

КОНФИГУРАЦИОННОЕ СМЕШИВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КРИСТАЛЛАХ C_{60} ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

К. П. Мелетов*, В. К. Долганов

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская область, Россия*

Поступила в редакцию 9 июля 1997 г.

Измерены спектры оптического поглощения тонких кристаллов фуллерита C_{60} в диапазоне 1.7–3.8 эВ при $T = 300$ К и давлении до 2.5 ГПа. Обнаружено, что с ростом давления наблюдается красный сдвиг и перераспределение интенсивности полос электронного поглощения. Интенсивность полосы, отвечающей низшему прямому межзонному переходу, монотонно возрастает с ростом давления, в то время как интенсивность расположенной выше по энергии межзонной полосы уменьшается. Полосы слабого краевого поглощения, расположенные в области 1.7–2.2 эВ, постепенно перекрываются с полосой низшего межзонного перехода, усиливающейся с ростом давления. Аналогичное перераспределение интенсивности полос электронного поглощения наблюдается и при переходе от спектра изолированной молекулы к спектру кристалла C_{60} . Полученные результаты свидетельствуют о конфигурационном смешивании электронных состояний, вызванном кристаллическим полем, и обсуждаются в рамках модели Крейга–Маклюра, предложенной для описания конфигурационного смешивания электронных состояний в молекулярных кристаллах антрацена и нафталина.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронный спектр молекулярного и кристаллического C_{60} исследовался в многочисленных теоретических и экспериментальных работах. Первые расчеты электронного спектра молекулы C_{60} появились вскоре после открытия стабильных многоатомных углеродных молекул в продуктах лазерного испарения графита [1–3]. За ними последовали более точные квантовохимические расчеты молекулярной структуры, электронного и фононного спектров C_{60} [4–8]. Экспериментальное исследование электронного спектра C_{60} стало возможным после разработки эффективного метода получения фуллеренов с помощью графитовой дуги [9–12]. Детальные измерения спектров молекулярного поглощения C_{60} и электронно-колебательный анализ структуры спектра были выполнены для твердых растворов C_{60} в матрицах аргона и гексана с использованием фурье-спектрометров высокого разрешения [13, 14]. В результате этих исследований было установлено, что область слабого краевого поглощения 1.78–3.04 эВ в молекулярном спектре C_{60} отвечает электронно-колебательным повторениям дипольно-запрещенных электронных переходов. Эти переходы с участием неполносимметричных фононов обусловлены эффектами Герцберга–Теллера и Яна–Теллера и наблюдаются также в спектрах поглощения пленок и тонких кристаллов C_{60} [15, 16]. Дипольно-разрешенные электронные переходы расположены в области энергий выше 3 эВ, наиболее интенсивные из которых отвечают полосам поглощения 4.84 и 5.88 эВ [14].

* E-mail: mele@issp.ac.ru

Экспериментальный спектр поглощения молекулы C_{60} довольно хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов электронного спектра, хотя имеются и определенные количественные различия [8, 14]. Спектр оптического поглощения кристаллов C_{60} в целом близок к спектру поглощения молекулы, что является отличительной чертой молекулярных кристаллов. Практически все полосы, наблюдающиеся в спектре поглощения кристалла C_{60} , имеются и в спектре поглощения молекулы, однако они сдвинуты в сторону меньших энергий. Этот сдвиг полос в молекулярных кристаллах называется кристаллическим, а его величина пропорциональна интенсивности перехода и достигает сотен миллиэлектронвольт. В то же время относительные интенсивности полос в спектрах поглощения кристалла и молекулы C_{60} в растворе и газовой фазе заметно различаются [17]. Наиболее существенное различие состоит в том, что в области энергий 2.2–3.1 эВ в спектре поглощения кристалла появляется новая широкая полоса поглощения. Ее интенсивность значительно превышает интенсивность полос слабого краевого поглощения, однако она слабее расположенных выше по энергии полос дипольно-разрешенных переходов. Происхождение этой полосы является предметом интенсивного обсуждения в ряде работ, и наиболее распространенная точка зрения состоит в том, что она отвечает прямым зона-зонным переходам из валентной зоны в зону проводимости. Значительная ширина полосы связывается при этом с расщеплением вырожденных молекулярных электронных состояний, образующих валентную зону и зону проводимости кристалла. Следует отметить, что до настоящего времени нет достоверных данных о том, какому именно молекулярному электронному переходу соответствует эта полоса. Поскольку в этой области электронного спектра молекулы переходов такой интенсивности нет, то считается, что эта полоса связана с запрещенными переходами молекулы, которые разрешаются в кристалле из-за изменения позиционной симметрии молекулы. Мы предполагаем, однако, что она связана со слабым дипольно-разрешенным переходом молекулы, интенсивность которого резко возрастает в кристалле из-за конфигурационного смешивания с расположенными выше сильными электронными переходами. Подобное смешивание электронных состояний молекулы, обусловленное влиянием кристаллического поля, наблюдалось в спектрах экситонного поглощения молекулярных кристаллов антрацена и нафталина и было описано в работах Крейга и Маклюра [18, 19]. Впоследствии было показано, что интенсивность полос в этом случае значительно изменяется и при гидростатическом сжатии кристалла, когда усиливается межмолекулярное взаимодействие и влияние кристаллического поля возрастает [20].

В связи с этим в настоящей работе выполнено детальное исследование интенсивности полос в спектрах электронного поглощения кристаллов C_{60} при гидростатическом сжатии. Измерены спектры поглощения тонких кристаллов C_{60} в области энергий 1.7–3.8 эВ при $T = 300$ К и давлении до 2.5 ГПа. Обнаружено, что наряду с наблюдавшимся ранее красным сдвигом полос с ростом давления происходит также существенное перераспределение их интенсивности. Интенсивность полосы, отвечающей низшему прямому межзонному переходу, монотонно возрастает с ростом давления, в то время как интенсивность расположенной выше по энергии полосы межзонного перехода уменьшается. Аналогичное изменение интенсивности этих полос наблюдается и при переходе от спектра поглощения раствора C_{60} в толуоле к спектру поглощения кристалла. Полученные результаты обсуждаются в рамках предложенной Крейгом и Маклюром модели конфигурационного смешивания молекулярных электронных состояний, обусловленного влиянием кристаллического поля.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения спектров поглощения проводились на тонких кристаллах C_{60} , выращенных как из раствора в толуоле, так и из газовой фазы. Чистота исходного материала была не менее 99%. Для измерений выбирались кристаллы в виде тонких пластин с поперечными размерами примерно 100×100 мкм² и толщиной менее 1 мкм. Толщина кристаллов оценивалась по оптической плотности, которая сравнивалась с результатами измерений оптической плотности тонких пленок C_{60} [15].

Спектры поглощения измерялись на автоматизированном спектрометре на базе монохроматора МДР-23. Измерения проводились в широком спектральном диапазоне в видимой и ультрафиолетовой областях с использованием высококачественной кварцевой ахроматической оптики. Изображение кристалла, помещенного в камеру высокого давления, увеличивалось примерно в 80 раз и передавалось на промежуточную скрещенную щель размером 200×200 мкм², изображение которой затем передавалось на входную щель монохроматора. Оптическая плотность кристаллов определялась по спектрам пропускания, нормированным на спектр пропускания алмазных наковален при каждом значении давления. Таким образом из спектра исключался вклад краевого поглощения алмазных наковален, который заметно изменялся с увеличением давления.

Измерения при высоком давлении проводились с помощью камеры высокого давления с алмазными наковальнями типа Меррилла–Бассета [21]. Рабочая площадка алмазных наковален имела диаметр 600 мкм, диаметр рабочего отверстия гasketки из нержавеющей стали составлял 250 мкм. Для передачи давления использовалась смесь спиртов этанол–метанол 1 : 4. Давление измерялось по сдвигу R_1 -линии люминесценции рубина [22].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектр поглощения кристалла C_{60} толщиной менее 1 мкм при нормальном давлении и $T = 77$ К приведен в нижней части рис. 1. Он начинается с области слабого краевого поглощения 1.78–2.2 эВ (A -полоса) с четко выраженной тонкой структурой. Непосредственно к ней примыкает область более интенсивного поглощения 2.2–3.0 эВ (B -полоса), а выше по энергии расположена интенсивная C -полоса с максимумом 3.4 эВ. Две самые интенсивные полосы попадают в область собственного поглощения алмазных наковален, нижняя граница которой расположена в районе 4 эВ. В верхней части рис. 1 в том же масштабе приведен спектр поглощения раствора C_{60} в толуоле. Как видно из рисунка, в целом спектры подобны, хотя между ними имеются и значительные различия. Прежде всего, спектр молекулы сдвинут относительно спектра кристалла в область более высоких энергий. Величина сдвига составляет примерно 0.04 эВ для тонкой структуры слабой A -полосы и примерно 0.4 эВ для сильной C -полосы. Кроме того, C -полоса в спектре кристалла заметно шире, чем в спектре молекулы. Принципиальное различие двух спектров состоит в том, что в спектре поглощения кристалла имеется широкая B -полоса с максимумом 2.8 эВ, в то время как в спектре молекулы подобной полосы нет. В этой области спектра молекулы расположена слабая и узкая полоса, отмеченная звездочкой на рис. 1. Существенно различаются и интенсивности полос: интенсивность C -полосы в спектре поглощения кристалла значительно слабее, чем в

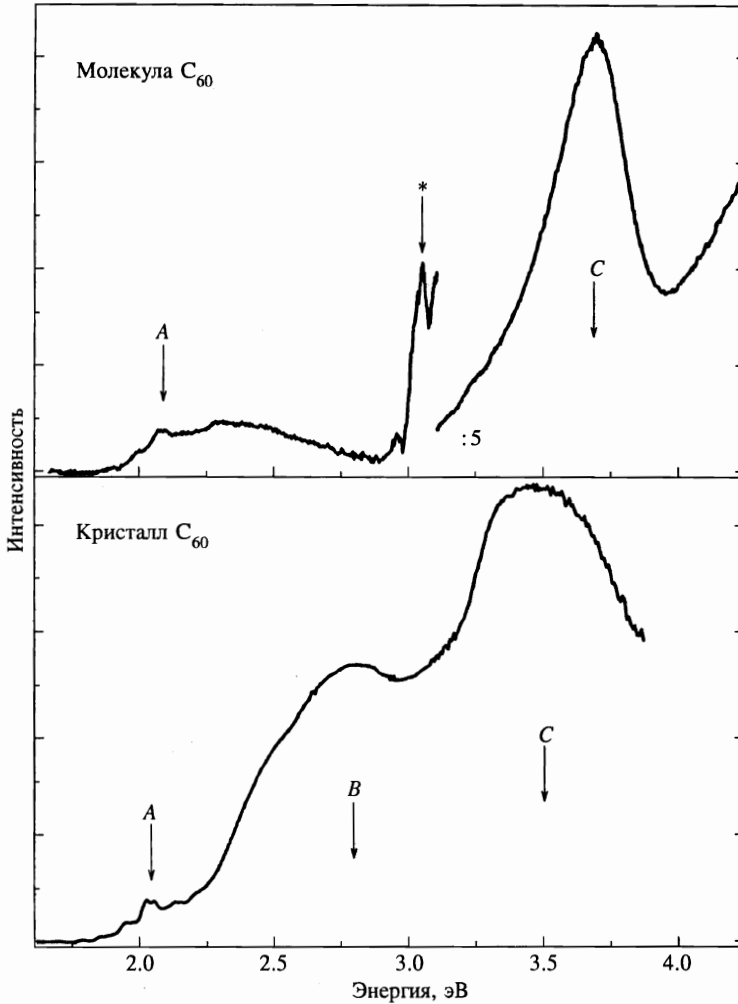


Рис. 1. Спектры поглощения кристалла C₆₀ толщиной менее 1 мкм и раствора C₆₀ в толуоле при $T = 77$ К и нормальном давлении

спектре молекулы. Таким образом, при переходе от спектра молекулы к спектру кристалла существенно перераспределяется интенсивность полос поглощения: значительно ослабевает интенсивность *C*-полосы и усиливается интенсивность *B*-полосы. Следует отметить, что этот факт неоднократно обсуждался в ранних исследованиях спектров оптического поглощения C₆₀. Существует несколько вариантов его толкования, среди которых наибольшее распространение получила гипотеза о частичном снятии запрета по симметрии на электронные переходы, обусловленном искажением молекулы в локальном кристаллическом поле. Предпринимались также безуспешные попытки инициировать подобные эффекты и в спектрах поглощения растворов C₆₀ с помощью растворителей с более высокой степенью полярности.

Детальные измерения спектров оптического поглощения тонких кристаллов C₆₀ в видимой и ультрафиолетовой областях спектра при высоком давлении показывают, что

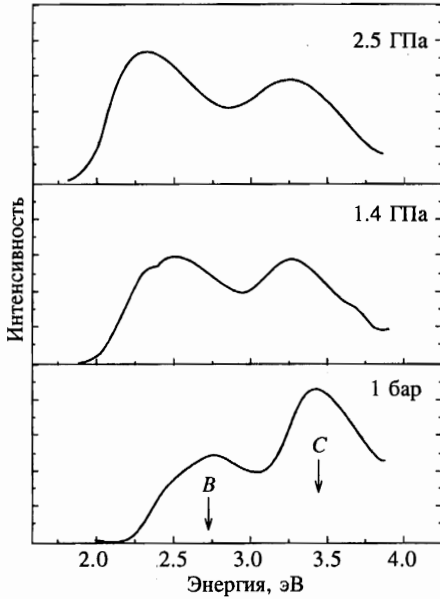


Рис. 2

Рис. 2. Спектры поглощения кристалла C_{60} толщиной менее 1 мкм при $T = 300$ К и давлении до 2.5 ГПа

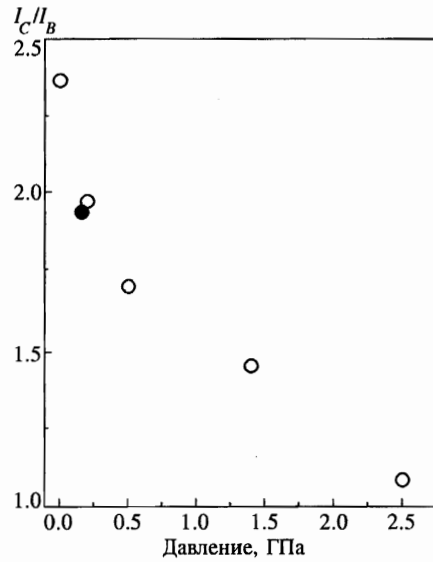


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость от давления относительной интегральной интенсивности C - и B -полос I_C/I_B в спектре поглощения кристалла C_{60} . Светлые символы отвечают увеличению давления, темные — уменьшению

перераспределение интенсивности электронных полос происходит и при гидростатическом сжатии кристаллов. На рис. 2 приведены спектры поглощения тонкого кристалла C_{60} при $T = 300$ К и давлении, изменяющемся от нормального на нижнем спектре до 2.5 ГПа на верхнем. При увеличении давления наблюдается постепенное уменьшение интенсивности C -полосы и увеличение интенсивности B -полосы. Одновременно спектр сдвигается в сторону меньших энергий, а ширина полос заметно возрастает. Эти изменения обратимы и при сбросе давления все характерные детали исходного спектра восстанавливаются. Следует отметить, что красный сдвиг полос в спектре поглощения кристаллов C_{60} при высоком давлении изучался ранее в ряде экспериментальных работ [16, 23, 24]. При этом наблюдалось некоторое увеличение интенсивности B -полосы в спектрах поглощения кристаллов C_{60} [16], так же как и в независимых измерениях спектров поглощения тонких пленок C_{60} при высоком давлении [23]. К сожалению, этот факт в обеих работах был оставлен без должного внимания.

На рис. 3 показана барическая зависимость относительной интегральной интенсивности C - и B -полос I_C/I_B в спектре электронного поглощения кристалла C_{60} . При ее определении использовалась процедура разделения полос, при этом форма полос аппроксимировалась гауссовским контуром. Длинноволновый край B -полосы имеет плечо, расположенное в области 2.5 эВ в спектре поглощения при нормальном давлении. Для более точной аппроксимации формы B -полоса описывалась двумя гауссовскими

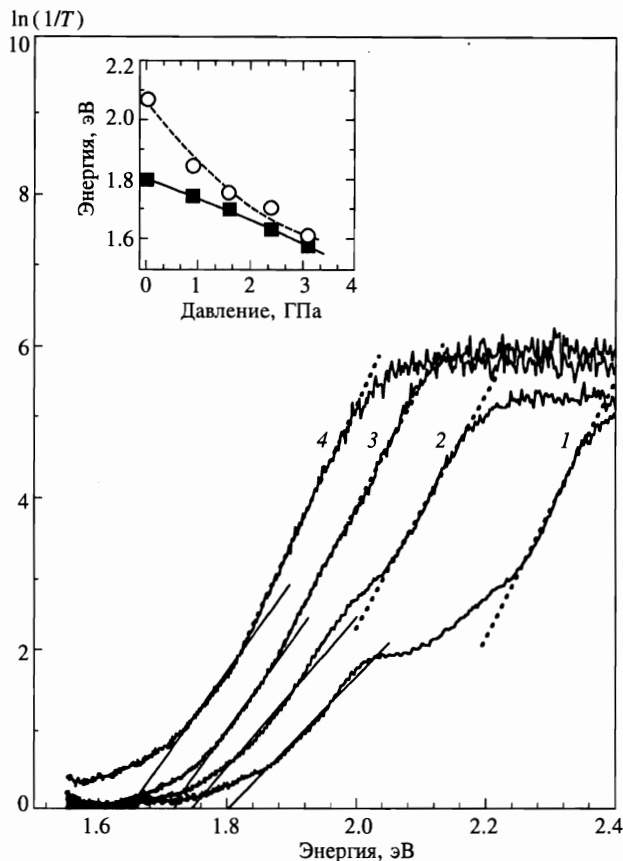


Рис. 4. Спектры поглощения кристалла C_{60} толщиной 2.8 мкм в области А-полосы при $T = 300$ К и различном давлении: 1 — 1 бар, 2 — 0.9 ГПа, 3 — 1.6 ГПа, 4 — 2.4 ГПа. На вставке: барический сдвиг края А-полосы (темные символы) и В-полосы (светлые символы)

контурами, а ее интегральная интенсивность определялась по сумме их интенсивностей. Светлыми символами на рис. 3 показана относительная интегральная интенсивность I_C/I_B при увеличении давления, темные символы отвечают обратному ходу давления. Интенсивность I_C/I_B уменьшается более чем в два раза при давлении 2.5 ГПа, однако при сбросе давления восстанавливается первоначальное отношение интенсивностей.

Интенсивность А-полосы в области слабого краевого поглощения практически не зависит от давления. Об этом трудно судить по спектрам поглощения очень тонкого кристалла, приведенным на рис. 2, поскольку в этом случае ее интенсивность очень мала. Результаты измерений спектров поглощения кристалла толщиной 2.8 мкм при $T = 300$ К и давлении до 2.4 ГПа приведены на рис. 4. В этом спектре хорошо видна А-полоса и начало В-полосы, в то время как максимум В-полосы и С-полоса попадают в область полного поглощения. При комнатной температуре тонкая структура А-полосы практически не видна, в этой области спектра имеется лишь плечо. С увеличением давления растет интенсивность В-полосы и ее коротковолновый край пере-

мещается в область A -полосы и подавляет ее. Коротковолновый край A -полосы сдвигается в красную сторону спектра значительно медленнее, чем соответствующий край B -полосы. Барическая зависимость края поглощения для A - и B -полос приведена на вставке рис. 4. Светлые символы отвечают краю B -полосы, положение которого определяется точкой пересечения касательной к контуру полосы с осью абсцисс. Темные символы отвечают положению края A -полосы, определенному аналогичным образом. При давлении 3 ГПа A -полоса полностью подавляется и краевое поглощение связано только с B -полосой. Эти данные свидетельствуют о различном происхождении A - и B -полос в спектре поглощения кристаллического C_{60} . Подобное заключение было сделано ранее в результате анализа электронно-колебательных полос в спектре молекулярного поглощения C_{60} [14].

Таким образом, характерной особенностью спектра поглощения кристаллического C_{60} является широкая и интенсивная B -полоса, не имеющая аналога в спектре поглощения молекулы. Вместе с тем интенсивность C -полосы в спектре кристалла значительно слабее, чем в спектре молекулы. При гидростатическом сжатии кристалла происходит дальнейшее уменьшение интенсивности C -полосы при одновременном усилении B -полосы, при этом изменения спектра являются обратимыми по давлению. Наблюдаемые закономерности в спектре поглощения кристаллического C_{60} могут быть связаны с конфигурационным смешиванием электронных состояний, обусловленным влиянием внутрикристаллического поля в молекулярных кристаллах. Как показали Крейг и Маклюр, этот эффект особенно ярко проявляется при смешивании близких по энергии электронных состояний, значительно отличающихся по силе осциллятора оптического перехода [18, 19]. Именно этот случай реализуется в электронном спектре молекулы C_{60} , у которой низший разрешенный электронный переход симметрии ${}^1A_g \rightarrow {}^1T_u$ с энергией 3.04 эВ и силой осциллятора $f \simeq 0.015$ ($*$ -полоса) значительно слабее расположенного выше разрешенного перехода с энергией 3.78 эВ и силой осциллятора $f \simeq 0.37$ [14]. Приведенные выше данные по классификации электронных переходов молекулы C_{60} основаны на анализе электронно-колебательных спектров поглощения замороженных растворов C_{60} в матрицах гексана и триметилпентана при $T = 77$ К [14] и хорошо согласуются с наиболее детальными расчетами электронного спектра молекулы [8].

Рассмотрим подробнее рассуждения Крейга, поясняющие суть эффекта [18]. Волновая функция первого возбужденного электронного состояния кристалла в первом порядке теории возмущений, учитывающей влияние кристаллического поля, описывается следующим выражением:

$$\Psi_1^0 = \Phi_1^0 + \{H^{12}/(H^{11} - H^{22})\} \Phi_2^0 + \dots + \{H^{1r}/(H^{11} - H^{rr})\} \Phi_r^0 + \dots, \quad (1)$$

где $\Phi_1^0 \dots \Phi_r^0$ — волновые функции нулевого порядка различных электронных состояний одинаковой симметрии, $H^{11} \dots H^{rr}$ — энергия этих состояний, а $H^{12} \dots H^{1r}$ — энергия взаимодействия, обусловленного внутрикристаллическим полем. Соотношение (1) справедливо, если выполняется неравенство

$$H^{rr} - H^{11} \gg H^{1r}, \quad (2)$$

что является условием применимости теории возмущений и заведомо выполняется в молекулярных кристаллах для большинства электронных переходов. В этом случае энергия первого возбужденного электронного состояния в первом порядке теории возмущений

определяется соотношением

$$\Delta E = H^{11} + \sum_r' (H^{1r})^2 / (H^{11} - H^{rr}). \quad (3)$$

Матричный элемент перехода в первом порядке теории возмущений определяется соотношением

$$M_1^1 = M_1^0 + \sum_r' \{ H^{1r} / (H^{11} - H^{rr}) \} M_r^0, \quad (4)$$

где $M_1^0 \dots M_r^0$ — матричные элементы электронных переходов нулевого порядка. Из соотношения (4) следует, что влияние конфигурационного смешивания электронных состояний на интенсивность и энергию электронных переходов тем заметней, чем больше энергия взаимодействия электронных состояний H^{1r} , чем сильнее различаются матричные элементы M_1^0 и M_r^0 и чем меньше разность энергий электронных переходов $H^{11} - H^{rr}$. Оно определяет изменение интенсивности молекулярных электронных переходов при формировании молекулярного кристалла, так же как и дальнейшие изменения при гидростатическом сжатии кристалла: в этом случае энергия взаимодействия H^{1r} растет, а величина $(H^{11} - H^{rr})$ уменьшается из-за различий в темпе барического сдвига электронных полос поглощения [20].

Следует отметить, что численные расчеты электронного спектра кристаллического C_{60} , выполненные из первых принципов, указывают на аналогичные изменения интенсивности молекулярных электронных полос поглощения [25]. В расчетных спектрах также появляется интенсивная и широкая B -полоса, которой нет в спектре поглощения молекулы. Ее интенсивность значительно превышает интенсивность B -полосы в экспериментальном спектре поглощения тонких пленок C_{60} , в то время как C -полоса вовсе отсутствует. Интенсивность двух других электронных полос поглощения, расположенных выше C -полосы, значительно меньше, чем в экспериментальном спектре поглощения. Расчеты электронного спектра поглощения кристаллического C_{60} при высоком давлении, выполненные этой же группой авторов, свидетельствуют о дальнейшем увеличении интенсивности и ширины B -полосы по мере увеличения давления [26], в то время как интенсивность расположенных выше по энергии электронных полос непрерывно уменьшается.

Совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что первый межзонный переход между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости в кристалле C_{60} обусловлен B -полосой. Слабое краевое поглощение в области A -полосы имеет другую природу и связано, как и в случае молекулярного поглощения, с электронно-колебательными повторениями запрещенных электронных переходов. Это означает, что величина прямой щели в кристалле C_{60} определяется положением длинноволнового края B -полосы и составляет примерно 2.1 эВ при нормальном давлении. Барическая зависимость ширины щели определяется сдвигом длинноволнового края B -полосы и приведена на вставке рис. 4 (светлые символы). Темп барического сдвига края B -полосы dE_g/dP , составляющий примерно -0.15 ± 0.01 эВ/ГПа при нормальном давлении, определяет величину деформационного потенциала кристалла C_{60} в соответствии с формулой

$$D = dE_g/d \{ \ln(V_0/V) \} = -B_0(dE_g/dP), \quad (5)$$

где $B_0 = 18.1 \pm 1.8$ ГПа — объемный модуль кристалла C_{60} , определенный из рентгено-структурных исследований C_{60} при высоком давлении [27, 28]. Величина деформационного потенциала кристалла C_{60} , определенная по этим данным, составляет 2.7 ± 0.3 эВ. Она примерно в два раза больше, чем полученное ранее в [28] значение, где величина прямой щели ошибочно определялась по положению края A -полосы поглощения. Следует отметить, что определенная таким образом величина деформационного потенциала значительно лучше согласуется с результатами численного расчета [26], где она составляет 3.1 эВ.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о конфигурационном смешивании электронных состояний в кристалле C_{60} , вызванном внутрикристаллическим полем. Конфигурационное смешивание является главной причиной значительного перераспределения интенсивности электронных полос поглощения как при переходе от спектра молекулы к спектру кристалла, так и при гидростатическом сжатии кристалла. Совокупность полученных к настоящему времени данных позволяет утверждать, что B -полоса в спектре поглощения кристалла C_{60} отвечает низшему межзонному переходу, а положение ее длинноволнового края определяет величину прямой щели 2.1 эВ. Величина деформационного потенциала, определенная по барическому сдвигу края B -полосы, составляет 2.7 ± 0.3 эВ.

В заключение авторы выражают благодарность И. Н. Кременской и Р. К. Николаеву за предоставленные образцы кристаллов и пленок C_{60} . Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (проект 96-02-17489) за частичную финансовую поддержку настоящей работы, а также Российской государственной программе «Фуллерены и атомные кластеры» (проект № 97-016) и исследовательскому комитету НАТО за поддержку в рамках программы «Collaboration Research» (Grant № 96-0556).

Литература

1. H. M. Kroto, J. R. Heath, S. C. O'Brien, R. F. Curl, and R. E. Smalley, *Nature* **318**, 162 (1985).
2. R. C. Haddon, L. E. Brus, and K. Raghavachari, *Ghem. Phys. Lett.* **125**, 459 (1986).
3. M. Ozaki and A. Takahashi, *Chem. Phys. Lett.* **127**, 242 (1986).
4. S. Larsson, A. Volosov, and A. Rosen, *Chem. Phys. Lett.* **137**, 501 (1987).
5. I. Laszlo and L. Udvardi, *Chem. Phys. Lett.* **136**, 418 (1987).
6. F. Negri, C. Orlandi, and F. Zerbetto, *Chem. Phys. Lett.* **144**, 31 (1988).
7. J. Feng, J. Li, Z. Wang, and M. C. Zemmer, *Intern. J. Quantum Chem.* **37**, 599 (1990).
8. M. Braga, S. Larsson, A. Rosen, and A. Volosov, *Astron. Astrophys.* **245**, 232 (1991).
9. W. Kratschmer, K. Fostiropoulos, and D. R. Huffman, *Chem. Phys. Lett.* **170**, 167 (1990).
10. W. Kratschmer, L. F. Lamb, K. Fostiropoulos, and D. R. Huffman, *Nature* **347**, 354 (1990).
11. J. P. Hare, H. W. Kroto, and R. Taylor, *Chem. Phys. Lett.* **177**, 394 (1991).
12. H. Ajie, M. M. Alvarez, S. J. Anz, R. D. Beck, K. Fostiropoulos, F. Diederich, D. R. Huffman, M. Kratschmer, Y. Rubin, K. E. Schriver, D. Sensharma, and R. L. Whetten, *J. Phys. Chem.* **94**, 8630 (1990).
13. Z. Casyna, P. N. Schatz, J. P. Hare, T. J. Dennis, H. W. Kroto, R. Taylor, and D. R. M. Walton, *Chem. Phys. Lett.* **183**, 283 (1991).
14. S. Leach, M. Vervloet, A. Despres, E. Breheret, J. P. Hare, H. W. Kroto, T. J. Dennis, R. Taylor, and D. R. M. Malton, *Chem. Phys.* **160**, 451 (1992).

15. C. Reber, L. Yee, J. McKiernan, J. I. Zink, R. S. Williams, W. M. Tong, D. A. A. Ohlberg, R. L. Whetten, and F. Diederich, *J. Am. Chem. Soc.* **95**, 2127 (1991).
16. K. P. Meletov, V. K. Dolganov, O. V. Zharikov, I. N. Kremenskaya, and Yu. A. Ossip'yan, *J. de Phys. I* **2**, 2097 (1992).
17. M. Partini, F. Marabelle, and G. Gruizetti, in *Fullerenes*, ed. by K. M. Kadish and R. S. Ruoff, Electrochemical Society Inc., Pennington USA (1994), p. 639.
18. D. P. Craig, *J. Chem. Soc.* 2302 (1955).
19. D. S. McClure and O. Schnepp, *J. Chem. Phys.* **23**, 1575 (1955).
20. K. P. Meletov, *Chem. Phys. Lett.* **172**, 147 (1990).
21. A. Jayaraman, *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 1 (1973).
22. D. Barnett, S. Block, and G. J. Piermarini, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1013 (1986).
23. F. Moshary, N. Chen, and I. Silvera, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 466 (1992).
24. D. W. Snoke, K. Syassen, and A. M. Mittelbach, *Phys. Rev. B* **47**, 4146 (1993).
25. W. Y. Ching, Ming-Zhu Huang, Yong-Nian Xu, W. C. Harter, and F. T. Chan, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2045 (1991).
26. Yong-Nian Xu, Ming-Zhu Huang and W. Y. Ching, *Phys. Rev. B* **46**, 4241 (1992).
27. S. J. Duclos, K. Brister, R. C. Haddon et al., *Nature* **351**, 380 (1991).
28. K. P. Meletov, C. Kourouklis, D. Christofilos, and S. Ves, *JETP* **81**, 798 (1995).