

Лазерно-индуцированные эффекты в спектрах комбинационного рассеяния света в одностенных углеродных нанотрубках

С.Н.Бокова, В.И.Конов, Е.Д.Образцова, А.В.Осадчий, А.С.Пожаров, С.В.Терехов

В спектрах комбинационного рассеяния (КР) света в одностенных углеродных нанотрубках обнаружено два типа эффектов, индуцированных повышением плотности мощности зондирующего лазерного излучения: необратимое исчезновение «дыхательных» мод КР нанотрубок с малым диаметром (0.8–1 нм) и обратимое изменение спектра, состоящее в появлении дополнительных «дыхательных» мод от нанотрубок с диаметрами, на 0.1–0.2 нм меньшими диаметров нанотрубок, находящихся в условиях резонансного возбуждения КР при комнатной температуре. Термическая природа эффектов подтверждена их воспроизведением при нагревании материала в оптической печи.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, лазерно-индуцированные эффекты, комбинационное рассеяние света.

1. Введение

В спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света основным требованием, предъявляемым к возбуждающему лазерному излучению, обычно является отсутствие его влияния на структуру и характеристики исследуемых веществ. В связи с этим используются зондирующие лазерные пучки с малой плотностью мощности. Однако метод КР может давать интересную информацию и при использовании интенсивных пучков. В этом случае он предоставляет уникальную возможность наблюдения *in situ* лазерно-индуцированных эффектов в материалах.

Одностенные углеродные нанотрубки являются подходящим объектом для такого исследования. Этот новый наноструктурированный материал [1], состоящий из бездефектных цилиндров с диаметром 0.4–2 нм и длиной 1–10 мкм (рис.1), свернутых из двумерной графитовой плоскости, обладает множеством уникальных свойств квантового характера [2]. Особенно интересны его электронные свойства. Плотность одноэлектронных состояний нанотрубки представляет собой дискретный набор сингулярностей ван Хофа (рис.2), положение которых определяется диаметром и хиральностью нанотрубки [3, 4]. В зависимости от геометрии нанотрубки могут быть полупроводниками или металлами. Это свойство является ключевым для создания нанoeлектронных элементов и устройств – диодов, транзисторов и логических схем [5].

При изготовлении таких элементов необходимо строго контролировать геометрические параметры нанотрубок. Однако до настоящего времени не существовало методов, обеспечивающих синтез монодисперсных нанотрубок с заданным диаметром. Однородность материала можно существенно улучшить, проведя его после-

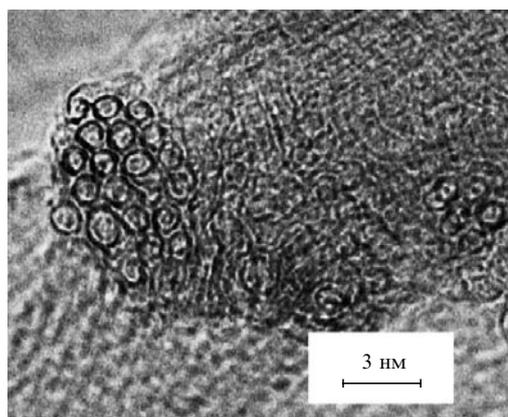


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение поперечного сечения пучка одностенных нанотрубок, полученных методом разложения СО при высоком давлении (HiPCO).

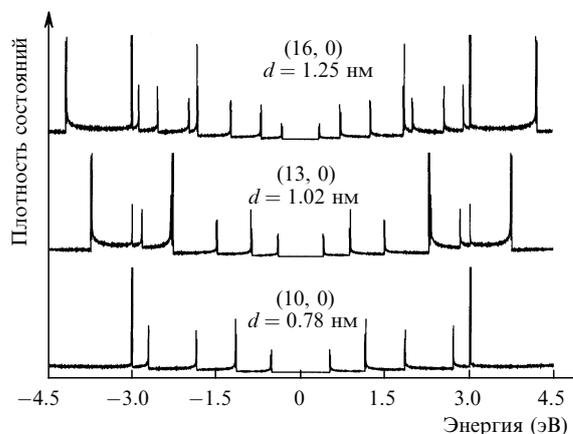


Рис.2. Распределения плотности одноэлектронных состояний для нехиральных нанотрубок типа «зигзаг» $(m, 0)$, где m – число углеродных гексагонов, укладываемых на длине окружности нанотрубки. Расчет проведен с помощью компьютерной программы, позволяющей моделировать плотности одноэлектронных состояний для углеродных нанотрубок любой геометрии [4]; d – диаметр нанотрубки.

С.Н.Бокова, В.И.Конов, Е.Д.Образцова, А.В.Осадчий, А.С.Пожаров, С.В.Терехов. Центр естественно-научных исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; факс: 7(095) 135 76 72, e-mail: elobr@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 23 января 2003 г.

дующее структурирование, например с помощью лазерного излучения. Использование КР света предоставляет возможность одновременно воздействовать на материал лазерным пучком и контролировать результаты этого воздействия. Известно, что метод КР позволяет определять диаметр и хиральность отдельных нанотрубок, тип проводимости и размер их пучков, распределение нанотрубок по диаметрам в конкретном образце, чистоту материала [6–8]. Вследствие резонансного характера рассеяния интенсивность КР в одностенных нанотрубках настолько велика, что становится возможной регистрация сигнала от одиночной нанотрубки – одной молекулы [7]. В последние годы появилось несколько работ, посвященных лазерно-индуцированным эффектам в спектрах КР графитоподобных материалов: графита [9], многостенных [10, 11] и одностенных [12–15] углеродных нанотрубок.

Задачей настоящей работы было выявление особенностей в спектрах КР, связанных с изменением структуры и свойств одностенных углеродных нанотрубок при их взаимодействии с непрерывным излучением Ar^+ -лазера.

2. Описание эксперимента

Были исследованы одностенные углеродные нанотрубки трех типов, синтезированные методами лазерной абляции [16], дугового синтеза [17] и каталитического разложения СО при высоком давлении (HiPCO) [18]. Все материалы предварительно исследовались методами электронной микроскопии высокого разрешения и КР при низкой плотности мощности возбуждающего лазерного излучения. Исследование спектров КР проводилось на тройном монохроматоре Jobin-Yvon S-3000 с микроскопической приставкой. Спектральная ширина щели составляла 2 см^{-1} . Спектры регистрировались при помощи CCD-матрицы.

Излучение непрерывного Ar^+ -лазера с различными длинами волн ($\lambda_1 = 488.0\text{ нм}$ (2.54 эВ), $\lambda_2 = 496.5\text{ нм}$ (2.50 эВ), $\lambda_3 = 514.5\text{ нм}$ (2.41 эВ)) использовалось как для воздействия на материал (на воздухе), так и для возбуждения КР. Мощность лазерного пучка варьировалась в диапазоне 1–1000 мВт. Размер пятна на образце составлял 20 мкм. Термический отжиг нанотрубок осуществлялся в оптической печи, снабженной контролем температуры в диапазоне 20–800 °С.

3. Экспериментальные результаты и выводы

3.1. Необратимые изменения в спектрах КР света в одностенных углеродных нанотрубках под действием лазерного излучения

На рис.3 приведены спектры КР нанотрубок, зарегистрированные при разной плотности мощности возбуждающего излучения Ar^+ -лазера ($\lambda = 514.5\text{ нм}$). Спектр, полученный при низкой (невозмущающей) плотности мощности, приведен на рис.3,а. Он имеет вид, характерный для одностенных углеродных нанотрубок. Первой его отличительной особенностью является расщепление на несколько компонент тангенциальной моды КР, включающей в себя колебания атомов, параллельные поверхности трубки. При комнатной температуре частота этой моды составляет 1592 см^{-1} . В случае HiPCO -нанотрубок одна из компонент (1565 см^{-1}) усилена, что

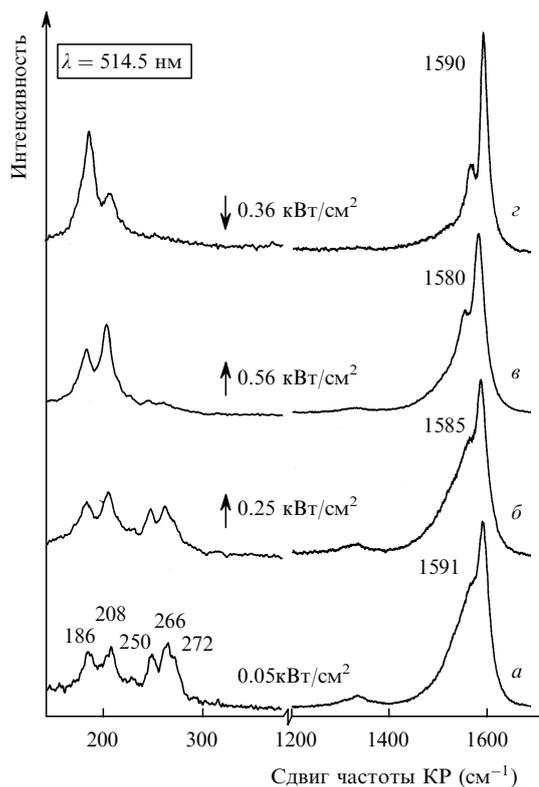


Рис.3. Спектры КР от HiPCO -нанотрубок в области «дыхательных» и тангенциальных мод, зарегистрированные при последовательно возрастающей плотности мощности излучения Ar^+ -лазера с $\lambda = 514.5\text{ нм}$ (а–в) и при ее снижении (г). Цифрами здесь и на рис.4, 6, 7 указаны частоты мод КР в см^{-1} .

придает общему контуру линии асимметричную форму резонанса Фано и приводит к незначительному сдвигу доминирующей частоты (1591 см^{-1}). Такой спектр отражает наличие электронно-фононного взаимодействия и соответствует металлическим нанотрубкам [7]. Следовательно, при данной энергии квантов (2.4 эВ) выполняются резонансные условия возбуждения КР в одной или нескольких нанотрубках, обладающих металлической проводимостью.

Вторая особенность спектра – наличие в диапазоне $100\text{–}300\text{ см}^{-1}$ группы линий (так называемых дыхательных мод) для нанотрубок с различной геометрией. Каждая из мод представляет собой радиальные колебания нанотрубки как целого. Особенностью HiPCO -материала является широкое распределение нанотрубок по диаметрам, включая нанотрубки малых диаметров ($\sim 0.8\text{ нм}$), отсутствующие в материалах, синтезированных другими методами. В зарегистрированном спектре наблюдается пять «дыхательных» мод с частотами 186, 208, 250, 266 и 272 см^{-1} .

В общем случае частота «дыхательной» моды в спектре КР зависит от диаметра нанотрубки следующим образом [19, 20]:

$$\omega = \frac{C_1}{d} + C_2, \quad (1)$$

где ω – частота комбинационного сдвига (в см^{-1}); d – диаметр нанотрубки (в нм); C_1 и C_2 – константы. Константа C_1 определяется дисперсионной кривой графита, а C_2 отражает изменение частоты радиальных колебаний одиночной нанотрубки при включении ее в пучок (за счет

возникновения ван-дер-ваальсовского взаимодействия между трубками). Электронная микроскопия показывает, что в исследованных нами материалах трубки, как правило, объединены в пучки. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными имеет место при $C_1 = 234$ [19] и $C_2 = 10 \text{ см}^{-1}$.

По формуле (1) были рассчитаны диаметры нанотрубок, соответствующие частотам «дыхательных» мод, приведенных на рис.3,а: $d = 1.33 \text{ нм}$ для $\omega = 186 \text{ см}^{-1}$, $d = 1.18 \text{ нм}$ для $\omega = 208 \text{ см}^{-1}$, $d = 0.98 \text{ нм}$ для $\omega = 250 \text{ см}^{-1}$, $d = 0.91 \text{ нм}$ для $\omega = 266 \text{ см}^{-1}$ и $d = 0.89 \text{ нм}$ для $\omega = 272 \text{ см}^{-1}$. Из рис.3,б,в видно, что при увеличении плотности мощности лазерного излучения P относительная интенсивность «дыхательных» мод, соответствующих нанотрубкам наименьшего диаметра (0.8–1.0 нм), падает вплоть до полного исчезновения сигнала при $P = 0.56 \text{ кВт/см}^2$. Одновременно с ослаблением «дыхательных» мод происходит изменение контура тангенциальной моды. Асимметрия контура исчезает, и мода приобретает вид, характерный для полупроводниковых нанотрубок. На рис.3,г показано, что эти изменения являются необратимыми: сигнал КР от трубок малого диаметра не восстанавливается после снижения плотности мощности лазерного пучка.

Единственным обратимым изменением в спектре является частотное положение тангенциальной моды нанотрубок. Ранее было установлено, что ее частота линейно меняется с температурой [8, 21] и может служить внутренним температурным индикатором в спектрах КР нанотрубок. Стандартная оценка температуры по соотношению стоксовой и антистоксовой компонент сигнала КР неприемлема для нанотрубок, поскольку в случае резонансного КР фотоны со стоксовой и антистоксовой энергиями находятся в различных резонансных условиях [7, 21].

Термоиндуцированный сдвиг оптических мод КР при постоянном давлении определяется термическим коэффициентом объемного расширения материала и ангармонизмом [9]. Степень дефектности нанотрубок, а следовательно и их термический коэффициент объемного расширения, зависит от метода синтеза. Это приводит к варьированию коэффициента термического сдвига тангенциальной моды КР от материала к материалу при сохранении линейного характера его поведения. Поэтому для каждого типа нанотрубок необходимы калибровочные измерения в оптической печи.

Эксперимент по воздействию на НiрСО-нанотрубки лазерного излучения с варьируемой плотностью мощности (аналогичный эксперименту, результаты которого приведены на рис.3), был также выполнен в вакууме. Однако сигнал КР от нанотрубок малого диаметра при увеличении плотности мощности лазерного излучения не исчезал. Следовательно, наличие кислорода являлось необходимым условием для наблюдения описанных трансформаций спектра.

Для объяснения этого эффекта был предложен механизм селективного окислительного отжига одностенных углеродных нанотрубок в лазерном пучке с пороговой температурой отжига, зависящей от их диаметра [22]. В этом случае роль лазерного пучка сводилась к нагреву материала и можно было ожидать, что исчезновение «дыхательных» мод КР нанотрубок малого диаметра будет также наблюдаться при исключительно термическом воздействии на материал.

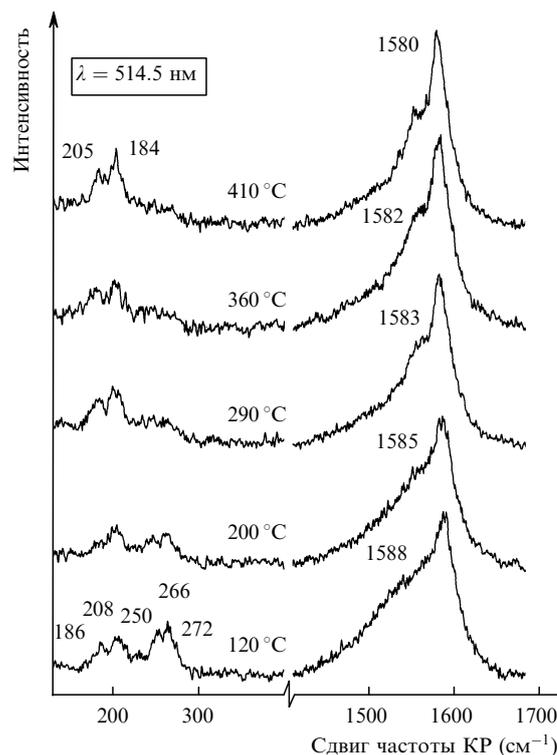


Рис.4. Спектры КР от НiрСО-нанотрубок в области «дыхательных» мод при нагревании в оптической печи на воздухе. Видно необратимое исчезновение мод с частотами свыше 250 см^{-1} при увеличении температуры.

Для проверки этой гипотезы регистрировались спектры КР, соответствующие различным температурам нагрева НiрСО-нанотрубок в оптической печи на воздухе (рис.4). Из рис.4 видно, что повышение температуры действительно приводило к исчезновению мод с частотами свыше 250 см^{-1} с одновременным изменением контура Фано тангенциальной моды. Синхронность двух трансформаций спектра позволила предположить, что селективно удаленные нанотрубки малого диаметра имели металлическую проводимость.

В процессе измерений в печи была установлена пороговая температура отжига нанотрубок диаметром 0.8–1 нм. Она составила около 400 °C . Сигнал КР от сохранившихся на первоначальном этапе отжига более крупных нанотрубок (диаметром 1.1–1.4 нм) окончательно исчез при температуре 650 °C . Это значение практически совпало с данными термогравиметрии [23]. Была проведена калибровка линейного сдвига тангенциальной моды в спектре КР от НiрСО-нанотрубок, подвергнутых термическому воздействию на воздухе (рис.5). Термический коэффициент сдвига составил $-0.03 \text{ см}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$. Используя это значение, мы оценили температуру в момент исчезновения «дыхательных» мод нанотрубок малого диаметра в спектре КР материала, подвергнутого лазерному нагреву (рис.3). Пороговая температура отжига (400 °C) совпала с данными измерений, проведенных в печи.

Таким образом, используя спектроскопию КР, мы установили, что под действием лазерного излучения с увеличивающейся плотностью мощности происходит селективный окислительный отжиг НiрСО-нанотрубок, пороговая температура которого зависит от диаметра нанотрубки и может быть определена по положению

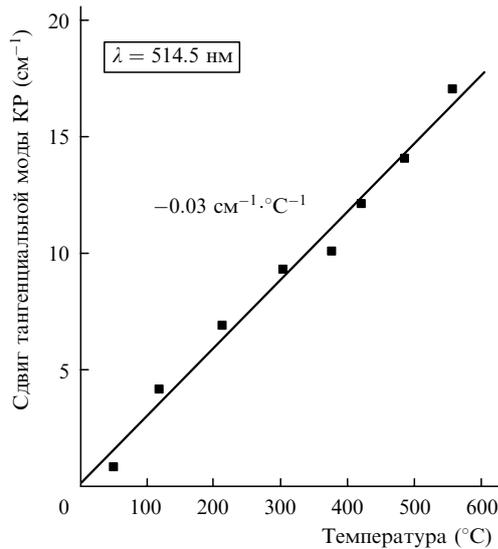


Рис.5. Зависимость от температуры сдвига тангенциальной моды в спектре КР для одностенных углеродных НipCO-нанотрубок, измеренная при нагревании на воздухе в оптической печи (точки). Сплошная линия – линейная аппроксимация. Положение моды при комнатной температуре соответствует частоте 1591 см^{-1} .

тангенциальной моды в спектре КР нанотрубок в момент исчезновения соответствующей «дыхательной» моды. Такой контролируемый селективный отжиг может успешно применяться для гомогенизации нанотрубочного материала.

3.2. Обратимые изменения в спектрах КР света в одностенных углеродных нанотрубках под действием лазерного излучения

С первых шагов развития КР-диагностики одностенных углеродных нанотрубок [6] одним из основных ее достоинств оказалась высокая интенсивность сигнала, обусловленная возможностью возбуждения селективного резонансного отклика от нанотрубок с различной геометрией. Каждый материал содержит нанотрубки разного диаметра [24]. Распределение по диаметрам обычно имеет гауссову форму с полушириной $0.1\text{--}0.4\text{ нм}$. Средний диаметр определяется параметрами синтеза: типом катализатора, температурой, давлением и типом буферного газа [25]. Каждая из нанотрубок имеет индивидуальную электронную структуру (рис.2). Совпадение энергии кванта лазерного возбуждения с энергетическим зазором между симметричными пиками ван Хофа в распределении плотности одноэлектронных состояний конкретной нанотрубки является условием возбуждения ее резонансного отклика. В спектре КР это проявляется как доминирование «дыхательной» моды соответствующей нанотрубки. При увеличении энергии кванта лазерного возбуждения резонансные условия выполняются для трубки меньшего диаметра (рис.6,а).

В наших экспериментах было установлено, что перестройку селективного резонансного отклика от нанотрубок можно осуществлять не только посредством сканирования энергии лазерного возбуждения, но и варьированием его плотности мощности (при неизменной длине волны) [26]. На рис.6,б приведены спектры КР бумагоподобных образцов одностенных углеродных нанотрубок, полученных методом лазерной абляции, которые зарегистрированы при последовательно увеличивающейся

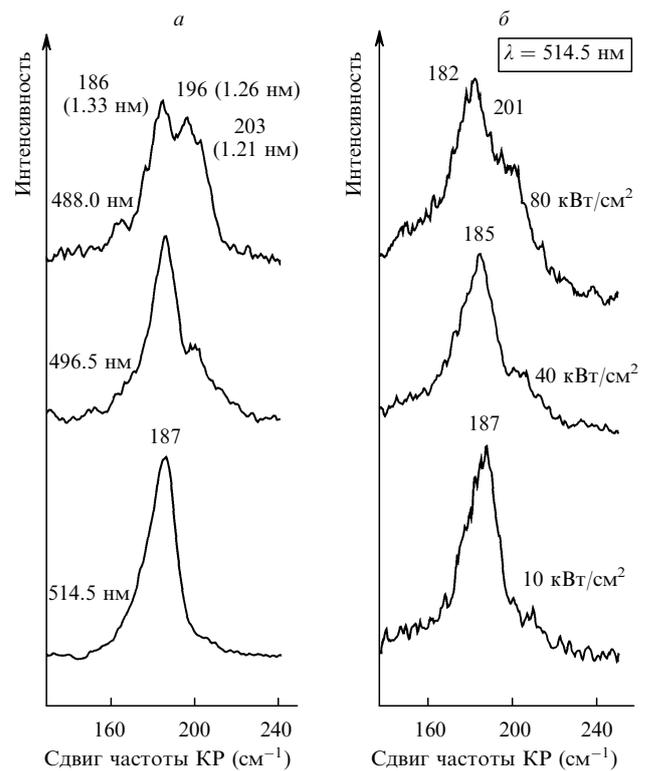


Рис.6. Зависимости формы контура «дыхательных» мод в спектре КР одностенных углеродных нанотрубок, синтезированных методом лазерной абляции, от длины волны возбуждающего лазерного излучения (а) и от плотности его мощности при фиксированной длине волны ($\lambda = 514.5\text{ нм}$) (б). В скобках даны диаметры нанотрубок.

плотности мощности лазерного излучения ($\lambda = 514.5\text{ нм}$). В исходном спектре доминирующим сигналом является «дыхательная» мода с частотой 187 см^{-1} , соответствующая нанотрубкам диаметром 1.32 нм . Видно, что повышение плотности мощности приводит к появлению в спектре дополнительных «дыхательных» мод, отвечающих нанотрубкам меньшего диаметра, которые обладают резонансными энергиями, превышающими энергию квантов лазерного возбуждения (2.41 эВ). Несмотря на то что длина волны возбуждения остается фиксированной, спектральные изменения аналогичны наблюдаемым при изменении λ (рис.6,а). Положения мод немного сдвинуты в низкочастотную область вследствие нагрева образца. Наблюдаемые спектральные изменения являются обратимыми: при снижении плотности мощности лазерного излучения исходная форма спектра восстанавливается.

Как и в случае, описанном в п.3.2, для проверки термической природы воздействия лазерного излучения на нанотрубки необходимо было провести измерения в оптической печи. На рис.7 приведены спектры КР тех же образцов нанотрубок, что и на рис.6,б, зарегистрированные *in situ* при нагревании материала в оптической печи на воздухе. Для исключения влияния зондирующего лазерного излучения ($\lambda = 514.5\text{ нм}$) на характеристики материала спектры зарегистрированы при низкой плотности мощности лазерного пучка (50 Вт/см^2). При комнатной температуре в спектре наблюдались две характерные моды. Одиочная «дыхательная» мода (с частотой 187 см^{-1}) и расщепленная тангенциальная мода (с частотой доминирующего пика 1592 см^{-1}). При повышении температуры тангенциальная мода сдвигалась в сторону

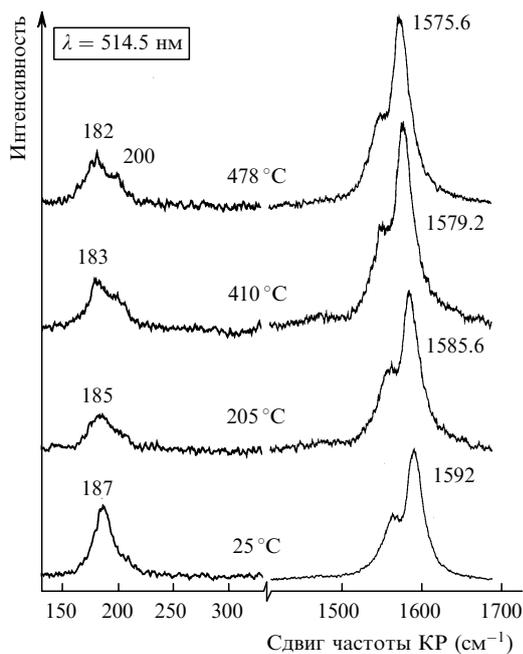


Рис.7. Термоиндуцированные изменения в области «дыхательных» мод спектра КР при нагревании одностенных углеродных нанотрубок, синтезированных методом лазерной абляции, в оптической печи на воздухе.

низких частот. Как и для NiPCO -нанотрубок, ее сдвиг оказался линейным. Термический коэффициент сдвига составил $-0.038 \text{ см}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$. Знание этой величины позволило оценить температуру в предыдущих экспериментах по лазерному нагреву бумагоподобного образца нанотрубок.

Форма «дыхательной» моды КР при повышении температуры изменялась таким же образом, как и при увеличении плотности мощности возбуждающего лазерного излучения (рис.6,б). Частота основной «дыхательной» моды уменьшалась при повышении температуры. Однако температурный коэффициент ее сдвига ($-0.011 \text{ см}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$) оказался существенно ниже, чем для тангенциальной моды. При температуре $\sim 200 \text{ °C}$ наряду с основной «дыхательной» модой в спектре появилась мода с частотой 203 см^{-1} , соответствующая нанотрубкам меньшего диаметра. При повышении температуры интенсивность новой моды возрастала одновременно с небольшим уменьшением ее частоты.

Таким образом, проведенный эксперимент показал, что возбуждение сигнала от нанотрубок, обладающих резонансной энергией, которая превышает энергию кванта лазерного излучения, может быть обусловлено исключительно увеличением температуры. Это означает, что действие лазерного излучения сводится к нагреву материала, и наблюдаемый эффект появления сигнала от нанотрубок меньшего диаметра можно рассматривать как термовозбуждаемый резонанс. Дополнительным подтверждением отсутствия оптических эффектов явилась зарегистрированная линейная зависимость интенсивности тангенциальной моды от плотности мощности лазерного излучения.

Можно предложить следующий механизм возбуждения терморезонанса. При комнатной температуре в спектре КР наблюдается селективный резонансный отклик от нанотрубок диаметром 1.32 нм , электронная структура которых отличается тем, что энергетический зазор меж-

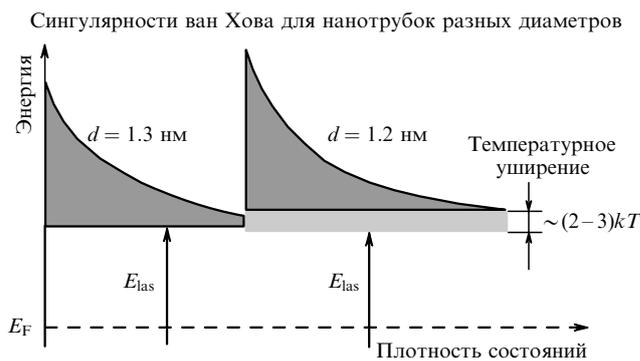


Рис.8. Энергетическая схема, поясняющая возникновение термоиндуцированного резонанса в спектре КР в результате теплового уширения краев сингулярностей ван Хова в распределении плотности одноэлектронных состояний для нанотрубки с надпороговым значением резонансной энергии (E_{las} – энергия кванта лазерного возбуждения, E_F – энергия Ферми).

ду симметричными сингулярностями ван Хова (запрещенная зона) совпадает с энергией кванта лазерного излучения (2.41 эВ). Нанотрубки меньшего диаметра не видны в спектре, поскольку они имеют большой энергетический зазор (рис.8). Однако при повышении температуры тепловое размытие краев сингулярностей ван Хова ($\sim (2-3)kT$) приводит к эффективному сужению запрещенной зоны. Первоначальная лазерная энергия становится резонансной также и для нанотрубок с диаметрами, на $0.1-0.2 \text{ нм}$ меньшими исходных. Это приводит к появлению в спектре КР дополнительных «дыхательных» мод с частотами, превышающими на $10-15 \text{ см}^{-1}$ исходные резонансные частоты.

Эффект термовозбуждаемого лазерным излучением резонансного отклика КР наблюдался также для нанотрубок, синтезированных дуговым методом. Поскольку средний диаметр нанотрубок в этом материале имеет другое значение, эффект проявлялся наиболее ярко при возбуждении Ar^+ -лазером с энергией кванта 2.54 эВ ($\lambda = 488.0 \text{ нм}$).

Обнаруженное термоиндуцированное возбуждение резонансного КР в одностенных углеродных нанотрубках открывает дополнительные возможности получения информации о составе и электронной структуре материала, позволяя осуществлять плавное «переключение» резонансного отклика с одних нанотрубок на другие посредством изменения температуры, а не длины волны возбуждающего излучения.

4. Заключение

Обнаружен эффект отжига одностенных углеродных нанотрубок малого диаметра ($0.8-1 \text{ нм}$) при существенно более низких температурах (400 °C), чем температуры отжига для нанотрубок диаметром $1.1-1.4 \text{ нм}$ (650 °C). Эффект наблюдался при регистрации спектров КР от NiPCO -нанотрубок при повышенных температурах (как в лазерном пучке, так и в печи). Он проявлялся в том, что «дыхательные» моды КР с наибольшими частотами (свыше 250 см^{-1}), соответствующие нанотрубкам наименьшего диаметра, постепенно необратимо исчезали из спектра при повышении температуры. В спектре КР существовал внутренний индикатор температуры – частотное положение тангенциальной моды. Его линейный сдвиг с температурой был прокалиброван посредством

измерений в оптической печи с термостабилизацией. Полученные данные показывают, что использование окислительного отжига при заданной температуре может обеспечить гомогенизацию по диаметру нанотрубок.

Помимо сигнала от нанотрубок, находящихся в резонансных условиях возбуждения КР при комнатной температуре, обнаружено термоиндуцированное резонансное возбуждение «дыхательных» мод КР для трубок меньшего диаметра. Эффект наблюдался независимо от способа нагрева материала (лазерным пучком или в оптической печи) и способа синтеза нанотрубок. Предложенный механизм термовозбуждения резонансного КР основан на учете термического уширения сингулярностей ван Хофа в распределении плотности одноэлектронных состояний нанотрубок, приводящего к изменению резонансных условий при повышении температуры. Обнаруженный эффект может быть использован для перестройки селективного резонансного КР-отклика системы нанотрубок при изменении температуры, а не длины волны возбуждающего излучения.

Работа проводилась в рамках исследовательских проектов РФФИ (грант № 01-02-17358), INTAS (№ 01-254), МНТЦ (№ 1400), программы РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты», а также аспирантского гранта ISSEP и Правительства Москвы для А.В.Осадчего. Авторы благодарны В.И.Зайковскому и В.Л.Кузнецову (Институт катализа СО РАН, Новосибирск) за выполнение электронно-микроскопических исследований нанотрубчатых материалов, U.Dettlaff-Veglikovska и S.Roth (Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany) – за предоставление образцов HiPCO-материалов.

1. Iijima S. *Nature*, **354**, 56 (1991).
2. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C. In: *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (New York, San Diego: Academic Press, 1996).
3. Mintmire J.W., White C.T. *Phys Rev. Lett.*, **81**, 2506 (1998).
4. Осадчий А.В., Образцова Е.Д., Терехов С.В., Юров В.Ю. *Письма*

в *ЖЭТФ*, **77**, 479 (2003).

5. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Avouris P. In: *Carbon Nanotubes: Synthesis, Structure, Properties and Applications* (Berlin, Heidelberg: Springer, 2001).
6. Rao M., Richter E., Bandow S., et al. *Science*, **275**, 187 (1997).
7. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Jorio A., Souza Filho A.G., Saito R. *Carbon*, **40**, 2043 (2002).
8. Terekhov S.V., Obraztsova E.D., Lobach A.S., Konov V.I. *Appl. Phys. A*, **74**, 393 (2002).
9. Tan P., Deng Y., Zhao Q., Cheng W. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1818 (1999).
10. Huang F., Yue K.T., Tan P., et al. *J. Appl. Phys.*, **84**, 4022 (1998).
11. Huong P.V., Cavagnat R., Ajayan P.M., Stephan O. *Phys. Rev. B*, **51**, 10048 (1995).
12. Li H.D., Yue K.T., Lian Z.L., Zhan Y., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2053 (2000).
13. Yu Z., Brus L.E. *J. Phys. Chem.*, **104**, 10995 (2000).
14. Zhang L., Li H., Yue K.-T., Zhang S.-L., et al. *Phys. Rev. B*, **65**, 073401 (2002).
15. Corio P., Santos P.S., Pimenta M.A., Dresselhaus M.S. *Chem. Phys. Lett.*, **360**, 557 (2002).
16. Thess A., Lee R., Nikolaev P., et al. *Science*, **273**, 483 (1996).
17. Journet K., Maser W.K., Bernier P., et al. *Nature*, **388**, 756 (1997).
18. Nikolaev P., Bronnikovski M.J., et al. *Chem. Phys. Lett.*, **313**, 91 (1999).
19. Kuzmany H., Plank W., Hulman M., et al. *Eur. Phys. J. B*, **22**, 307 (2001).
20. Henrard L., Hernandez E., Bernier P., Rubio A. *Phys. Rev. B*, **60**, R8521 (1999).
21. Obraztsova E.D., Terekhov S.V., Osadchy A.V. In: *AIP Conf. Proc.* (Melville, 2000, v. 544, p. 276).
22. Bokova S.N., Obraztsova E.D., Terekhov S.V., Dettlaff-Veglikovska U. *Proc. XI Intern. Laser Physics Workshop 2002 (LPHYS-02)* (Bratislava, 2002, p. 9).
23. Chiang I.W., Brins B.E., Smalley R.E., et al. *J. Phys. Chem. B*, **105**, 1157 (2001).
24. Obraztsova E.D., Yurov V.Yu., Shevluga V.M., et al. *Nanostructured Materials*, **11**, 295 (1999).
25. Kuznetsov V.L., Usoltseva A.N., Chuvilin A.L., Obraztsova E.D., Bonard J.-M. *Phys. Rev. B*, **64**, 235401 (2001).
26. Obraztsova E.D., Bonard J.-M., Kuznetsov V.L., et al. *Nanostructured Materials*, **12**, 567 (1999).



А.М.Прохоров с женой Галиной Алексеевной (1964 г.)