

## ДИНАМИЧЕСКОЕ И СТИМУЛИРОВАННОЕ РАДИОЧАСТОТНОЕ ЭХО В ПОРОШКАХ ВТСП

*А. В. Дробинин, Ю. М. Ципенюк*

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
117973, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 июля 1996 г.

Представлены результаты исследования двух- и трехимпульсного эха в порошках иттриевых и висмутовых ВТСП — зависимости амплитуды сигнала от магнитного поля, температуры, давления газа. Измерена температурная зависимость времени релаксации сигнала эхо. Подробно изучены свойства долгоживущего радиочастотного эха, обладающего в течение длительного времени (по крайней мере более нескольких часов) свойством памяти о временной последовательности записываемых импульсов и эффектом накопления. Результаты экспериментов находят качественное объяснение в рамках предложенной Асадуллиным [8] теории нелинейного движения связанных с дефектами образца вихрей.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Явление радиочастотного эха в порошках, которое называют также поляризационным, порошковым, или фононным, было открыто в 60-х годах и вплоть до настоящего времени привлекает внимание как экспериментаторов, так и теоретиков. Эхо наблюдалось в порошках пьезоэлектриков, сегнетоэлектриков, ферромагнетиков, нормальных и сверхпроводящих металлов (см. обзоры [1, 2]). По характеру динамики этих объектов явление радиочастотного эха относится к классу осцилляторного эха [2, 3], так как оно является результатом динамики системы нелинейных осцилляторов.

Интересное само по себе, поляризационное эхо используется и как метод исследования различных физических явлений. Оно представляет собой широкое направление в радиоспектроскопии — когерентную импульсную радиоспектроскопию дефектов в кристаллах и их порошках. Так, в частности, в работе [4] методом радиочастотного эха исследовались аномальная генерация и преобразование звуковых мод в области фазовых переходов в сегнетоэлектрических монокристаллах.

Вся совокупность экспериментальных данных свидетельствует о том, что во всех случаях эффект обусловлен акустическими колебаниями частиц порошка, которые резонансно возбуждаются радиочастотными импульсами. Как и все эхо-явления, порошковое эхо является нелинейным эффектом, однако в каждом конкретном случае механизм нелинейности имеет свою природу.

Сразу после открытия высокотемпературной сверхпроводимости радиочастотное эхо наблюдалось и в порошках ВТСП [5–7]. Эффект наблюдается только в сверхпроводящей фазе, причем интенсивность сигнала радиочастотного эха на три порядка превышает амплитуду сигналов ЯМР в этих соединениях (вряд ли можно наблюдать эхо в нормальной фазе, так как ВТСП являются плохими металлами). Принципиальным в эффекте радиочастотного эха является вопрос о том, каков механизм столь сильного усиления эффекта в сверхпроводниках и каким образом связаны сверхпроводящие и

акустические свойства. В 1993 г. Асадуллин было предложено теоретическое описание явления радиочастотного эха в ВТСП, основанное на нелинейном характере динамики дефектов кристаллической структуры [8]. Эта работа позволяет качественно понять основные черты радиочастотного эха, наблюдаемого в порошках ВТСП.

Сигналы двухимпульсного и трехимпульсного радиочастотного эха были названы динамическими. Наряду с этим в порошках некоторых материалов наблюдалось и долгоживущее стимулированное эхо, которое возникает под действием считывающего импульса даже при выключении пары записывающих импульсов. Этот эффект памяти временной последовательности возбуждающих импульсов сохраняется в образце в течение очень долгого времени (часы и даже дни).

В данной работе приводятся результаты подробного экспериментального исследования динамического и стимулированного эха в иттриевых и висмутовых ВТСП, краткое сообщение о которых было опубликовано ранее в [5].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Методически наблюдение радиочастотного эха полностью аналогично импульсным ЯМР-экспериментам. Как хорошо известно, при этом ядерная спиновая система возбуждается серией радиочастотных импульсов со специально подобранными длительностями и задержками между импульсами. Это приводит к появлению вращающейся намагниченности в катушке, наводящей в ней слабую э.д.с. Чтобы эта э.д.с. была максимальной, ось катушки должна быть перпендикулярна внешнему полю. Э.д.с. имеет две компоненты: спадающую во времени свободную индукцию после каждого из импульсов и появляющийся затем эхо-сигнал после серии импульсов.

В радиочастотном порошковом эхо-сигнале при приложении практически такой же последовательности двух импульсов, разделенных временем  $\tau$ , в образце также возникает через время  $\tau$  после второго импульса сигнал эха. Амплитуда его спадает во времени с характерным временем релаксации порядка нескольких десятков микросекунд (по аналогии с ЯМР его обозначают как время продольной релаксации через  $T_2$ ), а при подаче третьего зондирующего (считывающего) импульса через время, значительно превышающее  $T_2$ , также через время  $\tau$  появляется сигнал стимулированного эха. Принципиальным отличием радиочастотного эха в порошках от эха при ЯМР является его нерезонансный характер — при заданной частоте возбуждающих импульсов оно возникает в любом магнитном поле.

Схема измерений приведена на рис. 1. Для создания магнитного поля использовался магнит со сверхпроводящими обмотками. Радиочастотная катушка представляет собой полый тефлоновый цилиндр длиной 22 мм и диаметром 7 мм, на который намотано 25 витков провода ПЭВ 0.3 мм. Ось катушки перпендикулярна внешнему магнитному полю, ее индуктивность  $L_1 = 3$  мкГн. Исследуемый порошок засыпается внутрь катушки. Кроме порошка внутри катушки находится нихромовый нагреватель, намотанный на медный каркас из двух скрещенных медных пластин толщиной 0,2 мм, обеспечивающих однородность температуры в порошке (см. рис. 1). Нагреватель намотан бифилярно. Внутри катушки расположен также полупроводниковый термометр. Сопrotивление термометра измерялось по четырехточечной методике с изменением направления протекания тока на противоположное для компенсации термоэдс в измерительных проводах. Катушка с образцом помещалась внутрь стакана с газообразным гелием в

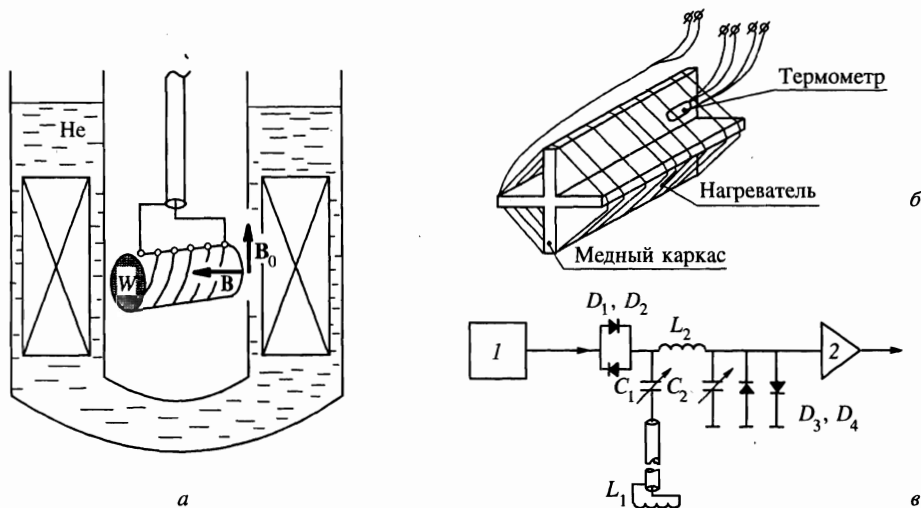


Рис. 1. Схема измерения радиочастотного эха в порошках ВТСП: *а* — расположение РЧ-контура в кристате, *б* — схема нагревателя с термометром, *в* — принципиальная электрическая схема: 1 — генератор возбуждающих импульсов, 2 — предварительный усилитель

качестве теплообменного газа. Между стаканом и жидким гелием находится вакуумная рубашка, позволяющая избежать испарения гелия и градиента температур в стакане.

Синусоидальный сигнал с генератора ВЧ подается на формирователь радиоимпульсов, на другой вход формирователя подаются прямоугольные импульсы от генератора программируемых импульсов. Формирователь на выходе дает сигнал, состоящий из импульсов той же длительности, что и прямоугольные, но заполненные радиочастотной синусоидой. Импульсы поступают с формирователя на усилитель мощности высокой частоты, который раскачивает возбуждающий контур. В момент подачи радиочастотного импульса разделительные диоды  $D_{1,2}$  открыты, на них падает напряжение  $\sim 0.7$  В. Поскольку емкость  $C_2$  приемного контура  $L_2C_2$  зашунтирована диодами  $D_{3,4}$ , то в этом контуре ток определяется реактивным сопротивлением катушки  $L_2$ . Поэтому большая часть мощности от усилителя мощности поступает в возбуждающий контур  $L_1C_1$ , настроенный в резонанс. Его добротность  $Q \approx 25$ . При подборе электрической длины соединительного кабеля  $l = \lambda/4$  создаются оптимальные условия передачи энергии в возбуждающий контур. Напряжение на катушке  $L_1$  при этом достигает 1 кВ, а радиочастотное поле  $H_{\sim} \approx 25$  Гс.

Предварительный усилитель и приемник во время подачи радиоимпульса находятся в режиме насыщения. Для спада радиочастотного напряжения до уровня 0.7 В требуется время около 3 мкс, после чего диоды  $D_{1,2}$  запираются и отсоединяют усилитель мощности. Предварительный усилитель имеет высокоомный вход, коэффициент усиления равен 10. В качестве генератора ВЧ и приемника использовался анализатор спектра ЯС-54. Через 10 мкс после импульса предварительный усилитель и приемник выходят из режима насыщения. Поэтому задержку между возбуждающими импульсами нецелесообразно делать меньше этой величины. В отсутствие возбуждающих импульсов элементы  $L_1, C_1, C_2$  образуют один последовательный резонансный контур. Предварительный усилитель и приемник усиливают напряжение на конденсаторе  $C_2$ , которое возникает

в результате действия в катушке  $L_2$  э.д.с., наведенной образцом.

С приемника сигнал поступает на стробоскопический вольтметр В9-5, стробируемый генератором программируемых импульсов. Строб визуально подстраивается на максимум сигнала эхо с помощью двухлучевого осциллографа, один луч которого дает развертку сигнала с приемника, а другой — развертку строб-импульса.

Для наблюдения эха в порошках  $YBaCuO$  и  $BiCaSrCuO$  использовались порядка  $10^6$  частичек керамики размером  $\sim 100$  мкм. Порошок получался размалыванием поликристаллического образца с отсеиванием мелких и крупных частичек с помощью двух металлических сеток с разными размерами ячеек.

В случае, когда образец представлял собой порошок, содержащий  $\sim 10^2$ – $10^3$  частиц размером от 1 мм и меньше, никакого эха не наблюдалось. Вместо этого после каждого радиоимпульса был виден сильно изрезанный «звон», вызванный биениями частот различных осцилляторов-порошинок.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При подаче на резонансный контур с порошком двух последовательных радиоимпульсов частотой  $\sim 20$  МГц, мощностью  $\sim 100$  Вт и длительностью  $\sim 5$  мкс наблюдается интенсивный сигнал динамического эха. Частота РЧ-колебаний  $f$  хорошо совпадает с оценкой резонанса акустических колебаний используемых порошинок. Действительно, если на характерном размере частицы  $l$  укладывается полдлины волны, то  $l \equiv \lambda/2 = s/2f$ , где  $s = (3-4) \cdot 10^3$  м/с — скорость звука. При частоте  $f = 2 \cdot 10^7$  Гц резонансный размер частицы должен быть как раз порядка 100 мкм.

Амплитуда эха максимальна при равной длительности радиоимпульсов, а его ширина увеличивается при увеличении длительности зондирующих импульсов. При малых

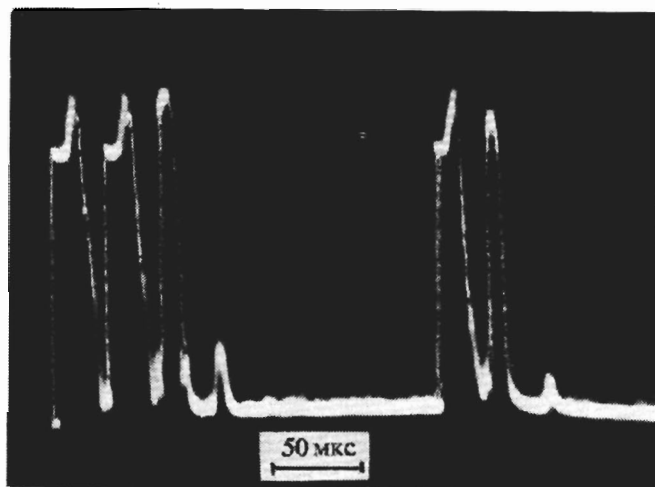


Рис. 2. Осциллограмма динамического двухимпульсного и трехимпульсного эха; видны не только второе, но и третье эхо

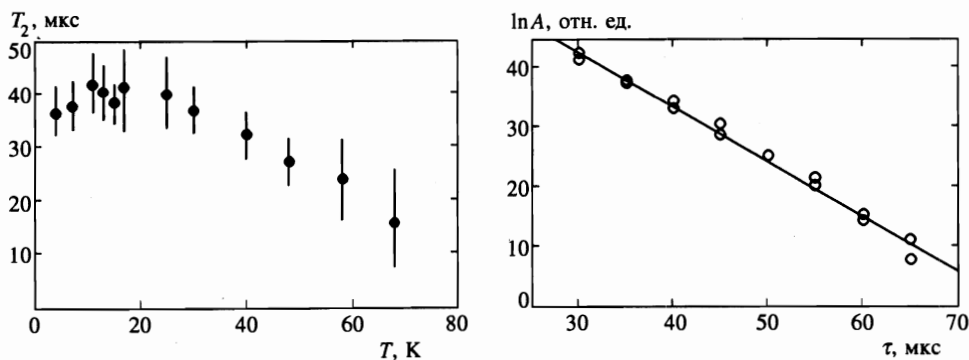


Рис. 3. Зависимость времени релаксации  $T_2$  динамического эха в порошке YBCO от температуры  $T$  ( $H = 25$  кЭ); справа — зависимость амплитуды эха  $A$  от времени задержки  $\tau$  между возбуждающими импульсами (BiSCCO,  $T=7$  К,  $H = 25$  кЭ)

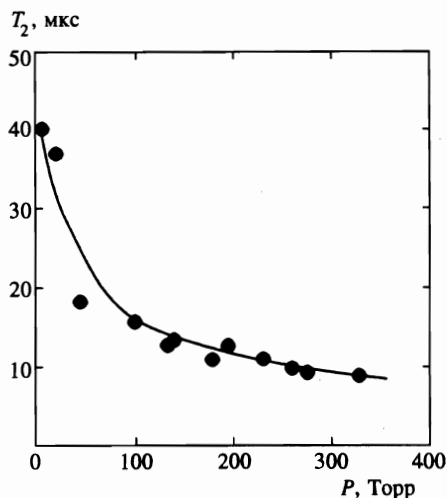


Рис. 4. Зависимость времени релаксации от давления гелия (YBCO,  $H = 25$  кЭ,  $T = 4.2$  К)

задержках наблюдается и вторичное эхо, как это видно из рис. 2.

Амплитуда эха спадает при увеличении задержки между импульсами с постоянной времени  $T_2 \simeq 35$  мкс, примерно одинаковой при температурах от 4,2 К до  $\sim 30$  К, а затем  $T_2$  начинает уменьшаться (рис. 3). Как видно из рис. 3, спад амплитуды эха с увеличением времени задержки экспоненциальный.

При подаче третьего импульса наблюдается стимулированное эхо, как это видно из рис. 2. При этом время задержки между первой парой «записывающих» импульсов и третьим «считывающим» импульсом может значительно превышать время затухания  $T_2$  двухимпульсного эха. Долгоживущее стимулированное эхо не исчезает даже при выключении пары записывающих импульсов.

Как интенсивность эха, так и время релаксации существенным образом зависят от давления газа (в наших экспериментах это был гелий), наполняющего ампулу с порошком: чем выше давление, тем меньше амплитуда эха (рис. 4, 5). Эти измерения еще раз

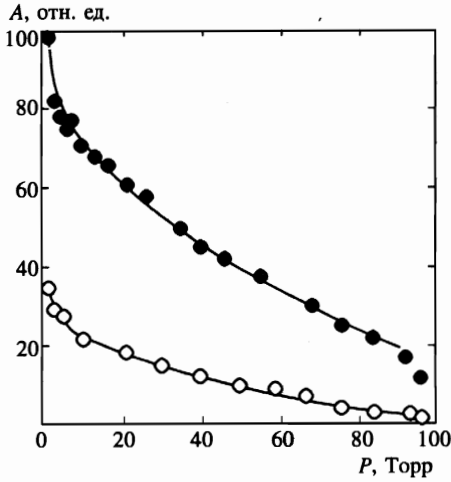


Рис. 5. Интенсивность двухимпульсного (●) и трехимпульсного (○) динамического эха от давления окружающего газа (гелия)

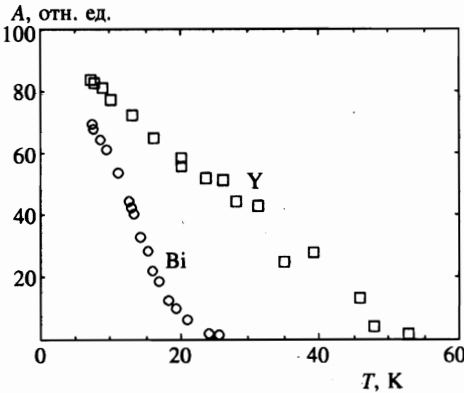


Рис. 6. Температурная зависимость амплитуды эха для иттриевого (□) и висмутевого (○) образцов

свидетельствуют о том, что эффект связан с акустическими колебаниями порошинок образца.

Как динамическое, так и стимулированное эхо быстро спадают с ростом температуры и существуют только в сверхпроводящей фазе. Однако температурный ход амплитуды эха оказывается различным для  $\text{YBaCuO}$  и  $\text{BiSrCaCuO}$  (рис. 6), хотя температуры сверхпроводящего перехода для обоих образцов практически одинаковы и составляют 90–92 К, что проверялось как на исходных поликристаллических образцах, так и на их порошках.

Зависимости амплитуды эха от внешнего магнитного поля для иттриевого и висмутевого ВТСП-порошков приведены на рис. 7. Для обеих систем зависимость практически линейна, хотя для  $\text{YBCO}$  увеличение амплитуды с ростом магнитного поля начинается с  $\sim 3$  кЭ. Следует отметить, что в работе [7] полевая зависимость амплитуды эха получается квадратичной, однако авторы этой работы провели измерения в более узком диапазоне магнитных полей — лишь до 7 кЭ.

Характерной особенностью стимулированного эха является эффект накопления при многократной подаче когерентных пар записывающих РЧ импульсов. Если пара за-

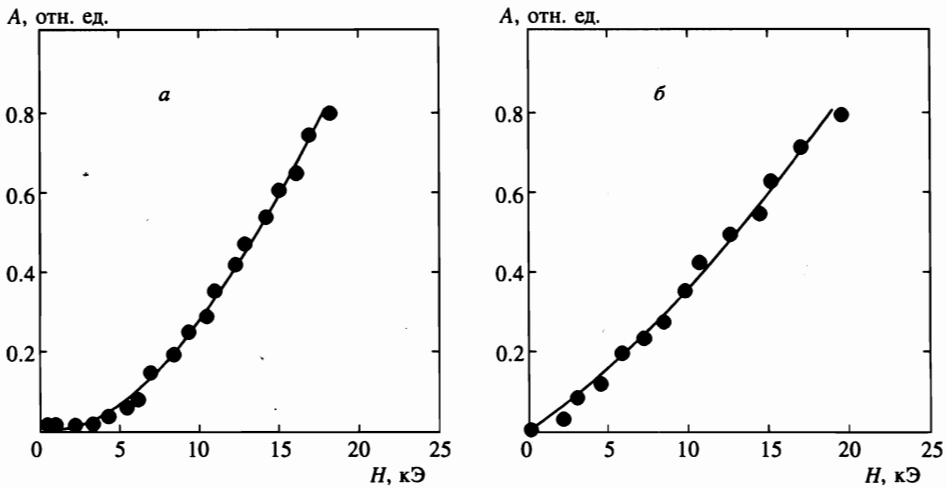


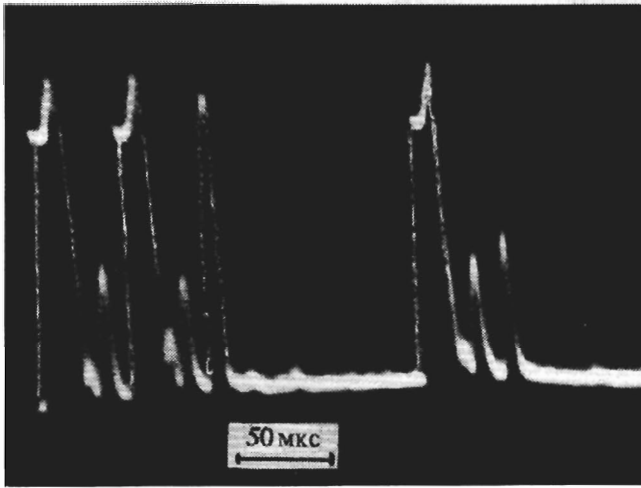
Рис. 7. Зависимости амплитуды эха от величины внешнего магнитного поля для иттриевого (а) и висмутового (б) образцов ( $T = 4.2$  К)



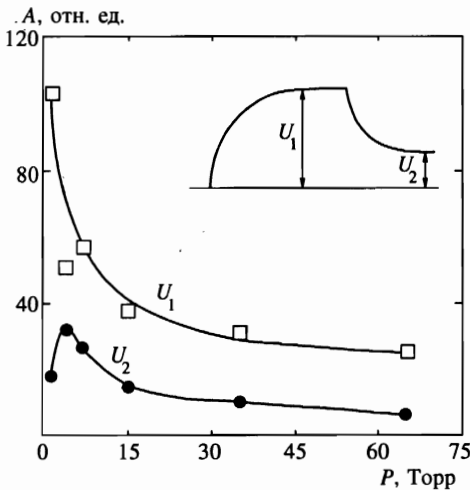
Рис. 8. Временная зависимость амплитуды стимулированного эха при выключении и включении пары записывающих радиочастотных импульсов (эффект накопления)

писывающих импульсов выключается, то амплитуда долгоживущего эха уменьшается примерно вдвое в течение 10–20 с, а затем, спустя несколько минут, выходит на постоянный уровень  $U_2$ , составляющий примерно 0.4 от первоначального значения  $U_1$ , и не меняется по крайней мере в течение нескольких часов. При включении записывающей последовательности из двух радиоимпульсов, отстоящих на время  $\tau < T_2$ , стимулированное эхо нарастает с теми же временами, как это показано на рис. 8. Необходимо подчеркнуть, что характерными временами этого процесса являются не десятки микросекунд, что является характерным временем релаксации динамического эха, а минуты, т. е. временной масштаб этого явления в  $10^6$  раз больше.

Одновременно может быть «записана» не одна, а несколько временных последовательностей, как это показано на рис. 9, где вначале порошок подвергался воздействию пары РЧ-импульсов с задержкой между ними 30 мкс, а затем расстояние между импульсами было увеличено примерно вдвое. После «считывающего» импульса мы на-



**Рис. 9.** Осциллограмма стимулированного эха, возникшего в результате воздействия двух разных временных последовательностей записывающих импульсов; после записи одной последовательности ( $\tau = 30$  мкс) и изменения задержки между ними до  $\tau=50$  мкс записывающие импульсы также играют роль считывающих, и потому после них также возникает сигнал стимулированного эха



**Рис. 10.** Зависимости амплитуд стимулированного (эха при постоянной подаче двух записывающих импульсов) и долгоживущего (эха при подаче только считывающего импульса) эха от давления окружающего гелия (YBCO,  $T = 4.2$  К,  $H = 20$  кЭ)

блюдали при этом два эхо-сигнала. В данной ситуации считывающими оказываются и записывающие импульсы, что отчетливо видно на приведенной осциллограмме. Однако небольшие ( $\sim 5\%$ ) изменения либо температуры, либо внешнего поля практически полностью стирают память о временной последовательности записывающих импульсов и сигнал долгоживущего эха пропадает.

Как и динамическое эхо, интенсивность стимулированного эха уменьшается с рос-



том давления окружающего газа, однако при небольших давлениях совершенно противоположной оказывается поведенье величин  $U_1$  и  $U_2$ : если  $U_1$  полностью повторяет зависимость амплитуды динамического эха от давления, то  $U_2$  вначале растет, а уж потом начинает убывать с ростом давления газа (рис. 10).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Отсутствие резонансной зависимости амплитуды эхо-сигнала от постоянного внешнего магнитного поля позволяет сделать вывод, что оно не связано с вращением ядерных спинов, а обусловлено колебаниями диамагнитного момента порошинок, наводящими э.д.с. в ВЧ-контуре. Акустическая природа эха подтверждается, как мы выше отмечали, соответствием частоты возбуждающих импульсов размеру порошинок и зависимостью его интенсивности от давления окружающего газа.

При подаче на порошок радиочастотных импульсов в его порошинках возбуждаются акустические колебания. Электромагнитное возбуждение звука в нормальных металлах достаточно хорошо изучено [9, 10]. Возможность электромагнитного возбуждения звука в образцах ВТСП, помещенных во внешнее магнитное поле, была показана в работе [11].

Возбуждение звуковых волн с частотой, совпадающей с частотой переменного тока в возбуждающей катушке индуктивности, происходит за счет силы Лоренца, действующей на электроны на глубине проникновения поля. Магнитное поле, в которое помещен образец, проникает в него в виде системы вихрей, расстояние между которыми меньше их характерных размеров. Это означает, что пространственная модуляция магнитного поля внутри образца очень незначительна, так что можно считать, что на электроны действует внешнее поле.

Колебания порошинок наводят в приемном контуре э.д.с., которая спадает после каждого из импульсов за время  $\sim 1/\Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  — разброс частот собственных колебаний осцилляторов. Если через время  $\tau$  на порошок подать второй возбуждающий импульс, когда колебания частичек еще не затухли, но уже расфазировались, то возникнет второй аналогичный спад наведенной э.д.с., а через время  $2\tau$  колебания частичек вновь сфазировуются, что и приводит к появлению эха.

Формирование эха в системе колеблющихся осцилляторов, как было показано Голландом [12], может быть обусловлено только их ангармонизмом. Появление эха в системе ангармонических осцилляторов наглядно видно из следующей простой модели. Пусть у нас имеется много нелинейных осцилляторов со слегка отличающимися резонансными частотами и их движение описывается уравнением

$$\ddot{x} + \omega^2 x + \gamma x^3 = 0. \quad (1)$$

Поведение этой системы под действием внешней силы в виде последовательности двух импульсов, разделенных временем  $\tau$ , легко промоделировать на компьютере. Результаты такого моделирования удобно представлять на фазовой плоскости  $x\varphi$  во вращающейся системе координат (ось  $x$  соответствует при этом колебанию осциллятора со средней частотой), и они показаны на рис. 11.

В результате воздействия первого импульса все осцилляторы, независимо от их частоты, приобретают одинаковую амплитуду и фазу колебаний (рис. 11б), и в системе осцилляторов появляется макроскопический отклик. Однако со временем в силу разли-

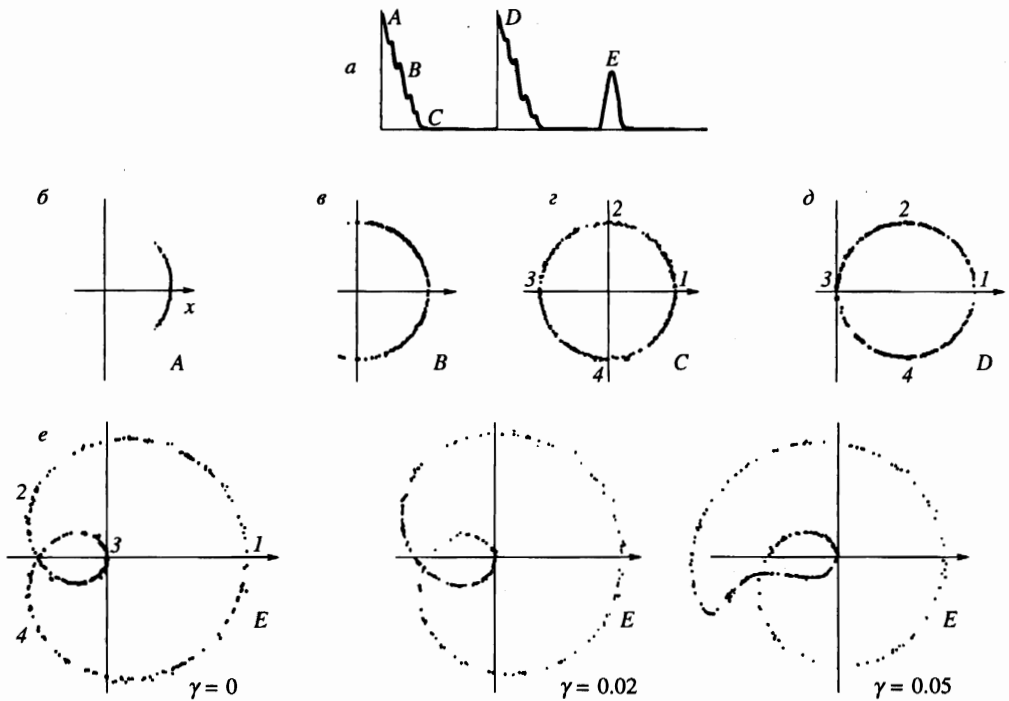


Рис. 11. Фазовая диаграмма системы нелинейных осцилляторов (результаты компьютерного моделирования поведения системы ангармонических осцилляторов, имеющих слегка различающиеся резонансные частоты, при разной степени нелинейности). Буквами *A, B, C, D, E* обозначены различные моменты времени в системе возбуждающих и зондирующего импульсов

чающихся резонансных частот амплитуды колебаний постепенно расходятся по фазе и наступает полный хаос в распределении направлений векторов колебаний, в результате чего фазовая диаграмма системы представляет собой просто окружность (рис. 11*з*).

Под действием второго импульса все осцилляторы получают такое же, как при воздействии первого импульса, увеличение амплитуды, и фазовая диаграмма представляет собой ту же окружность, но сдвинутую по оси  $x$  (рис. 11*д*). Если нелинейный член (коэффициент  $\gamma$  в уравнении (1)) мал (или равен нулю), то при дальнейшей эволюции фазовой диаграммы средняя проекция на ось  $x$  всех векторов, описывающих колебания осцилляторов, оказывается равной нулю, и поэтому равен нулю и сигнал индукции в приемной катушке, пропорциональный амплитуде колебаний системы на средней частоте (рис. 11*е*). Однако при наличии нелинейности фазовая траектория оказывается несимметричной и через время  $\tau$  появляется сигнал эха.

Теория поляризационного эха в порошках основана на сдвиге резонансной частоты колебаний частиц, обусловленном дефектной структурой материала образца, в частности, дислокационной деформацией [2]. Такой же подход развит Асадуллиным и для объяснения эха в ВТСП [8]. Согласно струнной модели Гранато–Люкке, дислокационные линии в кристалле образуют трехмерную сетку. В узлах этой сетки они достаточно жестко закреплены и не могут быть оторваны ультразвуковым полем. В промежутке между узлами дислокационная петля слабо закреплена всевозможными точечными де-

фектами. В поле упругих колебаний (после импульсного возбуждения) петельки длиной  $L$  колеблются как упругая струна без отрыва от закрепляющих точек, если упругое напряжение мало. Потери и дефект модуля, обусловленные такими колебаниями петель, являются амплитудно-независимыми. Отклик системы при этом носит линейный характер, и эхо отсутствует.

С ростом амплитуды напряжений происходит катастрофический отрыв петель от точек слабого закрепления, причем он носит обратимый характер: в течение каждого полупериода упругих колебаний петля длиной  $L$  отрывается и снова закрепляется дефектами. Потери в этом случае зависят от амплитуды напряжений. Дислокация в своем движении под действием РЧ-импульса переходит из одного локального потенциального минимума в другой. В новом положении она, по крайней мере вначале, может оказаться незакрепленной точечными дефектами, поэтому может быть названа «возбужденной». Естественно считать, что плотность «возбужденных» дислокаций является функцией амплитуды упругого напряжения и времени действия импульса.

При воздействии одной пары импульсов только часть подвижных дислокационных петель совершает необратимый скачок. Воздействие нескольких пар приводит к накоплению таких дислокаций. Такое накопление необратимо «возбужденных» дислокаций лежит в основе эффекта накопления долгоживущего стимулированного эха.

Нелинейность процесса возбуждения заключается в том, что во время действия радиочастотного импульса возможно изменение плотности  $N$  дислокаций, зависящее от амплитуды упругой деформации  $|s(x, t)|$ , возбуждаемой этим полем. Изменение  $N(|s(x, t)|)$  влияет как на потери и дисперсию упругих колебаний, так и на магнотриксционный вклад в их возбуждение.

Рассмотрим, каким образом, согласно Асадуллину [8], возникает сигнал эха в случае сверхпроводника в смешанном состоянии. Будем считать для простоты, что возбуждающие импульсы идентичны и под их воздействием в порошинках возникают акустические колебания  $s(t)$  с амплитудой  $s_0$ . После первого возбуждающего импульса возникают колебания во времени с частотой  $\omega_1$  и затуханием  $\gamma_1$ :

$$s_1(t) = s_0 \exp[(i\omega_1 - \gamma_1)t]. \quad (2)$$

Сила Лоренца, действующая со стороны РЧ-тока на вихри, передается на связанную с ними дислокацию. Будем для определенности считать, что эхо связано с нелинейными свойствами в колебаниях дислокаций. Если колебания дислокаций происходят без отрыва от точек слабого закрепления, то это приводит после подачи второго импульса лишь к независящему от амплитуды сдвигу резонансной частоты и изменению затухания, пропорциональным плотности дислокаций  $N$ :

$$s_2(t) = s_0 \exp[(i\omega_2 - \gamma_2)(t - \tau)], \quad (3)$$

$$\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1 = c_1 N, \quad \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = c_2 N,$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — константы. После второго импульса амплитуда колебаний есть сумма откликов на первый и второй импульсы и в момент времени  $t > \tau$  имеет вид

$$s(t) = s_1(t) + s_2(t) = s_0 \{ \exp[(i\omega_1 - \gamma_1)\tau] + 1 \} \exp[(i\omega_2 - \gamma_2)(t - \tau)]. \quad (4)$$

Если  $\Delta\omega$  и  $\Delta\gamma$  не зависят от амплитуды, то, как видно из выражения (4), у  $i$ -го осциллятора с частотой  $\omega_i \neq \omega_1$  появляется лишь фазовый сдвиг, а у системы осцилляторов

с хаотическим распределением  $\omega_i$  относительно средней частоты  $\omega_1$  макроскопический момент не возникает, эхо не формируется.

Рассмотрим теперь, что происходит, если в системе появляются «возбужденные» дислокации, число которых зависит от амплитуды колебаний. Во время второго импульса на единицу длины системы «дислокация + вихрь» действует сила

$$f = bG \{s_0 \exp[(i\omega_1 - \gamma_1)\tau] + s_0\} + nj_2\Phi_0. \quad (5)$$

В этом выражении для силы первый член описывает непосредственное воздействие акустических колебаний ( $G$  — модуль сдвига,  $b$  — вектор Бюргерса), а второй — взаимодействие РЧ-тока второго импульса с вихрями ( $n$  — среднее число вихрей, связанных с одной дислокацией,  $j_2$  — свертток во время второго РЧ-импульса,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока).

Среднее число смещенных со своего места («возбужденных») дислокаций пропорционально квадрату действующей силы, и, подставляя выражение для силы (5), получаем

$$\overline{N(f)} = \alpha f^2 = \alpha [bG \{s_0 \exp[(i\omega_1 - \gamma_1)\tau] + s_0\} + nj_2\Phi_0]^2 = \beta \exp(i\omega_1\tau). \quad (6)$$

Здесь  $\alpha$  и  $\beta$  — константы.

Смещение частоты и изменение затухания согласно (3) пропорциональны плотности дислокаций, но число возбужденных дислокаций согласно (6) зависит от величины временного интервала между импульсами, а потому и в изменениях частоты и затухания появляется множитель, зависящий от расстояния между записывающими импульсами  $\tau$ :

$$\Delta\omega(t) = \Delta\omega_0 - \Delta\omega_1 \cos(\omega_1\tau), \quad \Delta\gamma(t) = \Delta\gamma_0 + \Delta\gamma_1 \cos(\omega_1\tau). \quad (7)$$

Новые частота и затухание колебаний содержат фазовую информацию о РЧ-импульсе в виде фазы упругих колебаний  $\omega_1\tau$ . Теперь выражение (4) для амплитуды колебаний порошинок принимает вид

$$s(t) = (s_1 + s_2) \exp[-i\Delta\omega \cos(\omega_1\tau)] \exp[-\Delta\gamma \cos(\omega_1\tau)]. \quad (8)$$

Как показано в [8, 13], это приводит к тому, что через время кратное  $\tau$  после второго импульса в системе из большого числа колеблющихся со слегка отличающимися резонансными частотами частиц появляется сигнал эха.

Замечательной особенностью радиочастотного эха в порошках является наличие долгой памяти. Выясним процесс формирования долгоживущего стимулированного эха под действием нелинейных механизмов его формирования. Мы рассматриваем момент времени, когда колебания, возбужденные первым и вторым импульсами, успели затухнуть, но память об этих импульсах сохраняется в изменениях затухания  $\Delta\gamma(p_1, p_2, \tau)$  и частоты  $\Delta\omega(p_1, p_2, \tau)$  собственных колебаний частиц ( $p_1, p_2$  — дипольные моменты порошинок). Эти изменения обусловлены необратимыми движениями дефектов в порошинках (дислокаций и т. п.) под действием упругих колебаний.

Воздействие третьего (считывающего) импульса сообщает каждой частице дипольный момент  $p_3$ . Нелинейность приводит точно так же, как и в случае двухимпульсного воздействия, к появлению эха. Фазовая память о предыдущих импульсах сохраняется в плотности «возбужденных» дислокаций. С течением времени состояние возбужденных

дислокаций изменяется, они и в новом положении постепенно закрепляются диффундирующими к ним точечными дефектами и продолжают процесс диффузии в другие потенциальные минимумы, тем самым нарушая когерентность состояния.

Естественно, что к этому времени все упругие колебания, возбужденные первыми двумя импульсами, успеют затухнуть. Память об этих импульсах сохранится только в величинах затухания  $\gamma_2$  и частоты  $\omega_2$ . Воздействие третьего импульса сообщает каждой частице дипольный момент, снова через время  $\tau$  появится сигнал эха, если затухание в системе является амплитудно-зависящим.

Время жизни эха определяется при этом временем релаксации указанного «возбужденного» состояния. Процесс релаксации может быть связан, например, с постепенным закреплением дислокаций диффундирующими к ним точечными дефектами или с обратным процессом сокращения расширяющихся петель. Эффект накопления при многократной подаче когерентных пар РЧ-импульсов связан с накоплением «возбужденных» дислокаций (или границ двойникования). Стирание памяти при изменении температуры и внешнего магнитного поля легко объяснимо в такой модели: при изменении температуры меняется сила пиннинга и, тем самым, вихри переходят в другие локальные минимумы потенциального рельефа решетки; при изменении поля меняется число вихрей и они также могут перейти в другие центры пиннинга, т. е. перестроиться.

В сверхпроводнике отрыв дислокации от места ее закрепления неизбежно приводит к движению связанного с ней вихря, возникают скачки магнитного потока. Точно так же любое движение вихрей приводит к движению связанных с ними дефектов. Это может происходить лишь до тех пор, пока не начинается депиннинг вихрей при некоторой температуре, когда связь между движениями дислокаций и вихрей разрывается [14]. Поэтому на  $(B, T)$ -диаграмме возникают две области, разделенные линией необратимости, выше которой происходит быстрая релаксация диамагнитного момента, а также резкое уменьшение критического тока с ростом температуры, связанные с изменением подвижности вихрей в ВТСП. Энергия пиннинга одиночного вихря на точечном дефекте может быть описана выражением

$$U_p \approx \xi^d B_{c2}^2, \quad (9)$$

где  $\xi$  — длина когерентности, которая в ВТСП очень мала,  $1 < d < 3$ ,  $B_{c2}$  — второе критическое поле. Эту энергию надо сравнивать с энергией тепловых колебаний  $kT$ , которые приводят к термоактивационным перескокам вихрей с одного центра пиннинга на другой. Вероятность  $W$  таких перескоков

$$W \propto \exp(-U_p/kT), \quad (10)$$

а отношение  $U_p/kT$  в ВТСП может быть на порядок меньше, чем в обычных сверхпроводниках. Поэтому термоактивационное движение вихрей оказывает существенное влияние на магнитные и транспортные свойства ВТСП. В традиционных сверхпроводниках этот эффект наблюдается только вблизи критической температуры как крип потока.

Явление депиннинга проявляется в виде максимума на температурной зависимости потерь в сверхпроводящем образце при движении вихревой решетки, вызванном внешней силой. Такие данные к настоящему времени получены в экспериментах по измерениям действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости, измерениям скорости ультразвука и его затухания, из результатов измерения вольт-амперных харак-

теристик, в экспериментах с вибрирующим во внешнем поле монокристаллом ВТСП (см., например, [15]).

Подвижность вихрей может трактоваться и как плавление вихревой решетки [16]. Действительно, даже в бездефектном кристалле отдельный вихрь не может двигаться свободно, если  $B \gg B_{c1}$ , так как небольшой сдвиг вихря относительно неподвижной вихревой решетки будет приводить к ее деформации. При повышении температуры увеличивается амплитуда колебаний вихревой решетки, и когда амплитуда колебаний  $\langle x \rangle$  станет достаточно большой, вихревая решетка может расплавиться (по критерию Линденмана  $\langle x \rangle / a \approx 0.1-0.2$ , где  $a$  — расстояние между вихрями), превратившись в вихревую жидкость [16]. Обращение в нуль модуля сдвига вихревой решетки в точке плавления должно приводить к резкому увеличению подвижности вихрей.

Как следует из приведенных результатов экспериментов, не только эхо-сигналы исчезают значительно раньше критической температуры используемых нами ВТСП, но и их температурные зависимости оказываются различными для иттриевой и висмутовой систем. Эти характерные черты формирования эхо-сигналов можно легко понять исходя из результатов проведенных в последнее время исследований  $(B, T)$ -диаграмм: для анизотропных трехмерных (типа  $YBaCuO$ ) и слоистых ( $BiSCCO$ ) высокотемпературных сверхпроводников они оказываются существенно разными — для иттриевой системы граница фазовой диаграммы лежит при значительно больших температурах и полях, чем у  $BiSCCO$ .

Оценка линии необратимости для частиц размером 100 мкм при частоте 20 МГц показывает, что ее положение совпадает с кривой температурной зависимости интенсивности эха, а разница в температурном поведении иттриевого и висмутового порошков качественно соответствует разнице в положении их линий необратимости.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе подробно экспериментально исследованы зависимости динамического и стимулированного радиочастотного эха в порошках иттриевых и висмутовых ВТСП от магнитного поля, давления окружающего газа, температуры. Измерена температурная зависимость времени релаксации эха, обнаружено долгоживущее стимулированное эхо и эффект его накопления.

Качественно большинство полученных результатов находит свое объяснение в рамках предложенной Асадуллиным модели, основанной на нелинейном характере движения в образце дефектов и связанных с ним вихрей. Как следует из температурной зависимости амплитуды эха, это явление действительно тесно связано с динамикой вихревой решетки, и тем самым оно может служить эффективным методом ее исследования.

Авторы глубоко признательны В. В. Жучкову за помощь в проведении экспериментов, а также Я. Я. Асадуллину за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена частично в рамках проекта 93210 Государственной научно-технической программы «Сверхпроводимость».

## Литература

1. W. P. Mason and R. N. Thurston (ed.), *Physical Acoustics*, Academic Press, New York, London (1982), Vol. XVI, Chs. 4-6.
2. У. Х. Копвиллем, С. В. Пранц, *Поляризационное эхо*, Наука, Москва (1985).
3. Э. А. Маныкин, В. В. Самарцев, *Оптическая эхо-спектроскопия*, Наука, Москва (1984).
4. В. С. Романов, Н. К. Соловаров, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 225 (1995).
5. А. В. Дробинин, Ю. М. Ципенюк, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 563 (1989).
6. Н. Nishinara, К. Hayashi, Y. Okuda, and К. Kajimura, *Phys. Rev. B* **39**, 7351 (1989).
7. М. П. Петров, Д. В. Дядюшкин, А. В. Иванов и др., *СФХТ* **3**, 2363 (1990).
8. Я. Я. Асадуллин, *СФХТ* **6**, 545 (1993).
9. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, *ЖЭТФ* **57**, 132 (1969).
10. А. И. Васильев, Ю. П. Гайдуков, *УФН* **150**, 1161 (1986).
11. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, С. С. Мурзин и др., *ФНТ* **15**, 217 (1989).
12. R. W. Gould, *Phys. Lett.* **19**, 477 (1965).
13. R. W. Gould, *Amer. J. Phys.* **37**, 585 (1969).
14. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3769 (1992).
15. А. В. Дробинин, К. Е. Каменцев, А. А. Буш, Ю. М. Ципенюк, *СФХТ* **6**, 1487 (1993).
16. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinocur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1995).