (12)$$

Остальные компоненты  $\text{Re} \sigma_{\alpha\beta}$  могут быть получены заменой в формуле (9)  $(k_l^-)^2$  на  $k_l^-(l + \eta + m/2)$  в выражении для  $\text{Re} \sigma_{\varphi z}$  и на  $(l + \eta + m/2)^2/a^2$  в  $\text{Re} \sigma_{\varphi\varphi}$ . Заменяя таким же способом  $(\pi - dk_l^-)^2$  в формуле (11), получаем  $\text{Re} \sigma_{\varphi z}$  и  $\text{Re} \sigma_{\varphi\varphi}$  в верхней половине минизоны.

Из формул (9)-(12) следует, что вещественная часть проводимости вырожденного электронного газа отлична от нуля в области ЗЛ на плоскости  $q-\omega$ , показанной на рис. 1. В этой области электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль трубки, испытывают бесстолкновительное затухание Ландау.

Если  $\varepsilon_0 \ll \mu$ , квантованием поперечного движения электронов на трубке можно пренебречь. Заменяя в этом случае суммы по  $l$  в формулах (6) интегралами, в отсутствие пространственной дисперсии при  $|m| < 2\sqrt{\mu/\varepsilon_0}$  получаем

$$\text{Re} \sigma_{\varphi\varphi} = \frac{e^2 \omega}{8\pi m_*^2 (a\varepsilon_0 |m|)^3} \begin{cases} (k_+ - k_-), & 0 < \omega < \omega_-, \\ k_+, & \omega_- < \omega < \omega_+, \\ 0, & \omega > \omega_+, \end{cases} \quad (13)$$

$$\text{Re} \sigma_{zz} = \frac{e^2}{6\pi m_*^2 a \varepsilon_0 |m| \omega} \begin{cases} (k_+^3 - k_-^3), & 0 < \omega < \omega_-, \\ k_+^3, & \omega_- < \omega < \omega_+, \\ 0, & \omega > \omega_+. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь

$$k_{\pm} = \frac{1}{d} \arccos \frac{\varepsilon_{\pm} + \Delta - \mu}{\Delta},$$

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_0 \left( \frac{\omega}{2m\varepsilon_0} \mp \frac{m}{2} \right)^2,$$

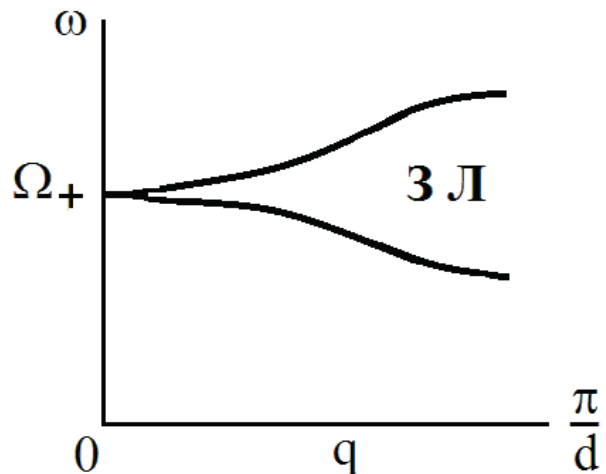


Рис. 1. Область затухания Ландау электромагнитных волн на трубке со сверхрешеткой

$$\omega_{\pm} = 2\varepsilon_0 |m| \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0} \pm \varepsilon_0 m^2}. \quad (15)$$

Величина  $(\mu / \varepsilon_0)^{1/2}$ , входящая в  $\omega_{\pm}$ , равна классическому угловому моменту  $ak_F$  фермиевского электрона на круговой орбите ( $k_F$  – импульс Ферми). Формулы (15) определяют границы затухания Ландау на плоскости угловой момент-частота.

### Мнимая часть проводимости

Мнимая часть тензора проводимости входит в дисперсионное уравнение для спектра электромагнитных волн, распространяющихся вдоль трубки. В отсутствие пространственной дисперсии она равна (6). Учет слабой пространственной дисперсии, когда  $\Delta \sin qd/2 \ll |\omega - \Omega_{\pm}|$ , приводит к поправкам  $\text{Im } \delta\sigma$  к формулам (6), пропорциональным  $q$  и  $q^2$ .

Мнимая часть поперечной проводимости вырожденного электронного газа содержит поправку

$$\text{Im } \delta\sigma_{\varphi\varphi}(m, q, \omega) = \frac{2e^2 \Delta}{\pi^2 m_*^2 a^3 d \omega} \sin^2 \frac{qd}{2} \sum_l \sin k_l d \left[ \frac{\left(l + \eta + \frac{m}{2}\right)^2}{(\omega - \Omega_+)^2} + \frac{\left(l + \eta - \frac{m}{2}\right)^2}{(\omega - \Omega_-)^2} \right]. \quad (16)$$

В отсутствие межзонных переходов ( $m=0$ ) отсюда получаем

$$\text{Im } \delta\sigma_{\varphi\varphi}(q, \omega) = \frac{4e^2 \sin^2 \frac{qd}{2}}{\pi^2 m_*^2 a^3 d \omega^3} \sum_l (l + \eta)^2 [(\mu - \varepsilon_l)(\varepsilon_l + 2\Delta - \mu)]^{1/2}.$$

Если в этой формуле перейти к пределу  $d \rightarrow 0$ ,  $\Delta \rightarrow \infty$ ,  $d\sqrt{\Delta} \rightarrow m_*^{-1/2}$ , она примет вид поперечной проводимости нанотрубки в отсутствие сверхрешетки, обусловленной внутризонными переходами электронов [10]

$$\text{Im } \delta\sigma_{\varphi\varphi}(q, \omega) = \frac{e^2 q^2}{\pi^2 (m_* a \omega)^3} \sum_l (l + \eta)^2 k_l, \quad (17)$$

где

$$k_l = \sqrt{2m_* (\mu - \varepsilon_l)}.$$

При  $m=0$  и  $\varepsilon_0 \ll \mu$  в отсутствие сверхрешетки из формулы (17) получаем

$$\text{Im } \delta\sigma_{\varphi\varphi}(q, \omega) = \frac{e^2 \mu^2 q^2}{2\pi m_* \omega^3} \left[ 1 + \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu}\right)^{3/4} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^{3/2}} \cos 2\pi r \eta \cdot \sin \left( 2\pi r \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0} - \frac{\pi}{4}} \right) \right]. \quad (18)$$

Это выражение испытывает осцилляции Ааронова-Бома и осцилляции типа де Гааза-ван Альфена, аналогичные осцилляциям спектра магнитоплазменных и спиновых волн [5,8]. Осцилляции типа де Гааза-ван Альфена сохраняются и в отсутствие магнитного поля. Они обусловлены прохождением корневых особенностей плотности состояний электронов в точках  $\varepsilon_l$  через уровень Ферми с изменением параметров нанотрубки.

Недиагональная компонента тензора проводимости в длинноволновом пределе при  $k, d \ll 1$  равна

$$\text{Im } \sigma_{\varphi z}(m, q, \omega) = \frac{2e^2 d \Delta \sin \frac{qd}{2}}{3\pi^2 m_*^2 a^2 \omega} \sum_l k_l^3 \left[ \frac{l + \eta + \frac{m}{2}}{(\omega - \Omega_+)^2} - \frac{l + \eta - \frac{m}{2}}{(\omega - \Omega_-)^2} \right].$$

В отсутствие сверхрешетки отсюда получаем

$$\text{Im } \sigma_{\varphi z}(m, q, \omega) = \frac{e^2 q}{3\pi^2 m_*^3 a^2 \omega} \sum_l k_l^3 \left[ \frac{l + \eta + \frac{m}{2}}{(\omega - \Omega_+)^2} - \frac{l + \eta - \frac{m}{2}}{(\omega - \Omega_-)^2} \right].$$

Поправка к продольной проводимости (6) при  $\Delta \sin qd/2 \ll |\omega - \Omega_{\pm}|$  и  $qd \ll 1$  равна

$$\text{Im } \delta\sigma_{zz}(m, q, \omega) = \frac{e^2 d \Delta q^2}{2\pi^2 m_*^2 a \omega} \sum_l k_l^2 \sin k_l d \left[ \frac{1}{(\omega - \Omega_+)^2} + \frac{1}{(\omega - \Omega_-)^2} \right].$$

В отсутствие сверхрешетки отсюда следует выражение:

$$\text{Im } \delta\sigma_{zz}(m, q, \omega) = \frac{e^2 q^2}{2\pi^2 m_*^3 a \omega} \sum_l k_l^3 \left[ \frac{1}{(\omega - \Omega_+)^2} + \frac{1}{(\omega - \Omega_-)^2} \right].$$

Если здесь  $m=0$ ,  $\varepsilon_0 \ll \mu$ , получаем поправку к продольной проводимости (6) в квазиклассическом случае:

$$\text{Im } \delta\sigma_{zz}(q, \omega) = \frac{3e^2 \mu^2 q^2}{2\pi m_* \omega^3} \left[ 1 + \frac{4}{\pi^2} \frac{\varepsilon_0}{\mu} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^2} \cos 2\pi r \eta \cdot J_2 \left( 2\pi r \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_0}} \right) \right], \quad (19)$$

где  $J_2$  – функция Бесселя. Как и поперечная проводимость, продольная проводимость (19) испытывает осцилляции Ааронова-Боме с изменением магнитного потока через сечение трубки и осцилляции типа де Гааза-ван Альфена с изменением радиуса трубки или плотности электронов.

### Заключение

Полученные в этой статье выражения для компонент тензора проводимости могут быть использованы при изучении распространения электромагнитных волн в трубке. Вещественная часть проводимости отличается от нуля в областях бесстолкновительного затухания Ландау. Окна прозрачности для волн расположены вне этих областей. Знание положений этих окон позволяет улучшить волноводные характеристики трубки. Мнимая часть проводимости определяет спектр волн. Она имеет резонансные особенности на частотах переходов электронов между минизонами. Вблизи этих частот должны существовать новые ветви спектра волн и новые окна прозрачности для этих волн.

Появление в компонентах тензора проводимости таких параметров электронного спектра как эффективная масса электрона, вращательный квант, энергия Ферми, период и амплитуда модулирующего потенциала позволяет получить эти параметры в опытах по измерению высокочастотной проводимости нанотрубок. Подходящими объектами для этих исследований являются свернутые в трубку гетеросистемы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ,  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ ,  $\text{InAs}/\text{GaAs}$ , а также полупроводниковые наноструктуры на основе графена [18].

1. S. Iijima. Nature (London), 354, 56 (1991).
2. Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, М.В. Энтин. УФН, 175, 995 (2005).
3. M.F. Lin, K.W.-K. Shung. Phys. Rev., B47, 6617 (1993).
4. А.И. Ведерников, А.О. Говоров, А.В. Чаплик. ЖЭТФ, 120, 979 (2001).
5. А.М. Ermolaev, G.I. Rashba, and M.A. Solyanik. Low Temp. Phys., 37, 919 (2011).
6. А.М. Ermolaev, G.I. Rashba, and M.A. Solyanik. Physica, B406, 2077 (2011).
7. А.М. Ermolaev, G.I. Rashba, and M.A. Solyanik. Phys. of Solid State, 53, 1594 (2011).
8. А.М. Ermolaev, G.I. Rashba, and M.A. Solyanik. Low Temp. Phys., 38, 1209 (2012).
9. E.N. Bogachek and G.A. Gogadze. Sov. Phys. JETP, 40, 308 (1975).
10. А.М. Ermolaev, S.V. Kofanov, and G.I. Rashba. Adv. in Condens. Matter Phys., Vol. 2011, Article ID 901848, 7 pp. doi: 10.1155/2011/901848.
11. J. Lee et al. Nature, 415, 1005 (2002).
12. H.-J. Shin et al. Nature Nanotech., 4, 567 (2009).
13. В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. Основы наноэлектроники, Логос, М. (2006), 496 с.
14. C. Yannouleas, E.N. Bogachek, and U. Landman. Phys. Rev., B 53, 10225 (1996).
15. А.М. Ermolaev, G.I. Rashba, and M.A. Solyanik. Low Temp. Phys., 37, 824 (2011).
16. И.О. Кулик. Письма в ЖЭТФ, 11, 407 (1970).
17. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, ФМЛ, М. (1962), 444 с.
18. П.Б. Сорокин, Л.А. Чернозатонский. УФН, 183, 113 (2013).