Физика твердого тела, 2002, том 44, вып. 3

Электродинамический отклик наносферы

© Д.В. Булаев, В.А. Гейлер, В.А. Маргулис

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

E-mail: theorphysics@mrsu.ru

Исследован электродинамический отклик электронного газа, находящегося на поверхности наносферы в слабом магнитном поле. Изучался случай, когда вектор поляризации фотонов параллелен магнитному полю (геометрия Фарадея). Найдено аналитическое выражение для коэффициента поглощения электромагнитного излучения наносферой. Показано, что при низкой температуре, в общем случае на кривой поглощения имеются два резонансных пика. Кроме того, на кривой поглощения возникают изломы.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (№ 01-02-16564), DFG (№ 436 RUS 113/572) и программы "Университеты России" (№ 015.01.01.049).

Новые технологии позволили получать наносферы с диаметром от нескольких до сотен нанометров [1], недавно также стало возможным наносить на них металлические или полупроводниковые оболочки [2]. Прогресс в технологии обусловил резкий рост числа публикаций о наносферах. Спектральные [3], транспортные свойства [4,5], влияние несферичности системы на спектральные и магнитные свойства [6], а также оптические свойства сферических частиц [7] привлекают большое внимание. Исследование внутризонных оптических переходов в наноструктурах дает важную информацию о параметрах энергетического спектра и Ферми поверхности электронов [8,9].

Цель данной работы — исследование электродинамического отклика наносферы, помещенной в слабое магнитное поле. Модель сферы может быть применена для исследования диэлектрической сферической частицы, покрытой тонкой металлической или полупроводниковой оболочкой, толщина которой много меньше размеров частицы.

Рассмотрим газ невзаимодействующих электронов, двигающихся по поверхности наносферы в слабом однородном магнитном поле. В этом случае в гамильтониане системы можно отбросить квадратичный по полю член. Тогда энергетический спектр и волновые функции электрона имеют вид

$$E_{l,m} = \frac{\hbar\Omega}{2} l(l+1) + \frac{\omega_c}{2} m,$$

$$\psi_{l,m}(\vartheta, \varphi) = Y_{l,m}(\vartheta, \varphi),$$

где l, m — орбитальное и магнитное квантовые числа, $\Omega = \hbar/m^* R^2$, m^* —эффективная масса электрона, R — радиус сферы, ω_c —циклотронная частота, а $Y_{l,m}$ — сферические гармоники. Условием применимости этих формул является выполнение неравенства $\omega_c \ll 4\Omega$.

Будем вычислять поглощение в случае фарадеевской конфигурации: вектор поляризации фотона параллелен однородному магнитному полю.

Используя метод [10], можно найти коэффициент поглощения, применяя теорию возмущений для взаимодействия электронов с высокочастотным электромагнитным полем. Так, в случае вырожденного электронного газа в дипольном приближении, не учитывая процессы самопроизвольного испускания фотонов и отбрасывая экспоненциально малые члены, получим оценку для коэффициента поглощения

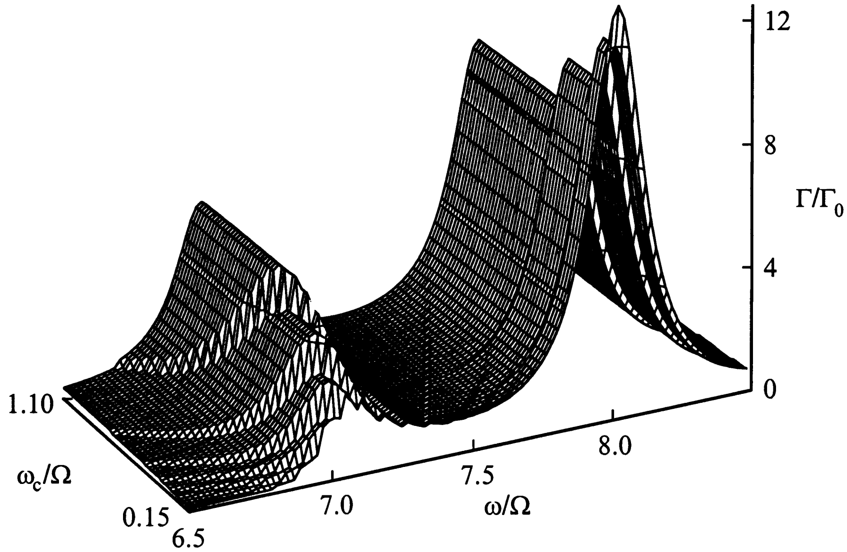
$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} \approx \frac{\Omega}{\omega} \times \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \frac{l^2[(l+1)^2 - m^2]}{4(l+1)^2 - 1} \frac{f_0(E_{l,m})[1 - f_0(E_{l,m} + \hbar\omega)]}{1 + \tau(\omega - \Omega(l+1))^2}, \quad (1)$$

где $\Gamma_0 = 4\pi e^2 \tau / c m^* S \sqrt{\varepsilon(\omega)}$, τ — феноменологическое время релаксации, S — площадь поверхности сферы, на которую падает электромагнитное излучение, $\varepsilon(\omega)$ — вещественная часть диэлектрической проницаемости (предполагаем, что в рассматриваемой здесь области частот нет дисперсии), $f_0(E_{l,m})$ — функция Ферми.

При низких температурах основной вклад в коэффициент поглощения вносят только переходы с уровней, расположенных ниже химического потенциала. Пусть l_0 — орбитальное квантовое число, такое что $E_{l_0,-l_0} \le \mu < E_{l_0+1,-l_0-1}$. Тогда резонанс будет при переходах между уровнями оболочек l_0 и $l_0 + 1$, а также между уровнями оболочек $l_0 - 1$ и l_0 (второе возможно при условии незамкнутой l_0-оболочки), т.е. резонансы в поглощении возникают при частотах $\omega = \Omega l_0$ и $\Omega(l_0 + 1)$.

Учитывая вклад только этих резонансных переходов, в случае сильновырожденного газа ($\mu \gg T$) можно получить оценку для коэффициента поглощения

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} \approx \frac{\Omega}{\omega} \times \left\{ \frac{l_0^2[(l_0+m_0)(4l_0^2 - 2m_0^2 + 2l_0 m_0) + 9l_0 + 3m_0 + 5]}{6(2l_0+1)(2l_0+3)[1+\tau^2(\omega - \Omega(l_0+1))^2]} + \frac{l_0^2[(l_0+1)^2 - m_0^2] f_0(E_{l_0,m_0})}{(2l_0+1)(2l_0+3)[1+\tau^2(\omega - \Omega(l_0+1))^2]} + \sum_{m=-l_0+1}^{l_0-1} \frac{(l_0-1)^2(l_0^2 - m^2)}{(2l_0-1)(2l_0+1)} \frac{1 - f_0(E_{l_0-1,m} + \hbar\omega)}{1+\tau^2(\omega - \Omega l_0)^2} \right\}. \quad (2)$$



Зависимость коэффициента поглощения наносферы от частоты электромагнитного излучения и величины магнитного поля; $R = 10^{-5}$ cm, $T = 0.00001$ K, $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$ s, $\mu = 5.165 \cdot 10^{-15}$ erg.

В случае когда $E_{l_0,-l_0} \le \mu < E_{l_0+1,-l_0-1}$, магнитное квантовое число $m_0 = l_0$, в противном случае m_0 находится из двойного неравенства $E_{l_0,m_0} \le \mu < E_{l_0,m_0+1}$. Численный анализ показывает, что графики, построенные по формулам (1) и (2), практически совпадают в окрестности точек резонансов.

Как отмечалось ранее, изменение поля B может привести к пересечениям энергетическими уровнями электронов химического потенциала. В этом случае могут измениться квантовые числа l_0 и m_0. В результате скачкообразно изменится высота пиков, и, как показано на рисунке, это приводит к увеличению первого пика и уменьшению второго.

Из формулы (1) следует, что при достаточно низкой температуре в поглощении участвуют только те электроны, энергия которых находится в интервале $[\mu - \hbar\omega, \mu]$. При изменении частоты электромагнитного излучения энергетический уровень электрона может пересечь уровень $\mu - \hbar\omega$. В результате изменяется число электронов, участвующих в поглощении, и, как видно из рисунка, в зависимости Γ от ω возникает излом.

При слабых полях изломы возникают сериями. Каждая серия изломов соответствует пересечениям уровней одной оболочки с $\mu - \hbar\omega$. Количество изломов в одной серии равно количеству уровней соответствующей оболочки. Так, для l-оболочки количество изломов равно $2l + 1$. Из условия возникновения изломов $\mu - \hbar\omega = E_{l,m}$ ясно, что изломы возникают при частотах, удовлетворяющих условию $\omega = \mu/\hbar - \Omega l(l+1)/2 - \omega_c m/2$. Отсюда следует, что расстояние между соседними изломами одной серии равно $\Delta\omega = \omega_c/2$. Величина скачка на изломе очень мала по сравнению с высотой пиков.

Отметим, что увеличение температуры заметно сглаживает изломы. Кроме того, температура приводит к уменьшению высоты большого пика и увеличению высоты малого.

Список литературы

[1] Yu.A. Vlasov, V.N. Astratov, O.Z. Karimov, A.A. Kaplyanskii, V.N. Bogomolov, A.V. Prokofiev. Phys. Rev. **B55**, *20*, R13 357 (1997).
[2] L. Fu, L. Resca. Phys. Rev. **B56**, *17*, 10 963 (1997).
[3] D.N. Aristov. Письма в ЖЭТФ **70**, *6*, 405 (1999).
[4] C.L. Foden, M.L. Leadbeater, M. Peper. Phys. Rev. **B52**, *12*, 8 646 (1995).
[5] J. Brüning, V.A. Geyler, V.A. Margulis, M.A. Pyataev. 9th Int Symp. "Nanostructures: Physics and Technology". St. Petersburg, Russia (2001). P. 367.
[6] D.V. Bulaev, V.A. Geyler, V.A. Margulis. Phys. Rev. **B62**, *17*, 11 517 (2000).
[7] R. Ruppin. Phys. Rev. **B45**, 11 209 (1992).
[8] Н.Г. Галкин, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов. ФТТ **43**, *3*, 511 (2001).
[9] V.A. Geyler, V.A. Margulis, A.V. Shorokhov. Phys. Rev. **B63**, 245 316 (2001).
[10] Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон. ЖЭТФ **49**, *3*, 914 (1965).