

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук

(26 марта 2008 г.)

PACS numbers: 01.10.Fv, 01.30.Cc

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808f.0875

26 марта 2008 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Климов В.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Наноплазмоника.*

2. **Истомин Я.Н.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Генерация электрон-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд.*

3. **Косевич Ю.А.** (Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва). *Многоканальное распространение и рассеяние фононов и фотонов в низкоразмерных наноструктурах.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 61.46.Bc, 71.45.Gm, **81.07. –b**
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808g.0875

Наноплазмоника

В.В. Климов

Благодаря успехам в получении и визуализации наноразмерных кластеров и других металлических наночастиц (рис. 1) сегодня быстро развивается важная область нанотехнологий и нанооптики — наноплазмоника. Наноплазмоника изучает явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами, с целью создания сложных оптических наноустройств. Плазмонные колебания в наночастицах существенно отличаются от поверхностных плазмонов [1], и поэтому их называют локализованными плазмонами.

Важнейшая черта явлений в наноплазмонике — это сочетание сильной пространственной локализации электронных колебаний с высокой частотой этих колебаний (от ультрафиолетового диапазона до инфракрасного). В свою очередь, сильная локализация приводит к гигантскому увеличению локальных оптических и электрических полей. И наконец, свойства локализованных плазмонов критически зависят от формы наночастиц, что позволяет "настраивать" систему их резонансов на эффективное взаимодействие со светом или элементар-

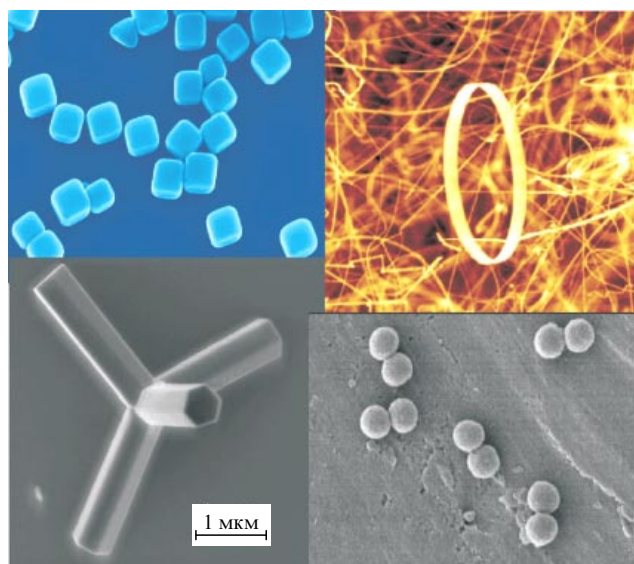


Рис. 1. Примеры наночастиц, для которых разработаны эффективные методы синтеза.

ными квантовыми системами (молекулами, квантовыми точками).

Эти важнейшие свойства плазмонных наночастиц уже позволили обнаружить ряд новых эффектов. Прежде всего, гигантские локальные поля вблизи наночастиц приводят к увеличению сечения комбинационного рассеяния на 10–14 порядков, что позволяет говорить об обнаружении отдельных молекул [2, 3]. Наличие локальных полей дает возможность разработки методов определения структуры ДНК без прикрепления к ним маркеров [4]. Используя сложную структуру спектров плазмонных наночастиц, можно одновременно усиливать как поглощение, так и испускание света наночастицами и, таким образом, создавать эффективные флуорофоры и наноразмерные источники света [5]. Кроме того, имеются предложения по использованию плазмонных наночастиц для стимулированного усиления плазмонных колебаний в наночастицах оптическим излучением (Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation — SPASER) [6]. Помимо этих новых приложений, основанных на физике плазмонных наночастиц, использование достижений наноплазмоники дает воз-

возможность существенно увеличить отношение эффективности/стоимость, например, в солнечных батареях и светоизлучающих диодах. Более того, считается, что наноплазмоника, благодаря малым размерам металлических наноструктур и оптическому быстрдействию происходящих в них процессов, позволит создать новую элементную базу (для компьютеров и устройств обработки данных) [7].

Само определение локализованных плазмонов до сих пор не является устоявшимся, и многие исследователи просто связывают локализованные плазмоны с резонансными пиками в сечениях рассеяния или поглощения света наночастицами. Такое представление часто приводит к недоразумениям, так как далеко не все локализованные плазмоны (например, "темные" плазмоны с равной нулю дипольной поляризуемостью) могут быть легко обнаружены и описаны таким образом. С нашей точки зрения, локализованными плазмонами следует называть решения задачи о свободных (т.е. в отсутствие возбуждающих полей) квазистатических колебаниях в наночастицах, которая сводится к следующей краевой задаче для уравнения Лапласа:

$$\Delta\varphi_n^{\text{in}} = 0, \quad \Delta\varphi_n^{\text{out}} = 0, \quad \varepsilon_n \frac{\partial\varphi_n^{\text{in}}}{\partial\mathbf{n}} \Big|_S = \frac{\partial\varphi_n^{\text{out}}}{\partial\mathbf{n}} \Big|_S, \quad (1)$$

где $\varphi_n^{\text{in}}, \varphi_n^{\text{out}}$ — электрические потенциалы собственных функций плазмона внутри и снаружи частицы соответственно, а $\partial\varphi_n/\partial\mathbf{n}|_S$ обозначает нормальную производную на границе частицы. Последнее уравнение в (1) обеспечивает выполнение непрерывности нормальных компонент индукции. Несмотря на внешне простой вид, система (1) чрезвычайно сложна с математической точки зрения, что и обуславливает богатство описываемых ею физических задач.

Собственные функции $\mathbf{e}_n = -\nabla\varphi_n$ и собственные значения диэлектрической проницаемости ε_n и определяют локализованное плазмонное колебание. Собственные значения ε_n всегда имеют отрицательные (без мнимых частей) дискретные значения для наночастиц с конечным объемом и в этом отношении локализованные плазмоны чрезвычайно похожи на обычные атомы и молекулы. Весьма важно, что *собственные значения ε_n не имеют никакого отношения к диэлектрической проницаемости реальных материалов, из которых состоят наночастицы.*

При численных исследованиях локализованных плазмонов удобно использовать интегральную формулировку (1):

$$\sigma(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \int_S d^2\mathbf{r}' \sigma(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{r})(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in S, \quad (2)$$

где $\sigma(\mathbf{r})$ — поверхностный заряд, $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ — внешняя нормаль к поверхности частицы, интегрирование проводится по поверхности частицы.

После того, как найдено решение квазистатической задачи (1) или (2), решение реальной задачи с заданными возбуждающими полями $\mathbf{E}^0(\mathbf{r})$ может быть выражено через собственные функции и собственные значения диэлектрической проницаемости локализованных плазмонов:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) + \sum_n \mathbf{e}_n(\mathbf{r}) \frac{(\varepsilon(\omega) - 1)}{(\varepsilon_n - \varepsilon(\omega))} \frac{\int_V \mathbf{e}_n \mathbf{E}^0 dV}{\int_V \mathbf{e}_n^2 dV}, \quad (3)$$

где интегрирование ведется по объему частицы V , $\varepsilon(\omega)$ — зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость реального вещества наночастицы. При тех частотах ω_n , при которых какой-либо из знаменателей близок к нулю, $\varepsilon_n \approx \varepsilon(\omega_n)$, возникает в принципе наблюдаемый плазмонный резонанс. В случае закона дисперсии Друде резонансные плазмонные частоты ω_n могут быть найдены из соотношения

$$\omega_n = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 - \varepsilon_n}}, \quad (4)$$

где ω_p — плазмонная частота металла. В свою очередь из (3) можно найти поляризуемости, сечения рассеяния и поглощения, скорости спонтанного излучения атома и т.д.

Самая важная особенность квазистатического описания (1) — это то, что оно позволяет иметь дело только с плазмонными колебаниями. Другие моды частиц (моды шепчущей галереи) в этом описании не возникают и не затрудняют получения и интерпретации результатов.

Фактически вышеизложенная теория применима только для наночастиц, т.е. тогда, когда можно пренебречь запаздыванием. В случае учета конечности размеров наночастиц по сравнению с длиной волны собственные значения ε_n приобретают отрицательные мнимые части, которые связаны с излучением плазмонов и определяются соотношением

$$\Delta\varepsilon_m = -ik^3 \frac{(\varepsilon_m - 1)^2}{6\pi} \frac{(\int_V \mathbf{e}_m dV)^2}{\int_V \mathbf{e}_m^2 dV}. \quad (5)$$

В наиболее простом случае сферических наночастиц радиусом R_0 решение задачи о собственных функциях и значениях диэлектрической проницаемости локализованных плазмонов имеет вид

$$\varepsilon_n = -\frac{n+1}{n} - A_n(ka)^2 - 2i(ka)^3 \delta_{n1} + \dots, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (6)$$

$$A_1 = -\frac{12}{5}, \quad A_2 = -\frac{5}{14}, \quad A_3 = -\frac{56}{405}, \quad \dots,$$

$$\varphi_{\text{in}} = \left(\frac{r}{R_0}\right)^n Y_n^m(\theta, \varphi), \quad \varphi_{\text{out}} = \left(\frac{R_0}{r}\right)^{n+1} Y_n^m(\theta, \varphi), \quad (7)$$

где r — радиус, Y — сферические гармоники. Наиболее важным является дипольное колебание электронов, $n = 1, \varepsilon_1 = -2$.

В более сложных и менее симметричных наночастицах резонансные плазмонные частоты и потенциалы плазмонных атомов имеют более сложный вид. Например, в случае металлической наночастицы в форме трехосного эллипсоида с полуосями $a_1 > a_2 > a_3$ плазмонные частоты будут определяться соотношением [8]

$$\varepsilon_{nm}(a_1, a_2, a_3) = \frac{E_n^m(a_1) F_n^m(a_1)}{E_n^m(a_1) F_n^m(a_1)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, m = 1, 2, \dots, 2n+1, \quad (8)$$

где E_n^m и F_n^m — внутренние и внешние функции Ламе, штрих означает производную функции по ее аргументу.

На практике большое значение имеют наночастицы кубической формы. Точнее говоря, похожие на кубы, так как в процессе выращивания таких наночастиц их ребра и

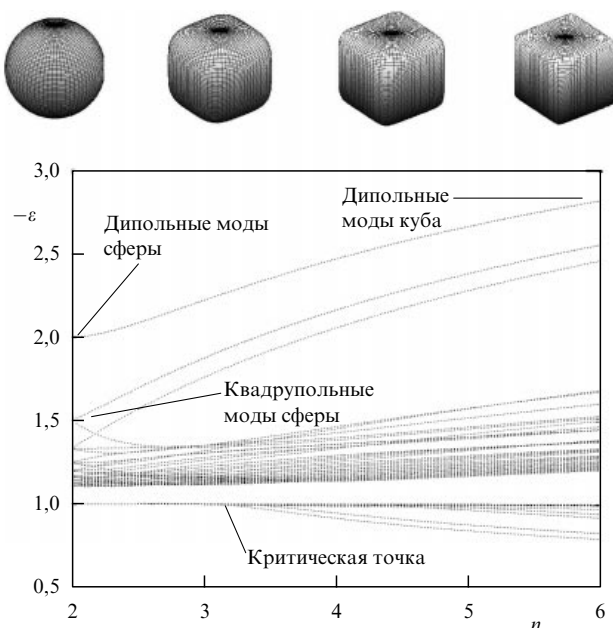


Рис. 2. Спектр плазмонных колебаний в зависимости от формы наночастиц кубической морфологии.

вершины имеют сглаженную форму [9] (см. рис. 1). Для описания локализованных плазмонов в такого рода наночастицах удобно использовать параметрическое представление их поверхности в виде

$$x^n + y^n + z^n = a^n. \quad (9)$$

Значение параметра $n = 2$ соответствует сфере, а $n = \infty$ — кубу.

На рисунке 2 показаны зависимости резонансных значений диэлектрической проницаемости от параметра n . Из рисунка видно, как собственные значения диэлектрической проницаемости расщепляются в результате изменения симметрии и постепенно переходят в собственные значения куба. Замечательной особенностью этого перехода является то, что спектр плазмонов существенно изменяется при значении $n = 2,5$, при котором образуются ветви с $\epsilon > -1$, не характерные для сферы, но характерные для куба. Фактически при $n = 2,5$ происходит фазовый переход в плазмонных спектрах. Аналогичный переход часто имеет место и в других наночастицах со сложной формой. Полученные спектры имеют большое значение, так как они позволяют чисто спектроскопическими способами контролировать кристаллизацию или плавление наночастиц, при которых изменяется форма наночастиц.

Другим важным примером локализованных плазмонов являются плазмонные колебания в кластере из двух сферических наночастиц [10–12].

Найденный нами полный спектр плазмонных колебаний показан на рис. 3. В области $\omega < \omega_p/\sqrt{2}$ ($\epsilon < -1$) имеются только симметричные и антисимметричные гибридные состояния, которые существуют при любых расстояниях между частицами и в пределе больших расстояний между наносферами непрерывно переходят в соответствующие состояния слабо взаимодействующих локализованных плазмонов с характеристиками (6), (7). Именно эти гибридные состояния являлись предметом исследования в [13–15].

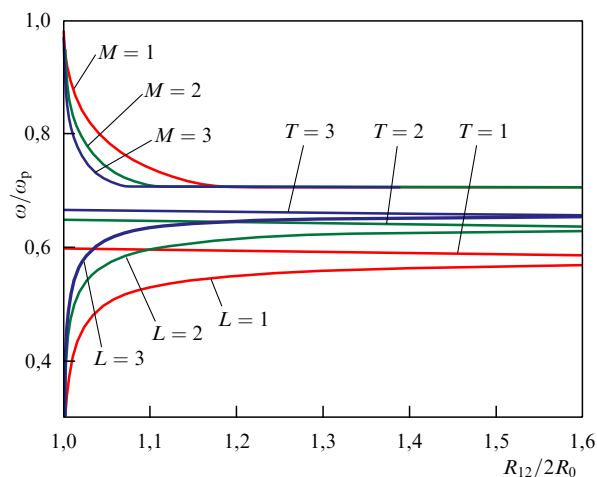


Рис. 3. Спектр плазмонных колебаний в кластере из двух наносфер в зависимости от расстояния между сферами R_{12} ($m = 1$).

Однако в области $\omega_p \geq \omega > \omega_p/\sqrt{2}$ ($0 > \epsilon > -1$) плазмонные осцилляции возможны только на малых расстояниях ($R_{12}/(2R_0) < 1,2$) между наночастицами. На этих расстояниях в плазмонном спектре кластера из двух наночастиц, как и в случае наночастиц кубической морфологии, происходит фазовый переход в спектрах.

В области малых расстояний между наносферами свойства новой ветви локализованных плазмонных колебаний (М-мод, или плазмонных молекул) имеют аналитическое описание [10–12]:

$$\epsilon_m^M = -(M + m + \delta_m) \cosh \frac{R_{12}}{2R_0} + \dots, \quad (10)$$

$$M = 1, 2, 3, \dots, \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

где R_{12} — расстояние между центрами сфер,

$$\delta_0 = \frac{1}{2}, \quad \delta_1 = -0,08578, \quad \delta_2 = -0,2639, \quad \delta_3 = -0,33, \dots, \quad \delta_\infty = -\frac{1}{2}, \quad (11)$$

$$\delta_m = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2m} + \frac{1}{8m^3} - \frac{1}{16m^5} + \frac{5}{128m^7} - \dots \quad (m > 0).$$

В случае больших азимутальных чисел, $m \gg 1$, также можно найти простые асимптотические выражения для спектров плазмонных колебаний в кластере из двух сфер. Выражения для собственных функций локализованных плазмонов в пределе близко расположенных сфер также могут быть найдены аналитически [10–12].

На рисунке 4 показано пространственное распределение волновой функции (потенциала) локализованных плазмонов в плоскости xz .

В осесимметричном случае ($m = 0$) пространственная структура антисимметричных (L-моды) и симметричных (Т-моды) плазмонных колебаний качественно соответствует структуре волновых функций изолированных сферических наночастиц, а именно: положительный заряд находится на одной полусфере, в то время как равный ему в силу электронейтральности сферы отрицательный заряд находится на противоположной части сферы. Взаимодействия между плазмонными атомами в этом случае сводится лишь к некоторому перераспределению заряда на противоположных полусферах.

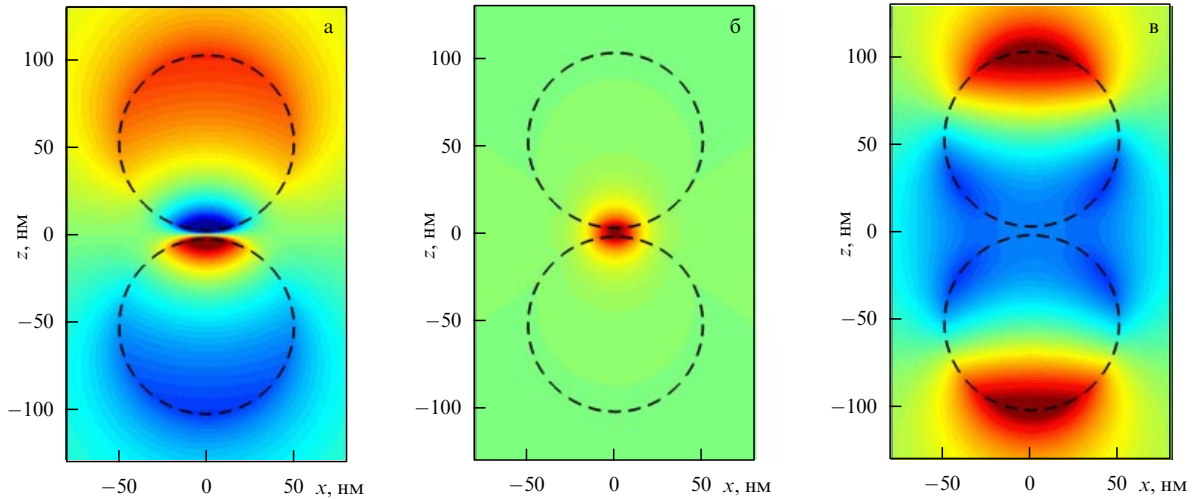


Рис. 4. Пространственное распределение электрического потенциала (а) L-мод, (б) М-мод и (в) Т-мод ($L, M, T = 1$) в плоскости xz ($m = 0$, $R_{12}/(2R_0) = 1,05$).

В случае симметричных М-мод, которые появляются в результате фазового перехода, ситуация прямо противоположна и заряды концентрируются в малой области вблизи щели между наносферами. На удаленных от зазора точках наносфер волновые функции плазмонных молекул (М-мод) фактически обращаются в нуль.

По мере увеличения расстояния между сферами локализация симметричных М-мод уменьшается и при критическом расстоянии между сферами М-моды исчезают, в то время как локализация антисимметричных (L) мод и симметричных (Т) мод не испытывает никаких изменений.

Различие в локализации симметричных М-мод и антисимметричных L-мод и симметричных Т-мод обуславливает их принципиальное различие по отношению к возбуждающим полям. Моды L и Т имеют поляризуемость порядка объема наносферы, $\alpha \sim R_0^3$, и эффективно взаимодействуют с однородными внешними полями соответствующей ориентации и симметрии. И наоборот, плазмонные молекулы имеют сравнительно малую поляризуемость $\alpha \sim \Delta^3$, где Δ — величина щели между сферами. Вследствие этого плазмонные молекулы слабо (по сравнению с L- и Т-модами) возбуждаются однородными оптическими полями. С другой стороны, М-моды эффективно взаимодействуют с сильнонеоднородными полями, которые локализованы вблизи щели между сферами. Такого рода поля возникают при излучении атомов и молекул, расположенных вблизи щели.

Выше были рассмотрены локализованные плазмоны в кластере из двух одинаковых наносфер. Полностью аналогичные локализованные плазмоны существуют в кластерах из двух различных наносфер или двух различных пузырьков в металле. Например, в случае малого расстояния между двумя различными сферами спектр плазмонных колебаний может быть описан выражением

$$\frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_3}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_3} \frac{\varepsilon_2(\omega) - \varepsilon_3}{\varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3} \approx \exp[(2N + 2m - 1)(\eta_2 - \eta_1)], \quad (12)$$

$$N = 1, 2, 3, \dots, \quad m = 0, 1, 2, \dots,$$

где параметр $\eta_2 - \eta_1$ можно найти из выражения

$$\cosh(\eta_2 - \eta_1) = \frac{R_{12}^2 - R_1^2 - R_2^2}{2R_1 R_2}, \quad (13)$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ — диэлектрические проницаемости первой, второй сфер и области между ними соответственно.

Сильная локализация М-мод позволяет говорить о том, что их свойства в основном зависят от радиусов кривизны почти соприкасающихся поверхностей и расстояния между центрами этих радиусов кривизны. Поэтому для любых гладких несферических частиц свойства М-мод, образующихся в зазоре между частицами, могут быть оценены на основе рассмотрения М-мод в двух сферах, аппроксимирующих несферические частицы в точке контакта.

В случае близко расположенных полубесконечных тел ситуация оказывается более сложной, поскольку тогда часть зарядов может уйти как угодно далеко от области соприкосновения, а спектр становится непрерывным. Это обстоятельство приводит к тому, что в таких системах локализованных плазмонов в строгом смысле слова не существует. Однако и в этом случае имеются устойчивые плазмонные колебания, которые аналогичны антисимметричным L-модам и симметричным М-модам [12].

Как уже говорилось, уникальные свойства локализованных плазмонов (нанолаocalизация, оптические частоты, настраиваемость резонансов за счет изменения формы) могут представлять интерес для многих приложений.

Сильная локализация М-мод, по-видимому, также может быть использована в целом ряде приложений, особенно в тех, где необходимо обеспечить эффективное взаимодействие нанолаocalизованных источников света (молекул и нанокристаллических квантовых точек) с наночастицами и наноструктурами, а также в наномеханических устройствах [16], где важную роль играют силы Ван-дер-Ваальса.

Как известно, силы Ван-дер-Ваальса связаны с пространственной зависимостью плотности энергии вакуумных флуктуаций. В случае плазмонных наночастиц,

разделенных малыми расстояниями, основной вклад в энергию Ван-дер-Ваальса дают нулевые колебания локализованных плазмонов.

В случае двух одинаковых плазмонных наносфер вклад в энергию Ван-дер-Ваальса дают нулевые колебания антисимметричных L-мод и симметричных T- и M-мод:

$$U_{vdW} = \frac{\hbar}{2} \left(\sum_{M=1}^{\infty} \omega_{M0} + \sum_{L=1}^{\infty} \omega_{L0} + \sum_{T=1}^{\infty} \omega_{T0} \right) + \hbar \left(\sum_{M,m=1}^{\infty} \omega_{Mm} + \sum_{L,m=1}^{\infty} \omega_{Lm} + \sum_{T,m=1}^{\infty} \omega_{Tm} \right). \quad (14)$$

Несмотря на формально одинаковые выражения, вклады различных мод приводят к совершенно разным физическим следствиям. Из рисунка 3 видно, что энергии (частоты) антисимметричных состояний (L-мод) увеличиваются с расстоянием, что приводит к притяжению между частицами. Напротив, энергия M-мод уменьшается с расстоянием, что приводит к отталкиванию наносфер. Симметричные T-моды также приводят к очень слабому отталкиванию.

На рисунке 5 показана зависимость вкладов различных плазмонных состояний в энергию Ван-дер-Ваальса от расстояния между сферами, полученная прямым суммированием всех плазмонных мод в (14) [17]. Как и ожидалось, симметричные моды приводят к отталкиванию, а продольные антисимметричные моды — к притяжению наночастиц. Неожиданным является то, что вклад отталкивания, обусловленный M-модами, почти равен вкладу притяжения, связанному с L-модами. В результате полная энергия Ван-дер-Ваальса возрастает с увеличением расстояния, т.е. является энергией притяжения, но величина этой энергии на порядок меньше той, которая получалась бы без учета вклада открытых нами M-мод.

Прямое измерение сил Ван-дер-Ваальса между плазмонными наночастицами может быть положено в осно-

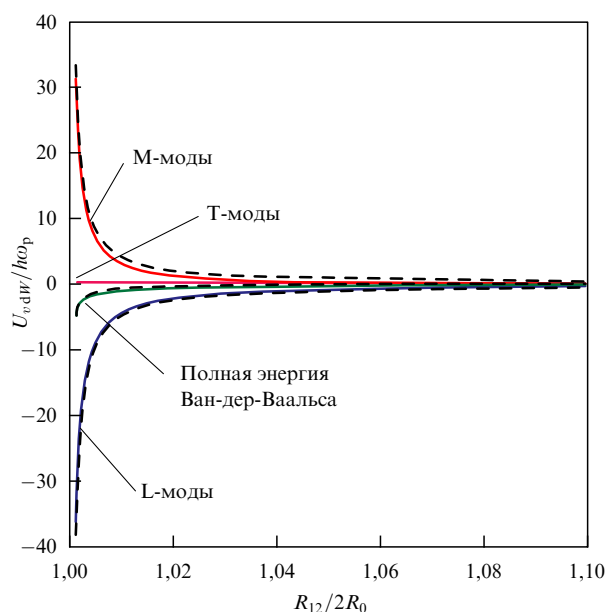


Рис. 5. Зависимость энергии Ван-дер-Ваальса, обусловленная различными плазмонными состояниями, от расстояния между сферами.

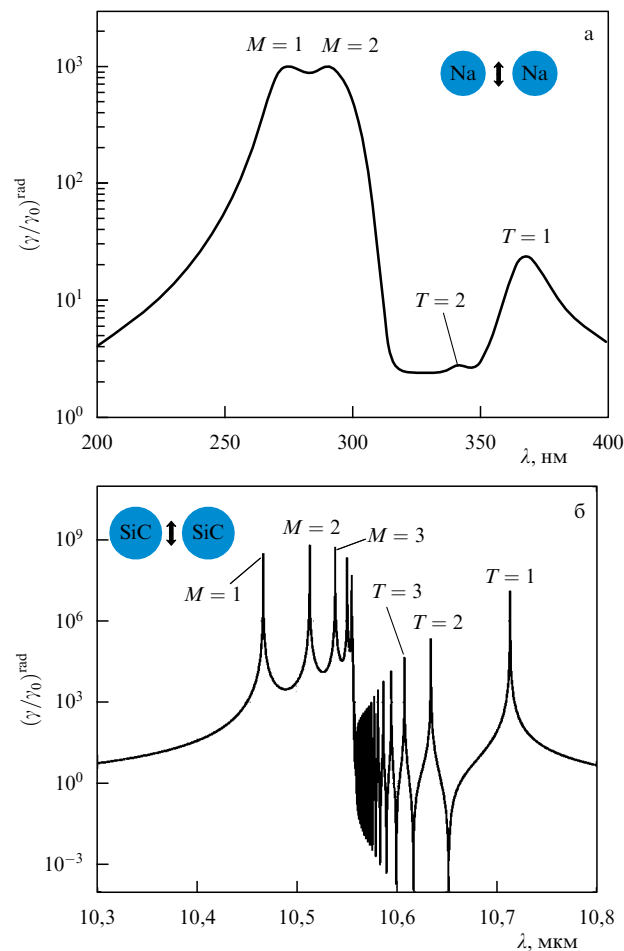


Рис. 6. Зависимость относительной радиационной скорости спонтанного распада молекулы, расположенной между двумя наносферами, в зависимости от длины волны ее излучения для наносфер (а) из Na [18] и (б) из SiC [19]. В обоих случаях $R_{12}/(2R_0) = 1,05$. Направление дипольного момента атома указано стрелкой.

ву экспериментального доказательства существования плазмонных молекул (M-мод).

Так как M-моды особенно эффективно взаимодействуют с сильнонеоднородными полями, то на основе оптического взаимодействия между молекулами и M-модами возможно построение различных детекторов единичных молекул или квантовых точек. На рисунке 6 показана зависимость радиационной скорости спонтанного распада различных молекул, которые попадают в зазор между двумя наносферами, от длины волны их излучения. Предполагается, что наносферы состоят или из Na с плазмонными резонансами в оптической области (рис. 6а), или из SiC с фонов-поляритонными резонансами в инфракрасной области (рис. 6б). Пики в правой части рис. 6 соответствуют взаимодействию обычной молекулы с T-модами, а пики с левой части рисунка — взаимодействию с M-модами локализованных плазмонов.

Анализ рис. 6 показывает, что, как и в случае с энергией Ван-дер-Ваальса, взаимодействие с M-модами является более значительным, чем взаимодействие с симметричными T-модами. Чрезвычайно важно и то, что в случае однородного внешнего поля M-моды (плазмонные молекулы) возбуждаются неэффективно.

Эти обстоятельства приводят к тому, что кластеры из двух и более наносфер, геометрия которых допускает возбуждение плазменных молекул с определенной частотой, могут быть использованы для разработки эффективных нанодетекторов отдельных молекул. Такие нанодетекторы будут иметь большое отношение сигнала к шуму, так как внешние поля на частоте колебаний М-мод практически не могут их возбудить.

С другой стороны, эффективное взаимодействие плазменных молекул с обычными атомами и молекулами может быть использовано для разработки как единичных устройств типа SPASER и нанолазеров, так и решеток из таких устройств.

Таким образом, в докладе представлена общая теория и результаты исследований плазменных колебаний в отдельных наночастицах и кластерах наночастиц. Продemonстрировано, что при изменении формы наночастиц в спектрах локализованных плазмонов происходят радикальные изменения — плазменные фазовые переходы. Показано, что рассмотренные в докладе локализованные плазмоны имеют значение для описания нанoeлектро-механических систем и наносенсоров отдельных молекул, а также для спектроскопического контроля формы наночастиц в процессе их синтеза.

В этом докладе рассматривались локализованные плазмоны в наночастицах из обычных материалов с $\epsilon < 0$. Однако сейчас большое внимание уделяется метаматериалам, в которых отрицательна не только диэлектрическая, но и магнитная проницаемость [20]. В наночастицах из таких материалов локализованные плазмоны имеют существенные особенности по сравнению с рассмотренными выше [21], и поэтому их естественно называть метаплазмонами.

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку работы Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты 05-02-19647, 07-02-01328) и Президиуму РАН.

Список литературы

1. Raether H *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin: Springer-Verlag, 1988)
2. Moskovits M et al., in *Optical Properties of Nanostructured Random Media* (Topics in Applied Physics, Vol. 82, Ed. V M Shalaev) (Berlin: Springer, 2002) p. 215
3. Wang Z et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100** 8638 (2003)
4. Lakowicz J R et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** R240 (2003)
5. Guzатов D V, Klimov V V *Chem. Phys. Lett.* **412** 341 (2005)
6. Bergman D J, Stockman M I *Phys. Rev. Lett.* **90** 027402 (2003)
7. Zia R et al. *Mater. Today* **9** (7–8) 20 (2006)
8. Климов В В, Гузатов Д В *Оптические свойства трехосного нанозллипсоида и их влияние на излучение атомов и молекул* (готовится к печати)
9. Sun Y, Xia Y *Science* **298** 2176 (2002)
10. Klimov V V, Guzатов D V *Phys. Rev. B* **75** 024303 (2007)
11. Климов В В, Гузатов Д В *Квантовая электроника*. **37** 209 (2007) [Klimov V V, Guzатов D V *Quantum Electron.* **37** 209 (2007)]
12. Klimov V V, Guzатов D V *Appl. Phys. A* **89** 305 (2007)
13. Claro F *Phys. Rev. B* **25** 7875 (1982)
14. Ruppel R *Phys. Rev. B* **26** 3440 (1982)
15. Nordlander P et al. *Nano Lett.* **4** 899 (2004)
16. Ekinci K L, Roukes M L *Rev. Sci. Instrum.* **76** 061101 (2005)
17. Klimov V V, Lambrecht A, arXiv:0712.4067
18. Palik E D (Ed.) *Handbook of Optical Constants of Solids* (Orlando: Academic Press, 1985)
19. Engelbrecht F, Helbig R *Phys. Rev. B* **48** 15698 (1993)
20. Soukoulis C M, Linden S, Wegener M *Science* **315** 47 (2007)
21. Klimov V V *Opt. Commun.* **211** 183 (2002)

PACS numbers: 52.27.Ep, 97.10.Ld, 97.60.Jd
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808h.0880

Генерация электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд

Я.Н. Истомин

1. Введение

В этом докладе обсуждаются процессы рождения релятивистской электронно-позитронной плазмы в магнитосферах вращающихся намагниченных нейтронных звезд. Рассмотрены как случай не очень сильных магнитных полей, $B \simeq 10^{12}$ Гс, характерных для радиопульсаров, так и случай сверхсильных полей, $B \simeq 10^{14} - 10^{15}$ Гс, которые присущи так называемым магнитарам. Показано, что сверхсильные магнитные поля не подавляют рождение частиц. Найдены области параметров, период вращения и напряженность магнитного поля, при которых происходит эффективное рождение плазмы.

Нейтронные звезды являются самыми маленькими наблюдаемыми звездами в Галактике. Их радиусы R составляют величину порядка 10 км (для сравнения — радиус Солнца равен 7×10^5 км). Поэтому отношение размеров нейтронных звезд к размерам обычных звезд составляет величину порядка 10^{-5} . Однако при таком небольшом размере массы нейтронных звезд M имеют порядок массы Солнца $M_\odot$, группируясь около значения $1,4M_\odot$. Средняя плотность вещества нейтронных звезд $\bar{\rho} = 3M/4\pi R^3 = 7 \times 10^{14}$ г см $^{-3}$. Эта величина превышает стандартную ядерную плотность $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$ г см $^{-3}$ в несколько раз: $\bar{\rho} \simeq 2,5\rho_0$. Поэтому нейтронную звезду можно представить как громадное атомное ядро размером в 10 км. В центре звезды плотность может достигать величин, превышающих ядерную плотность в 10–20 раз. При таких плотностях в центре нейтронной звезды возможна конденсация пионов, гиперонов и каонов. Обсуждается также возможность образования кварков, в основном странных. Такие звезды называют странными.

Тело звезды состоит из коры — внешней и внутренней, — в которой происходит нейтронизация вещества, и ядра — тоже внешнего и внутреннего. Количество протонов и электронов во внутренней коре и внешнем ядре составляет малую часть от количества нейтронов — несколько процентов. Нейтроны и протоны, вероятно, образуют сверхтекучие и сверхпроводящие пары, так что вещество нейтронной звезды обладает сверхтекучими и сверхпроводящими свойствами. Следует также отметить, что гравитационная энергия нейтронной звезды составляет заметную долю от энергии покоя звезды, $E_g = GM^2/R \simeq 5 \times 10^{53}$ эрг = $0,2Mc^2$, где G — гравитационная постоянная.

Существование нейтронных звезд было предсказано Бааде и Цвики [1] в 1934 г., через два года после открытия нейтронов. Несмотря на малые размеры, нейтронные звезды являются одними из самых активных звезд, они излучают энергию во всем диапазоне электромагнитных волн — от радиоволн до фотонов сверхвысоких энергий, больших 1 ТэВ.

Нейтронные звезды были открыты в 1967 г. Белл и Хьюишем [2] как источники периодического радиоизлу-