

Электродинамическая восприимчивость квантовой нанотрубки в параллельном магнитном поле

© Н.Г. Галкин, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430000 Саранск, Россия

E-mail: theorphysics@mrsu.ru

Теоретически исследованы внутризонные резонансы при поглощении электромагнитного излучения квантовой нанотрубкой как без, так и с участием оптических фононов. Получены явные формулы для коэффициентов поглощения. Проанализированы относительные интенсивности резонансных пиков.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16564) и DFG (проект № 436 RUS 113/572), а так же программой "Университеты России" (проект № 0.15.01.01.049).

Существуют два основных типа внутризонных резонансов в наноструктурах, связанных с поглощением высокочастотного электромагнитного излучения. Первый тип вызван электронными переходами между двумя энергетическими уровнями в результате поглощения фотона. Второй тип связан с процессом, когда переходы между двумя электронными состояниями возникают при одновременном действии двух факторов, а именно поглощение фотона сопровождается одновременным поглощением или излучением фонона. Отметим, что исследование внутризонных резонансов привлекает к себе большое внимание [1–3], поскольку является эффективным методом определения параметров электронного и фононного энергетических спектров.

Хорошо известно, что геометрия углеродной нанотрубки близка к геометрии цилиндра. Заметим, что электронные свойства неплоских наноструктур в основном определяются не конкретным видом кристаллической решетки, а геометрией системы. Поэтому ряд физических свойств углеродной нанотрубки, по-видимому, можно хорошо описывать с помощью модели электронного газа в приближении эффективной массы. В частности, результаты, полученные в [4] для магнитного отклика свернутого в цилиндр $2D$ -слоя электронного газа, оказались в очень хорошем соответствии с результатами, полученными в [5] для углеродной нанотрубки в приближении сильной связи. В соответствии с указанным выше, будем моделировать углеродную нанотрубку, используя модель свернутого в цилиндр квази- $2D$ -слоя электронного газа, которая описана в [6]. Спектр такой системы, находящейся в магнитном поле B , параллельном оси цилиндра, имеет вид

$$E_{nmp} = \hbar\Omega \left(n + \frac{1}{2} \right) + \lambda m^2 + \frac{p^2}{2m^*}, \quad (1)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_1^2}$, $\omega_c = |e|B/m^*c$ — циклотронная частота, ω_1 — характеристическая частота параболического потенциала конфайнмента, ограничивающего движение электрона в радиальном направлении, $\lambda = \hbar^2\omega_1^2/2\pi t^*R^2\Omega^2$ — энергия размерного конфайн-

мента, R — средний радиус нанотрубки, p — импульс электрона вдоль оси нанотрубки, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $n = 0, 1, 2, \dots$.

В данной работе авторы вычисляют коэффициент поглощения электромагнитного излучения, используя технику, основанную на применении обычной теории возмущений [7] для исследования взаимодействия электронов с высокочастотным полем H_R и решеткой H_L , которые в случае переходов с участием фононов включаются одновременно.

Коэффициент поглощения можно представить в виде суммы парциальных коэффициентов поглощения (направление поляризации электромагнитной волны выбрано перпендикулярно оси симметрии нанотрубки).

$$\Gamma^{(\pm)}(\omega) = \sum_{n', m', n, m} \Gamma^{(\pm)}(n', m', n, m), \quad (2)$$

здесь знаки плюс и минус относятся к процессам испускания и поглощения фонона, ω — частота фотона, n', m' и n, m — дискретные квантовые числа соответственно начального и конечного состояний.

Отметим, что в случае невырожденного газа переходы из основного состояния будут вносить главный вклад в коэффициент поглощения. Поэтому в дальнейшем рассматривается случай $n' = 0$ и $m' = 0$.

В случае рассеяния на DO -фононах парциальные коэффициенты поглощения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma^{(\pm)}(0, 0, n, m)}{\Gamma_0} &= (-1)^n \frac{\sqrt{\pi}}{m!} \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{T}} \frac{\omega}{\Omega(1 - \omega^2/\Omega^2)^2} \\ &\times \frac{\sin h(\hbar\Omega/T)}{\Theta_3(\exp(-\lambda/T))} \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \exp(-b^2m^2) \\ &\times \exp(-\hbar\Omega/2T) \exp(\hbar\Delta\omega/2T) K_0 \left(\frac{\hbar|\Delta\omega|}{2T} \right) \\ &\times \left[b^2m^2 \left(\frac{\Omega^2}{\omega^2} - 1 \right) L_n^{-n-1/2}(b^2m^2) - L_{n+1}^{-n-3/2}(b^2m^2) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

здесь $K_0(x)$ — функция Бесселя, $L_n^m(x)$ — обобщенные полиномы Лаггера, $\Theta_3(x)$ — функция Яко-

би, $\Delta\omega = \omega - \Omega n - \frac{\hbar}{2}m^2 \mp \omega_0$ — расстройка резонанса, ω_0 — частота фононов, $b^2 = \omega_c^2 l^2 / 2\Omega^2 R^2$, $N_0 = [\exp(\hbar\omega_0/T) - 1]^{-1}$ — функция распределения Планка, $\Gamma_0 = 32\sqrt{2\pi}e^2 N \hbar^2 \alpha_L / c \sqrt{\epsilon} L_z m^{*3} l^3 \Omega^3$, α_L — константа электрон-фононного взаимодействия, L_z — длина нанотрубки, $l = \sqrt{\hbar/m^* \Omega}$, N — число электронов в единице объема, ϵ — вещественная часть диэлектрической проницаемости.

Как видно из (3), если не учитывать дисперсию фононов, то коэффициент поглощения имеет логарифмическую сингулярность, обусловленную поведением функции Бесселя в точках, где $\Delta\omega$ обращается в нуль. Заметим, что такая же сингулярность будет существовать и в случае рассеяния на PO -фононах. Эта сингулярность размывается, если учесть столкновительную ширину уровня, либо если учесть дисперсию оптических фононов.

Оценим интенсивность резонансных пиков. Прежде всего отметим, что при $\hbar\omega_0 \gg T$ интенсивность абсорбционных пиков, благодаря множителю $\exp(-\hbar\omega_0/T)$, будет много меньше интенсивности эмиссионных пиков. Кроме того, с ростом m интенсивность пиков резко убывает как $e^{-b^2 m^2}$. Поэтому главную роль будут играть переходы с $m = 0$ (за исключением случая, когда переходы происходят без изменения магнитного квантового числа $m' = m$). Оценим для таких переходов относительную интенсивность резонансных пиков с разными n .

$$\frac{\Gamma^{(\pm)}(0, 0, n, 0)}{\Gamma^{(+)}(0, 0, 0, 0)} = \frac{1}{n!} \frac{(\Omega n \pm \omega_0)(\Omega^2 - \omega_0^2)^2}{\omega_0[\Omega^2 - (\Omega n \pm \omega_0)^2]^2} \times \left[\exp(-\hbar\omega_0/T) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right] \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \dots \left(\frac{1}{2} + n \right). \quad (4)$$

Заметим, что если процесс поглощения происходит без участия оптических фононов, разрешенными будут переходы только между соседними уровнями $n = n \pm 1$ (при этом переходы с изменением магнитного квантового числа m будут запрещены) [8]. Участие оптических фононов в поглощении приводит к тому, что становятся разрешенными резонансные переходы между уровнями с разными m и n . Существование резонанса не зависит от вида статистики электронов, поэтому формула для коэффициента поглощения в вырожденном случае будет иметь те же резонансные точки, что и для невырожденного случая. Однако в случае вырожденного газа могут возникать особенности, обусловленные вырождением газа, а именно в этом случае на графике $\Gamma(\omega)$ имеются изломы.

Список литературы

- [1] M.F. Lin, F.L. Shyu, R.B. Chem. Phys. Rev. **B61**, 14 114 (2000).
 [2] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев. ФТТ **43**, 504 (2001).
 [3] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков. ФТП **33**, 1355 (1999).
 [4] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов. ЖЭТФ **115**, 1450 (1999).

- [5] M.F. Lin, K.W.-K. Shung. Phys. Rev. **B52**, 8423 (1995).
 [6] V.A. Margulis, A.V. Shorokhov, M.P. Trushin. Phys. Lett. **A276**, 180 (2000).
 [7] Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон. ЖЭТФ **49**, 914 (1965).
 [8] Н.Г. Галкин, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов. ФТТ **43**, 511 (2001).