

Торсионные исследования релаксационных магнитных эффектов в фуллерите C_{60} в магнитном поле

Дж.Г. Чигвинадзе, С.М. Ашимов

Институт физики им. Е. Андроникашвили, ул. Тамарашвили, 6, г. Тбилиси, 0177, Грузия
E-mail: ashimov.sabir@rambler.ru

А.В. Долбин

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: dolbin@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 сентября 2018 г., после переработки 3 декабря 2018 г.
опубликована онлайн 26 марта 2019 г.

В динамических низкочастотных (0,1–1 Гц) колебательных и статических (без колебаний) экспериментах с использованием высокочувствительной торсионной техники исследованы температурные зависимости магнитных свойств фуллерита C_{60} в поперечных и продольных по отношению к оси колебаний магнитных полях. Температурное положение наблюдавшихся пиков затухания осцилляций, связанных с фазовыми переходами, зависело от направления изменения температуры (охлаждение или нагрев). Наиболее четкие переходы, сопровождаемые реориентационными процессами магнитных моментов диполей, зафиксированы в области структурного (*Fm3m*–*Pa3*) перехода при $T \approx 260$ К, а также при температурах $T \approx 180$ – 200 К. Обнаружена область «Хаоса» — скачкообразного изменения магнитных свойств, а также направления «спонтанного» поворота образца фуллерита относительно магнитного поля. Показано, что в определенных условиях время релаксации магнитных моментов молекулярных ротаторов, после которого образец фуллерита неоднократно изменяет направление своего вращательного движения, с увеличением температуры от 77 К до 280 К совпадает с «магическим» временем, которое наблюдали в статических экспериментах при комнатных температурах $T = 295$ К. Сделано предположение о связи наблюдавшихся явлений с релаксационными процессами во вращательной подсистеме молекулярных ротаторов C_{60} , а также с захваченным фуллеритом магнитным потоком.

Ключевые слова: фуллерит C_{60} , магнитная фаза, методика торсионных колебаний, динамические и статические торсионные измерения.

1. Введение

Одними из перспективных молекулярных магнитных материалов являются основанные на углероде структуры, демонстрирующие спонтанную (самопроизвольную) намагниченность даже при комнатной температуре [1] — «магнитный углерод». Одной из самых необычных форм углерода являются углеродные однослойные нанотрубки — каркасные наноструктуры, их диаметр может составлять несколько десятков ангстрем, а длина достигать нескольких микрон и даже миллиметров. В работе [2] сообщалось об

экспериментальном обнаружении явления захвата магнитного потока в многосвязной структуре, состоящей из многослойных углеродных нанотрубок, а также в фрагментах катодных углеродных депозитов [3]. В работе [3] сделано предположение, что такие структуры «могут нести индуцируемые магнитным полем незатухающие при низких (гелиевых) или очень слабо затухающие при высоких (комнатных) температурах токи». Из-за ярко выраженной необратимости кривых намагничивания, захвата магнитного потока и эффектов релаксации при высоких температурах авторы этой

работы проводят аналогию с явлениями, имеющими место в многосвязной сверхпроводящей структуре и вообще в сверхпроводниках второго рода. Наблюдение захвата магнитного потока при 300 К [2,3] поднимает вопрос о возможности существования сверхпроводимости при столь высокой температуре. Кроме того, известно, что в слабых электрических полях в таких структурах проявляется баллистический эффект — практически бездиссипативный электронный транспорт [4]. Эти явления, безусловно, важны с точки зрения как фундаментальной, так и прикладной науки, что и стимулирует их всестороннее исследование последние несколько десятилетий.

Магнитные свойства различных аллотропных форм углерода, в том числе и фуллеренов, описаны в обзоре [5], где свойства нанотрубок рассматриваются с точки зрения взаимосвязи структурного несовершенства и магнитного упорядочения. Дефекты типа «углеродная вакансия–углеродный адсорбированный атом» обладают высокой мобильностью и магнетизмом [6].

2. Релаксационные эффекты в динамических и статических исследованиях фуллерита C_{60}

Полученные в настоящей работе результаты целесообразно сопоставить с выполненными нами ранее исследованиями магнитных фаз и релаксационных эффектов как в чистом, так и в допированном щелоч-

ным металлом (Rb) фуллерите C_{60} . С использованием высокочувствительной техники [7] на основе торсионного маятника с чувствительностью на уровне СКВИД магнитометра [8] нами были изучены магнитные фазы чистого фуллерита C_{60} (99,98% thermally sublimed). Динамические (колебательные) исследования [9] в поперечных и продольных магнитных полях показали различный характер пиков затухания осцилляций $\delta(T)$ в зависимости от направления изменения температуры (охлаждение или нагрев). Так, например, в работе [9] ранее нами наблюдались диссипационные пики при 152, 195, 230 и 260 К по мере медленного нагрева от 80 К до комнатной температуры (рис. 1(a)) после процедуры охлаждения в магнитном поле FC (field cool). Последний пик при $T = 260$ К, присутствующий независимо от предыстории эксперимента, по всей видимости, связан со структурным переходом ($Fm\bar{3}m-Pa3$). Процедура FC позволила «заморозить» (зафиксировать) вдоль направления H магнитные моменты диполей (упорядоченное состояние), и по мере нагрева образца и приближения к температуре фазового перехода наблюдать явление реориентации в системе магнитных моментов и переход к неупорядоченному состоянию. В экспериментах с охлаждением от 300 К до 150 К пики затухания осцилляций $\delta(T)$ имели место при 280, 260, 240, 220 К и более широкий при 188 К (рис. 1(б)).

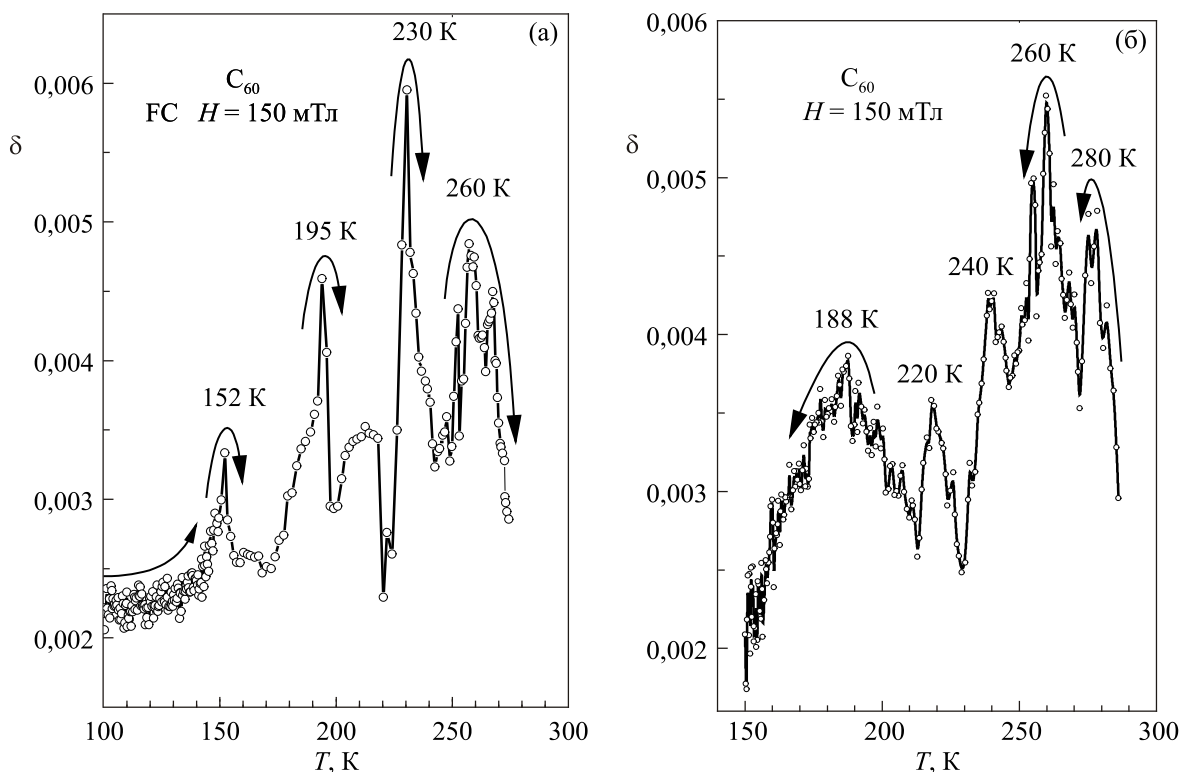


Рис. 1. Температурные зависимости декремента затухания δ колебаний образца фуллерита C_{60} , полученные [9] в поперечном магнитном поле $H = 150$ мТл при различных режимах: (а) медленный нагрев образца после резкого охлаждения (FC) до $T = 77$ К; (б) медленное охлаждение от комнатной температуры до 150 К.

Эти исследования были логичным продолжением изучения (выяснения) физических механизмов, лежащих в основе необычных магнитных явлений, наблюдавшихся нами [10–12] в экспериментах с допированным рубидием фуллеритом Rb_3C_{60} при $T \gg T_c = 28,5$ К. В этих исследованиях были обнаружены явления гигантского поглощения энергии осцилляций в нормальном состоянии при $T \approx 200$ К, а также гигантского пиннинга магнитных моментов диполей. Более того, с изменением процедуры (предыстории измерений) нам удалось наблюдать смещение этих гигантских эффектов в область температур структурного перехода (*Fm3m-Pa3*, $T \approx 260$ К), связанного с упорядочением осей вращения молекул C_{60} [13–16]. Повторное и более сильное проявление магнитных свойств фуллерита Rb_3C_{60} , по характеру зависимостей $\delta(T)$ и периода колебаний $t(T)$, напоминающих сверхпроводящий переход, наблюдалось в области $T \approx 200$ К после выдержки фуллерита в течение нескольких дней при $T \geq 40$ °С. Для допированного молекулярного кристалла — фуллерита Rb_3C_{60} причиной этого могут быть явления, основанные на приближении сильной связи, т.е. на локальном взаимодействии допированных носителей тока (электронов, дырок) с внутримолекулярными колебаниями молекул C_{60} . Модель, описывающая такое взаимодействие, была впервые предложена для «молекулярного металла» в [17,18]. В работе [19] отмечалось, что высокая исходная симметрия молекул фуллерита C_{60} и кубических гранцентрированных кристаллов типа A_3C_{60} может привести к динамическому эффекту Яна–Теллера (JTE — Jahn–Teller effect), который проявляется в существовании сравнительно мягких электронно-колебательных (вибронных) мод в фононном спектре C_{60} .

Наблюдавшиеся явления гигантского затухания и пиннинга в допированном фуллерите Rb_3C_{60} при $T \sim 200$ К [10–12] и при $T \sim 260$ К, по всей видимости, связаны с магнитно-фазовыми переходами, присущими также чистому фуллериту C_{60} . Отметим, что связанный со структурным переходом (*Fm3m-Pa3*) в фуллерите C_{60} пик при $T = 260$ К более ярко выражен (по амплитуде) в экспериментах с медленным охлаждением (рис. 1(б)). Влияние предыстории измерений весьма сильно сказалось на проявлении и температурном диапазоне возникновения эффекта гигантского затухания осцилляций и (или) гигантского пиннинга в фуллерите Rb_3C_{60} . Логичным продолжением данных работ были торсионные исследования, выполненные нами на чистом аксиально-симметричном образце фуллерита C_{60} (99,98% Term Sublimed), который имел форму таблетки диаметром 10,5 мм и высотой 5 мм. Результаты этих, в основном, статических исследований подробно изложены в работе [9].

В этой же работе были исследованы релаксационные (статические $A = 0^\circ$) магнитные процессы при комнатной температуре $T = 295$ К. Там же сделано предполо-

жение о связи этих явлений с релаксационными процессами во вращательной подсистеме молекулярных ротаторов C_{60} и связанных с ними магнитных моментов, а также с захваченным фуллеритом магнитным потоком и слабозатухающими вихревыми токами, индуцированными в образце внешним магнитным полем.

Отметим, что, согласно работе [20], магнитные свойства фуллерита определяются структурой молекул C_{60} , а также упорядочением их вращательного движения в кристаллической решетке. При этом энергию вращательного движения молекулы как целого (E_{rot}), колебаний атомов в молекуле (E_{osc}) и движения электронов (энергия электронных состояний) в молекуле (E_{el}) можно с достаточно хорошим приближением считать независимыми друг от друга (так называемое приближение Борна–Оппенгеймера). При этом их энергии существенно отличаются друг от друга по величине ($E_{\text{rot}} \ll E_{\text{osc}} \ll E_{\text{el}}$).

С другой стороны, известно [5], что магнитный момент молекул, которые образуют углеродную структуру, определяется, главным образом, суммарным спиновым магнитным моментом электронов и противоположным по знаку ванфлековским членом, учитывающим «примешивание» к основному состоянию молекулы возбужденных энергетических уровней вследствие деформации электронной оболочки атомов приложенным внешним магнитным полем. Как показано в работах [21,22], этот эффект может существенно изменить магнитные свойства углеродных молекул.

Мы полагаем, что наблюдаемые изменения затухания колебаний образца в постоянном магнитном поле связаны с относительным движением свободных и ориентированных (запиннированных) магнитных моментов диполей (молекул C_{60}). В свою очередь, это сопряжено с существенной перестройкой системы магнитных моментов диполей в конкретном температурном интервале наблюдаемых диссипационных пиков затухания осцилляций.

Как показано в работе [23], для сверхпроводников в смешанном состоянии взаимодействие между запиннированными и не запиннированными (свободными) вихрями играет важную роль в динамических колебательных процессах. Известно, что сила пиннинга существенно зависит от температуры, так, например, она стремится к нулю по мере приближения к T_c . При этом растет концентрация свободных вихрей и резко увеличивается значение периода колебаний t (уменьшается частота ω). В наших экспериментах по мере увеличения или уменьшения температуры исследуемого в нормальном состоянии фуллерита C_{60} изменяется не только относительная концентрация запиннированных и свободных магнитных диполей, но и их ориентация относительно постоянного внешнего магнитного поля H , что фиксируется с точностью до 10^{-4} рад по «самопроизвольному» повороту образца. Несомненно,

если мы приближаемся к температуре, при которой происходит структурный и (или) магнитный фазовый переход, то он будет зафиксирован в виде «простого» или иногда не совсем обычного гигантского изменения частоты и затухания осцилляций $\delta(T)$, как в работах [10–12].

В настоящей работе были исследованы температурные зависимости магнитных свойств фуллерита C_{60} в поперечных и продольных по отношению к оси колебаний магнитных полях. Эксперименты были проведены в динамических низкочастотных (0,1–1 Гц) колебательных и статических (без колебаний) условиях с использованием высокочувствительной торсионной техники для образца фуллерита C_{60} (спрессован давлением 0,1 ГПа из поликристаллического порошка фирмы Term USA, Berkely, CA, размер зерна 1–3 мкм, чистота более 99,98% весовых, диаметр таблетки 10,5 мм, высота 5 мм).

На рис. 2 приведены сравнительные температурные зависимости декремента затухания $\delta(T)$ колебаний образца фуллерита C_{60} , полученные в процессе медленного охлаждения в поперечном (вставка (а)) и продольном (вставка (б)) магнитных полях. Как видно на рисунке, несмотря на меньшее (в 25 раз) значение величины продольного магнитного поля $H = 5,6$ мТл характер зависимости «основного» пика затухания при $T = 188$ К сохранился, но при этом увеличился «фоновый» разброс значений $\delta(T)$ ввиду ослабления сил пиннинга магнитных моментов диполей в относительно малых магнитных по-

лях. В большем поперечном магнитном поле $H = 150$ мТл (вставка (а)), соответственно, этот разброс меньше, а пик затухания при $T = 260$ К больше, чем в продольном поле, так же, как и абсолютная величина затухания колебаний.

Соответствующие температурные зависимости периода колебаний $t(T)$ охлаждающегося от комнатной температуры образца фуллерита C_{60} в продольном $H = 5,6$ мТл и поперечном $H = 150$ мТл магнитных полях при амплитуде аксиально-крутильных колебаний $A = 1-1,2^\circ$ приведены на рис. 3, где четко видны особенности $t(T)$ в области структурного перехода ($Fm\bar{3}m-Pa3$) при $T \approx 260$ К. Изменения на зависимости $t(T)$, несомненно, связаны с происходящими в этой области температур переориентациями магнитных моментов диполей. Более того, наблюдается область «Хаоса», охваченная красным пунктиром, в которой проявлялись скачки значений $t(T)$. В этой области наблюдался широкий пик затухания осцилляций $\delta(T)$ (см. рис. 1(б) и 2), а также [10–12] гигантское изменение частоты и затухания осцилляций в фуллерите Rb_3C_{60} .

Для выяснения природы такого поведения периода колебаний нами были проведены исследования угла поворота φ_0 неколеблющегося ($A = 0^\circ$) образца фуллерита C_{60} при медленном охлаждении в постоянном магнитном поле (см. рис. 4). В этом случае перестройка (переориентация) магнитной дипольной системы должна проявиться в виде «самопроизвольного» поворота образца относи-

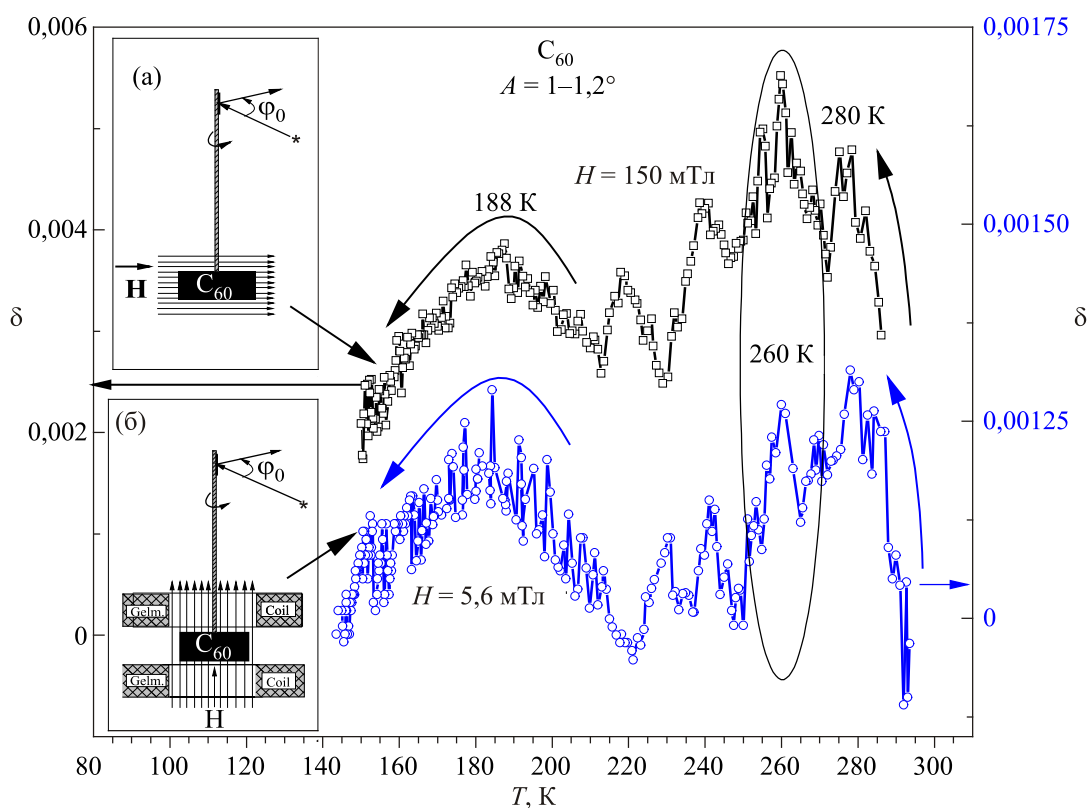


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Сравнительные температурные зависимости декремента затухания δ колебаний образца фуллерита C_{60} , полученные в процессе медленного охлаждения от 295 К до 140 К: в поперечном магнитном поле $H = 150$ мТл (а); в относительно меньшем продольном магнитном поле $H = 5,6$ мТл (б).

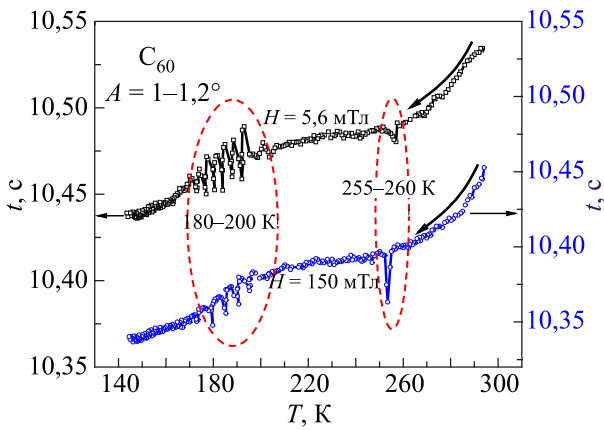


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость периода колебаний $t(T)$ охлаждающегося от комнатной температуры образца фуллерита C_{60} в продольном $H = 5,6$ мТл и поперечном $H = 150$ мТл магнитном поле.

тельно внешнего магнитного поля H . Сравнение результатов, приведенных на рис. 3 и 4, показывает, что в экспериментах с охлаждением образца фуллерита от $T \approx 300$ К до $T = 140$ К как при колебательном режиме исследований, так и при отсутствии колебаний ($A = 0^\circ$) проявлялись особенности не только в области структурного перехода ($Fm\bar{3}m-Pa\bar{3}$) при $T \approx 260$ К, но и в области $T = 200-180$ К, где наблюдался «Хаос» в виде скачков зависимостей $t(T)$ и $\varphi_0(T)$, а также диссипационные пики в колебательных экспериментах (см. рис. 2). С нашей точки зрения, эта область «Хаоса» связана с проявлениями магнитных фазовых переходов, а также с перестройкой и релаксационными процессами во вращательной подсистеме молекулярных ротаторов C_{60} .

Более подробного описания как тепловой предистории образца, так и процесса бесколебательных ($A = 0^\circ$) измерений по мере роста температуры требует резуль-

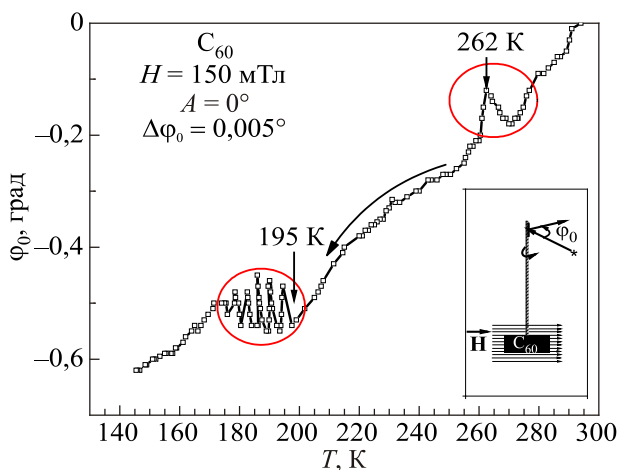


Рис. 4. Температурная зависимость угла «самопроизвольного» поворота φ_0 , охлаждающегося от комнатной температуры образца фуллерита C_{60} (без колебаний $A = 0^\circ$) в продольном магнитном поле $H = 5,6$ мТл.

тат, приведенный на рис. 5. При проведении этих измерений к образцу фуллерита C_{60} , находящемуся в контейнере из органического стекла, который соединен с подвесной системой, прикладывалось при комнатной температуре поперечное магнитное поле $H = 150$ мТл. Затем система с образцом в магнитном поле резко охлаждалась жидким азотом (FC) до $T = 77$ К. Далее ожидали, пока уровень охлаждающей жидкости опустится за счет медленного и естественного испарения в криостате и при этом также медленно возрастет температура образца. Как показано на рис. 5, после процедуры FC образец в магнитном поле повернулся и «застопорился» в положении $\varphi_0 = -0,6^\circ$ относительно положения $\varphi_0 = 0$, в котором он находился первоначально при $T = 295$ К. Охлажденный в магнитном поле образец был неподвижен довольно длительное время (185 мин), несмотря на постепенное увеличение температуры, и только по достижению $T = 103,5$ К начал «самопроизвольно» поворачиваться. Известно, что ротационное движение молекул C_{60} в простой кубической фазе ($Pa\bar{3}$) осуществляется вокруг определенно ориентированных осей кубической ячейки, совпадающих с направлением объемных диагоналей куба [24,25]. Согласно работам [25-27], при температурах $T < 90$ К вся молекулярная система фуллерита C_{60} переходит в ориентационно замороженное состояние (ориентационное стекло). Для поликристаллического фуллерита C_{60} в наших экспериментах относительное движение свободных и ориентированных (запиннигованных) магнитных моментов диполей (молекул C_{60}) при охлаждении образца в магнитном поле может приводить к частичному упорядочению магнитных моментов кристаллитов. В нашем случае выход из этого состояния по мере повышения температуры, надо полагать, происходит примерно через 185 мин только после достижения температуры $T = 103,5$ К, когда образец фулле-

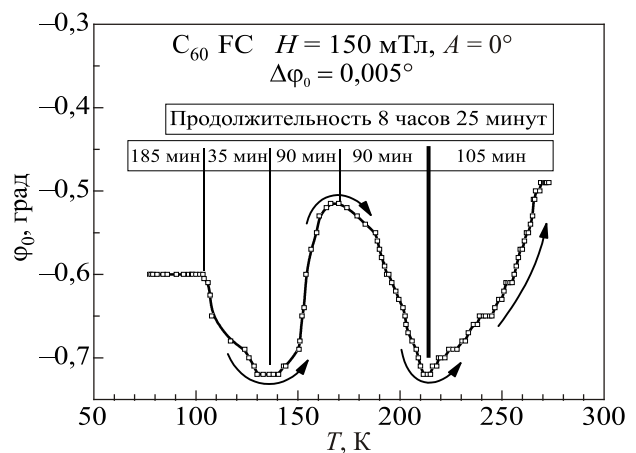


Рис. 5. Температурная зависимость угла «самопроизвольного» поворота образца фуллерита C_{60} при $A = 0^\circ$ в процессе медленного отогрева образца от $T = 77$ К после процедуры (FC) в поперечном магнитном поле $H = 150$ мТл.

рита, находящийся в постоянном магнитном поле, начал «самопроизвольно» поворачиваться, и через 35 мин изменил направление своего движения. Такое изменение направления произошло еще дважды через каждые 90 мин, слабые повороты наблюдались и далее в течение более 8 ч.

Нельзя не обратить внимание на «магическое время релаксации» — 90 мин для данного образца фуллерита C_{60} , зафиксированное ранее в работе [9]. Это время, необходимое для изменения направления движения, обусловлено релаксационными процессами во вращательной подсистеме молекулярных ротаторов C_{60} и связанных с ними магнитных моментов, а также с захваченным фуллеритом магнитным потоком и слабо затухающими вихревыми токами, индуцированными в образце внешним магнитным полем. Характер временных зависимостей φ_0 практически не изменялся, несмотря на различные условия экспериментов, а именно: при комнатной температуре ($T = 295$ К) и $A = 0^\circ$ в работе [9] и в данной работе при медленном увеличении температуры образца от $T = 77$ К до $T = 270$ К при $A = 0^\circ$ в продольном магнитном поле $H = 150$ мТл после процедуры ФС. В обоих случаях, в реальном, но разном по продолжительности времени экспериментов, исследуемый фуллерит трижды менял направление своего «самопроизвольного» вращательного движения.

«Магическое время релаксации» — 90 минут, наблюдавшееся в экспериментах при $A = 0^\circ$, зафиксировано и в динамических (колебательных) при $A = 1-1,2^\circ$ измерениях с медленным отогревом фуллерита после процедуры ФС. На рис. 6 приведены температурные зависимости угла «самопроизвольного» поворота φ_0 в поперечном магнитном поле $H = 150$ мТл для случаев $A = 1-1,2^\circ$, для сравнения на рис. 6 также приведены данные для $A = 0^\circ$ (рис. 5). Обращает внимание то, что в области предполагаемого ориентационно замороженного состояния (ориентационное стекло), после того,

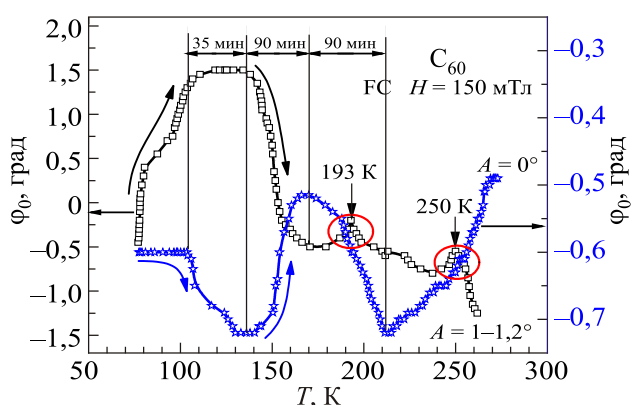


Рис. 6. Температурные зависимости угла «самопроизвольного» поворота образца фуллерита C_{60} в поперечном магнитном поле $H = 150$ мТл в статическом ($A = 0^\circ$) и динамическом ($A = 1-1,2^\circ$) экспериментах.

как образец фуллерита был неподвижен длительное время ($A = 0^\circ$) в интервале температур от $T = 77$ К вплоть до $T = 103,5$ К, при переходе к колебательному режиму ($A = 1-1,2^\circ$) наблюдались довольно резкие изменения φ_0 . Можно предположить, что вынужденные колебания системы заставляют магнитные диполи двигаться и разупорядочивают их ориентационно замороженное состояние. Наблюдаемая в колебательном режиме величина «самопроизвольного» поворота φ_0 в несколько раз больше по сравнению с экспериментом при $A = 0^\circ$, а тот факт, что такие малые амплитуды колебаний образца приводят в движение магнитные диполи, говорит об относительно слабой силе их пиннинга даже при азотных температурах. В условиях колебательного режима при повышении температуры образец фуллерита C_{60} дважды проходил положение при котором $\varphi_0 = 0$, т.е. исходное положение при $T = 295$ К (до охлаждения), что свидетельствует о перестройке магнитных моментов диполей при колебаниях образца в поперечном магнитном поле.

В работе [9] отмечалось, что в большинстве случаев после завершения измерений и отключения магнитного поля образец, отогретый до комнатной температуры и находящийся в остаточном поле $H = 2$ мТл, не возвращается в свое первоначальное (нулевое) положение. В проведенных нами и описанных выше исследованиях по завершению эксперимента при $T \geq 270$ К образец фуллерита также не доходит до своего первоначального (до охлаждения) положения. Вероятной причиной этого может быть наличие в образце фуллерита захваченного потока и реориентированных относительно H дипольных магнитных моментов, которые релаксируют к исходному положению в течение многих часов, а иногда и дней. При этом процесс перестройки (реориентации) магнитных моментов в системе молекулярных ротаторов исследуемого фуллерита C_{60} , происходящий благодаря тепловым флуктуациям и при комнатных температурах, проявляет особую чувствительность к присутствию внешнего магнитного поля. По этой причине значения углов «самопроизвольного» поворота φ_0 на рис. 6 даже при $T \approx 270$ К после завершения экспериментов достаточно далеки от $\varphi_0 = 0$ — исходного при $T = 295$ К положения.

Необходимо отметить, что повторные измерения угла поворота образца, в котором не завершился процесс перестройки в системе, т.е. захваченный магнитный поток и магнитные моменты диполей не успели срелаксировать к своему «равновесному» состоянию ($\varphi_0 = 0$) при комнатной температуре, кардинально изменяют зависимость, показанную на рис. 5. Хотя фуллерит, находящийся в ориентационно замороженном состоянии после процедуры ФС, по мере повышения температуры $T \geq 100$ К начинает «самопроизвольно» поворачиваться в магнитном поле в ту или иную сторону, но отрезки времени, после которых изменяется

направление движения, существенно отличаются от эксперимента к эксперименту. В процессе ежедневных измерений максимальная величина вращательного момента, поворачивающая фуллерит C_{60} , возрастает как в продольном, так и поперечном (в большей степени) магнитных полях.

Заключение

При помощи высокочувствительной торсионной техники исследованы магнитно-ориентационные явления в фуллерите C_{60} в динамических и статических экспериментах. Обнаружены области магнитных фазовых переходов, связанных с диссипативными процессами в магнитной дипольной системе, а также явления, объясняемые ориентационно замороженным состоянием (ориентационное стекло) фуллерита. Показано, что как колебательный режим исследований, так и бесколебательный ($A = 0^\circ$) выявляют особенности не только в области структурного перехода ($Fm\bar{3}m-Pa\bar{3}$) при $T \approx 260$ К, но и в области $T = 200-180$ К, где наблюдается «Хаос» в виде скачков температурной зависимости периода колебаний и угла «самопроизвольного» поворота, что, по всей видимости, связано с магнитными фазовыми переходами, перестройкой и релаксационными процессами во вращательной подсистеме молекулярных ротаторов C_{60} . Полученные температурные и временные зависимости «самопроизвольного» поворота фуллерита в магнитном поле (без колебаний $A = 0^\circ$), сопоставлены с данными предыдущей работы [9] и отмечено их качественное согласие.

1. K. Murata and H. Ushijima, *J. NIMC* **4**, 1 (1996).
2. В.И. Цебро, О.Е. Омеляновский, А.П. Моравский, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 457 (1999).
3. В.И. Цебро, О.Е. Омеляновский, *УФН* **170**, 906 (2000).
4. S. Frank, P. Poncharal, Z.L. Wang, and W.A. de Heer, *Science* **280**, 1744 (1998).
5. Т.Л. Макарова, *ФТП* **38**, 641 (2004).
6. P.O. Lehtinen, A.S. Foster, A. Ayuela, A. Krashennikov, K. Nordlund, and R.M. Nieminen, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 017202 (2002).
7. S.M. Ashimov and Dzh.G. Chigvinadze, *Instruments and Experimental Techniques* **45**, 431 (2002).
8. J. Chigvinadze, V. Buntar, S. Ashimov, T. Machaidze, and G. Donadze, *Nanochemistry and Nanotechnologies. Proc. of Papers of the First International Conference. March 23–24* (2010), p. 238–244, Tbilisi, Georgia.
9. Дж.Г. Чигвінадзе, В. Бунтарь, С.М. Ашимов, А.В. Долбин, *ФНТ* **42**, 159 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 119 (2016)].
10. J. Chigvinadze, V. Buntar, S. Ashimov, T. Machaidze, and G. Donadze, *Superconductivity, arXiv: cond-mat/1006.5817*.
11. J. Chigvinadze, V. Buntar, G. Zaikov, S. Ashimov, T. Machaidze, and G. Donadze, *J. Characteriz. Develop. Novel Mater.* **7**, 327 (2015).

12. J. Chigvinadze, V. Buntar, G. Zaikov, O.Yu. Emelina, S. Ashimov, T. Machaidze, and G. Donadze, *Вестник Казанского технолог. универ.* **17**, №2, 27 (2014).
13. P.A. Heiney, J.E. Fischer, A.R. McGhie, V.J. Romanow, A.M. Denensteyn, J.P. McCauley, and A.B. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **III 66**, 2911 (1991).
14. A. Dworkin, H. Szwarc, S. Leach, J.P. Hare, T.J. Dennis, H.W. Kroto, R. Taylor, and D.R.M. Walton. *C.R. Acad. Sci. Paris II* **312**, 979 (1991).
15. P. Mondal, P. Lunkenheimer, and A. Loidl, *Z. Phys.* **99**, 527 (1996).
16. J. Hora, P. Panek, K. Navatil, B. Handlilova, J. Humlik, H. Sitter, and D. Stifter, *Phys. Rev. B* **54**, 5106 (1996).
17. K. Prassides, J. Tomkinson, C. Christides, M.J. Rosseinsky, D.W. Murphy, and R.C. Haddon, *Nature* **354**, 462 (1991).
18. V. Elser and R.C. Haddon, *Phys. Rev. A* **36**, 4579 (1987).
19. В.М. Локтев, Э.А. Пашицкий, Р. Шехтер, М. Йонсон, *ФНТ* **28**, 1150 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 821 (2002)].
20. Y. Iwasa and T. Takenobu, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R495 (2003).
21. M.F. Ling, N.R. Finlayson, and G.L. Raston, *Aust. J. Phys.* **52**, 913 (1999).
22. P.W. Anderson and Y.B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
23. V.P. Galaiko, *JETP Lett.* **17**, 73 (1973).
24. P.A. Heiney, P.A. Fisher, A.R. McGhie, W.J. Romanow, A.M. Denensteyn, J.P. McCauley, and A.M. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2911 (1991).
25. W.I.F. David, R.M. Ibberson, T.J.S. Dennis, J.P. Hare, and K. Prassides, *Eur. Phys. Lett.* **18**, 219 (1992).
26. R. Moret, *Phys. Rev. B* **48**, 17619 (1993).
27. C. Meingast and F. Gugenberger, *Mod. Phys. Lett. B* **7**, 1703 (1993).

Торсіонні дослідження релаксацийних магнітних ефектів у фулериті C_{60} в магнітному полі

Дж.Г. Чігвінадзе, С.М. Ашімов, О.В. Долбин

У динамічних низькочастотних (0,1–1) Гц коливальних та статичних (без коливань) експериментах з використанням високочутливої торсионної техніки досліджено температурні залежності магнітних властивостей фулериту C_{60} в поперечних і поздовжніх відносно до осі коливань магнітних полях. Температурне положення спостережених піків загасання осциляції, які пов'язані з фазовими переходами, залежало від напрямку зміни температури (охолодження або нагрів). Найбільш чіткі переходи, які супроводжувалися реорієнтаційними процесами магнітних моментів диполів, зафіксовані в області структурного ($Fm\bar{3}m-Pa\bar{3}$) переходу при $T \approx 260$ К, а також при температурах $T \approx 180-200$ К. Виявлена область «Хаосу» — стрибкоподібних змін магнітних властивостей, а також напрямку «спонтанного» повороту зразка фулерита відносно магнітного поля. Показано, що в певних умовах час

релаксації магнітних моментів молекулярних ротаторів, після якого зразок фуллерита неодноразово змінює напрямок свого обертального руху, зі збільшенням температури від 77 К до 280 К, збігається з «магічним» часом, який спостерігали в статичних експериментах при кімнатних температурах $T = 295$ К. Зроблено припущення про зв'язок спостережених явищ з релаксацийними процесами в обертальній підсистемі молекулярних ротаторів C_{60} , а також із захопленням фуллеритом магнітним потоком.

Ключові слова: фуллерит C_{60} , магнітна фаза, методика торсионних коливань, динамічні і статичні торсионні вимірювання.

Torsion studies of magnetic relaxation effects in fullerite C_{60} in magnetic field

J.G. Chigvinadze, S.M. Ashimov, and A.V. Dolbin

The temperature dependences of the magnetic properties of C_{60} fullerite in transverse and longitudinal magnetic fields are studied in dynamic low-frequency (0.1–1 Hz) vibrational and static (without oscillation) experiments using highly sensitive

torsion techniques. The temperature position of the observed peaks of the damping of the oscillations associated with the phase transitions depended on the direction of the temperature change (cooling or heating). The most precise transitions, accompanied by reorientation processes of the magnetic moments of dipoles, are fixed in the region of the structural ($Fm\bar{3}m-Pa\bar{3}$) transition at $T \approx 260$ K, and also at temperatures $T \approx 180$ – 200 K. A region of «Chaos» was observed — an abrupt change in the magnetic properties, as well as the direction of the «spontaneous» rotation of the fullerite relative to the magnetic field. It is shown that under certain conditions the relaxation time of the magnetic moments of molecular rotators, after which the fullerite repeatedly changes the direction of its rotational motion, at increasing temperature from 77 K to 280 K, coincides with the «magic» time, which was observed in static experiments at room temperatures $T = 295$ K. It is suggested that the observed phenomena are related to the relaxation processes in the rotational subsystem of the C_{60} molecular rotators, as well as to the magnetic flux captured by the fullerite.

Keywords: fullerite C_{60} , magnetic phase, torsional oscillation technique, dynamic and static measurements, «spontaneous» rotation, relaxation time, trapped magnetic flux, molecular rotators.