АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 70, № 2, с. 253–272

АКУСТИКА СТРУКТУРНОНЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА

УДК 534.222.2;534.6.08

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕДЛЕННОЙ РЕЛАКСАЦИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В КАРБОНАТНОЙ ГОРНОЙ ПОРОДЕ

© 2024 г. А. В. Лебедев[a, *], С. А. Манаков[a, **]

Институт прикладной физики РАН,

ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

**e-mail: swan@appl.sci-nnov.ru;*

***e-mail: manakovsergej@mail.ru*

Поступила в редакцию: 24.07.2023 г.
После доработки: 20.11.2023 г.
Принята к публикации: 21.12.2023 г.

Представлены результаты комплексных исследований явления медленной релаксации скорости звука в структурно-неоднородных материалах после вибрационного воздействия конечной амплитуды деформаций. Результаты получены на созданной для этих исследований экспериментальной установке, обеспечившей высокую точность измерений линейных и нелинейных акустических характеристик различных материалов. Приведены результаты экспериментального исследования релаксации в карбонатной горной породе, представляющей собой структурно-неоднородный материал со сложной системой внутренних связей. Измерения позволили определить зависимости параметров релаксации от амплитуды и времени возбуждения, а также эффекты, обусловленные конечной амплитудой зондирующей волны. Дана интерпретация полученных результатов и отмечены эффекты, не получившие исчерпывающего объяснения.

Ключевые слова: нелинейная акустика структурно-неоднородных сред, медленная релаксация скорости звука

DOI: 10.31857/S0320791924020138, **EDN:** YMUCQM

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что материалы со сложной внутренней структурой (например, композитные и строительные материалы, керамика) характеризуются аномальной по сравнению с однородными материалами акустической нелинейностью [1]. В случае гетерогенных материалов отклонение от закона Гука, связывающего напряжения с деформациями, существенным образом проявляется не только в величинах модулей упругости третьего и более высоких порядков, но также в гистерезисе зависимости напряжения от деформации и появлении специфических процессов релаксации [2–4]. Связи между структурными элементами в гетерогенных средах значительно отличаются от таковых внутри гомогенных сред, где они обусловлены межатомными силами (см., например, в Главе 2 [4]). Необычные свойства гетерогенных материалов, обусловленные контактами на различных пространственных масштабах (структурной нелинейностью [1]), позволили выделить такие материалы в отдельный класс [2]. Горные породы (природные строительные материалы) представляют собой наиболее яркий пример гетерогенных сред, поскольку их длительное (геологические временны́е масштабы) формирование приводит к созданию множества пространственных масштабов. Похожие свойства имеют искусственные материалы со сложной внутренней структурой: цемент, бетон, разрушенные керамика и стекло, что позволяет проводить нелинейную акустическую диагностику нарушения внутренней структуры (например, [1, 2, 4–8]). В большинстве экспериментальных исследований нелинейных акустических свойств структурно-неоднородных материалов наблюдаются два явления: гистерезис связи напряжения от деформации и медленная релаксация акустических характеристик после отключения внешнего воздействия конечной амплитуды с характерной логарифмической временной зависимостью.

Физическая модель, показавшая единый источник гистерезисной нелинейности и медленной

релаксации, была предложена в [9]. Модель основана на механизме релаксации с энергией активации, описываемой уравнением типа Аррениуса, для малой доли структурных элементов (контактов зерен, неровностей и т.п.), которые оказались в возбужденном (метастабильном) состоянии, отделенном от равновесного состояния барьером по энергии. По-видимому, впервые на связь медленной релаксации с метастабильными состояниями было указано в [10], где логарифмическая зависимость скорости зондирующей волны Рэлея от времени связывалась с уравнением типа Аррениуса. Характерный пространственный размер структурных элементов, связанных с метастабильными состояниями, оказывается порядка радиуса действия сил Ван-дер-Ваальса [9, 10]. В статье [11] дано более глубокое описание возникновения метастабильных состояний и последующего процесса релаксации остаточных деформаций. В этом случае релаксация остаточных деформаций представляет собой иерархический процесс флуктуации от микроскопических масштабов к мезоскопическому (размер трещин и/или области контакта зерен) масштабу.

Экспериментальные исследования медленной релаксации имеют давнюю историю. По-видимому, первой работой была статья [12], опубликованная в 1996 г. В статье [13] представлены обобщающие результаты экспериментальных исследований, а также феноменологическая модель, описывающая экспериментальные данные. Многочисленные экспериментальные результаты, полученные различными авторами, систематизированы и обсуждаются в [3, 4]. Наряду с лабораторными экспериментами, в которых наблюдались медленная релаксация и/или нелинейный гистерезис (например, [8, 12–17]), имеются результаты натурных измерений, использующих в качестве инструмента исследований поверхностную волну Рэлея [10], включая масштабы землетрясений [18, 19].

В представленной работе приведено сравнение результатов исследования медленной релаксации с теоретической моделью [11]. Особенностью проведенного экспериментального исследования является тщательный контроль условий выполнения измерений. Существенное влияние термодинамических условий (температура, влажность и т.п.) на нелинейные акустические характеристики было показано ранее в нашей работе [17]. Судя по литературным источникам, недостаточно исследованными вопросами, которым уделено внимание в представленной работе, являются зависимости характеристик релаксации от:

1) времени и амплитуды возбуждения,

2) амплитуды пробной волны.

Работа организована следующим образом. В разделе 2 представлено описание экспериментальной установки. В разделе 3 приведены результаты измерений. В разделе 4 дана краткая сводка результатов работы [11] и приведено обсуждение полученных результатов. Итог выполненного исследования подведен в разделе 5.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Внешний вид экспериментальной установки представлен на рис. 1, на заднем плане видны стенки термостата. Во многом экспериментальная установка воспроизводит ту, что использовалась в нашей работе [17] (сравни с рис. 1 этой статьи). Образец *3* зажимался между двумя акустическими преобразователями (*1* – излучатель и *2* – приемник) и помещался в замкнутый объем *4*, внутри которого поддерживались неизменными температура и давление. Материал образца представлял собой доломитизированный известняк с плотностью 2.8 г/см^3 и пористостью 18.3%, размеры образца 98.5 × 50.5 × 29.7 мм. Подробная информация о химическом составе, распределении зерен по размерам, а также линейных акустических характеристиках приведена в [20].

Преобразователи имели конструкцию, аналогичную описанной в [21] (рис. 2 статьи), и представляли собой стопку пьезопластин, размещенную между полусферическим элементом, обеспечивающим устойчивый контакт с образцом, и опорной массой малого размера, не имеющей резонансов в полосе частот ниже 100 кГц. Подробный анализ работы преобразователей, значения частот контактных резонансов, размера пятна контакта и связь смещений и сил с напряжением на обкладках пьезопластин, представлен в [21]. Для увеличения амплитуды колебаний образца в настоящей работе использовалась стопка пьезопластин вместо одной в [21] и в качестве материала полусферического контактного элемента использовался дюралюминий.

Отличием схемы размещения преобразователей от использованной в статье [17] было размещение акустических преобразователей в геометрических центрах поперечных сечений вдоль максимальной длины образца (рис. 1) для максимально эффективного возбуждения моды продольных колебаний образца. Температура T, давление P, вес образца W и влажность H контролировались датчиками, установленными внутри замкнутого объема на латунном основании *5* или связанной с ним металлической опоре (рис. 1). Температура T измерялась двумя датчиками: один из них устанавливался на основании, второй представлял собой бесконтактный инфракрасный (IR на рис. 1б). Вес образца W определялся по изгибу консольной балки (*6* на рис. 1) с помощью 4-х тензорезисторов

(балочным тензодатчиком). Блок сбора цифровых данных (обозначен цифрой *8* на рис. 1), поступающих с датчиков температуры, влажности, давления и веса, размещался вне измерительного объема, для исключения перегрева и коррозии (см. ниже), там же размещался дифференциальный усилитель заряда (цифра *7* на рис. 1). Цифрой *9* на рис. 1 отмечен шланг из вакуумной резины, предназначенный для откачки воздуха из объема *4*. Шланг подсоединен снизу к основанию *5* на рис. 1. Вся установка выравнивалась (винтовые опоры на рис. 1а) и размещалась в термостате ТВЛ-К170, поддерживавшем температуру с паспортной точностью ±0.5°С. Сигналы с цифровых датчиков контроля температуры, влажности, веса и давления считывались платой *8* и передавались на компьютер, расположенный вне термостата. Вариации температуры внутри замкнутого объема в течение каждого цикла измерений составляли не более ±0.1°С, влажность изменялась в пределах ±0.3% при атмосферном давлении или менее при уменьшении давления (см. ниже).

Схема контроля температуры, давления и влажности, использованная в работе [17], оказалась непригодной для длительного использования: в конце измерений электроника, размещенная внутри контрольного объема, оказалась неисправна из-за коррозии и перегрева в условиях низкого давления. Авторы представленного исследования учли обнаруженные недостатки и внесли изменения в схемы контроля термодинамических условий, при которых проводятся акустические измерения: все электронные компоненты, выделяющие тепло, были вынесены за пределы замкнутого объема (элементы *7* и *8* на рис. 1). Сами преобразователи, имеющие малое потребление энергии, размещались либо на латунном основании (элемент *5* на рис. 1), либо на металлических опорах, которые имели тепловой контакт с нижним металлическим основанием, что хорошо видно на рис. 1 для элемента *6* (балочного тензодатчика) и для бесконтактного инфракрасного термометра (датчик IR на рис. 1б), контролирующего нагрев образца при интенсивном возбуждении.

Для максимально возможного подавления помех, наводок и т.п. использовались датчики с цифровым выходом для регистрируемых значений температуры T, давления P и влажности H. Аналоговые данные W с тензорезисторов поступали на специализированный аналого–цифровой преобразователь внутри блока сбора информации (*8* на рис. 1). Данные с датчиков T, P, H и W подвергались цифровой фильтрации для уменьшения погрешности их показаний. Акустические преобразователи также подверглись изменениям, т.к. размещение согласующего усилителя рядом с приемником невозможно по той же причине, что и для остальных электронных компонентов. Элемент согласования для преобразователя *2* был выполнен по схеме дифференциального усилителя заряда (см., например, [22, 23]), что исключает влияние кабеля на результаты измерений и подавление синфазной помехи. Усилитель был помещен в экран (элемент *7* на рис. 1). Для дополнительного подавления синфазной помехи от высоковольтного сигнала на излучателе *1* (рис. 1) его конструкция также была изменена таким образом, чтобы обеспечить единую точку заземления экранов всех кабелей (так называемая “мекка заземления” [22]). Также авторы представленного исследования позаботились о развязке “аналоговой и цифровой земель”, что исключило взаимное влияние цифровых данных (датчики, контролирующие условия проведения измерений) и аналоговых (акустических) сигналов. Выходной каскад усилителя заряда подключался к дифференциальному входу аналого-цифровых преобразователей National Instruments, имеющих разрядность 24 бита и низкий уровень собственного шума. Такие усилия были предприняты для обеспечения максимально достижимой точности измерений в широком диапазоне амплитуд деформаций $10^{-9} \lesssim \varepsilon \lesssim 10^{-5}$.

Изменения скорости звука в образце оценивались по временно́й изменчивости резонансной частоты фундаментальной моды продольных колебаний образца. Измерения резонансной частоты выполнялись следующим образом. Исходная временна́я запись делилась на перекрывающиеся фрагменты длительностью около 16 с. Для каждого фрагмента оценивалась передаточная функция между сигналом возбуждения и сигналом с приемника. Для зондирующих сигналов малой амплитуды резонансный отклик продольной моды колебаний представляет собой кривую Лоренца [24]. Данная кривая была использована для аппроксимации передаточной функции вблизи резонансной частоты. Аппроксимация осуществлялась взвешенным методом наименьших квадратов, где веса задавались стандартным образом с учетом величины отношения сигнал–шум [25]. При использовании зондирующих сигналов конечной амплитуды наблюдались отклонения от кривой Лоренца. В этом случае использовалась аппроксимация более высокого порядка, чем квадратичная для кривой Лоренца, чтобы учесть искажения, обусловленные нелинейностью колебаний. Резонансная частота в этом случае определялась как частота, отвечающая максимуму спектральной плотности мощности.

В процессе настройки экспериментальной установки было установлено, что акустические характеристики чувствительны к малым изменениям атмосферного давления. Факт зависимости акустических характеристик от атмосферного давления не является чем-то удивительным, поскольку, как показано в нашей работе [20], где измерения проводились на том же образце карбонатной породы,

производная от модуля объемной жесткости по давлению составляла по порядку величины 10^3, и наблюдавшиеся нами малые вариации резонансных частот образца находились в очень хорошем согласии с регистрируемыми изменениями давления внутри измерительного объема. Заметим, что указанная величина тензочувствительности не является какой-то аномальной, о чем свидетельствуют многочисленные экспериментальные данные различных групп исследователей (например, [26], где представлены данные для различных материалов). Для исключения эффекта влияния атмосферы давление внутри измерительного объема было уменьшено на величину, превышающую наблюдавшиеся в процессе измерений вариации атмосферного давления, после чего был перекрыт кран (виден в верхней части рис. 1), и замкнутый объем *4* был полностью изолирован от изменений атмосферного давления. Отметим, что в известных авторам литературных источниках влияние атмосферного давления на измерения, подобные представленным далее, никак не обсуждалось, вероятно, из-за малой заметности этого эффекта. Предположительно, обнаруженный нами эффект дополнительно указывает на достигнутую нами высокую чувствительность (точность) предложенной реализации экспериментальных исследований эффектов медленной релаксации в структурно-неоднородных материалах.

Для исключения “эффектов памяти” каждая новая серия измерений проводилась спустя сутки и более после выполнения предыдущей (также в разделе 3). Насколько мы можем судить по выполненной процедуре проверки воспроизводимости результатов, взаимное влияние серий измерений друг на друга исключалось. Каждая серия измерений включала следующую последовательность действий. На первом этапе, до возбуждения конечной амплитуды деформации, производилось измерение исходной резонансной частоты

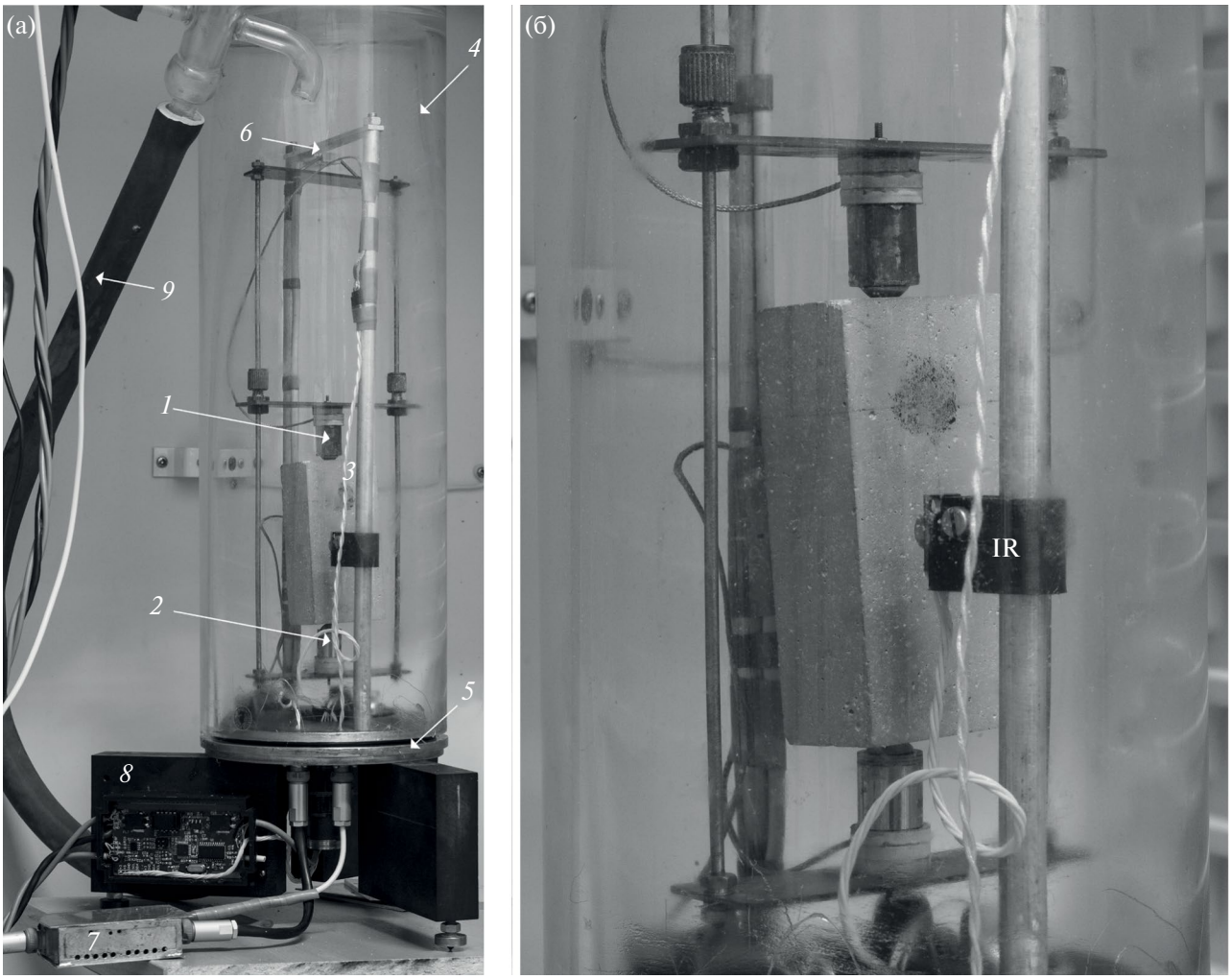

Рис. 1. (а) – Внешний вид экспериментальной установки, (б) – крупным планом показан образец с акустическими преобразователями (IR – инфракрасный датчик температуры).

(невозмущенного значения). На втором этапе выполнялось возбуждение образца сигналом линейной частотной модуляции с девиацией относительно возмущенного значения резонансной частоты ±40 Гц и заданной длительностью возбуждения. На третьем этапе при наблюдении релаксации выполнялись измерения временнóй изменчивости резонансной частоты с использованием акустических волн малой амплитуды, отвечающей деформации порядка 10^{-8}, если не указано другое значение. Для повышения точности измерений за счет включения большого числа точек на резонансной кривой использовался зондирующий сигнал линейной частотной модуляции с девиацией частоты ±100 Гц.

Выполненные экспериментальные исследования включали:

1) измерение зависимости начального относительного смещения резонансной частоты от амплитуды деформаций. Согласно результатам работ [9, 11] эта зависимость должна быть линейной, но имеющиеся в литературе данные (например, [13, 19]) достаточно сильно зашумлены, и поэтому определение вида этой зависимости представляет интерес;

2) измерения характеристик релаксации при различных амплитудах возбуждения и длительности возбуждения. Вопрос влияния длительности возбуждения практически не рассматривался в литературе: имеются результаты по длительному [13] и кратковременному [19] воздействиям, а сама зависимость от времени воздействия не исследована;

3) измерения характеристик релаксации при различных амплитудах пробной волны, т.е. исследование эффектов так называемой “вибрационной температуры” (например, [27]), на которые мы ранее указывали в работе [28], где исследовалась релаксация в сыпучих средах. Исследование эффектов “вибрационной температуры” применительно к медленной релаксации, насколько известно авторам, не проводилось.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Прежде всего, следует остановиться на вопросе воспроизводимости данных и оценке возможного влияния на них вариаций термодинамических условий проведения измерений. Результат проверки воспроизводимости данных представлен на рис. 2. Здесь в левых частях графиков показаны

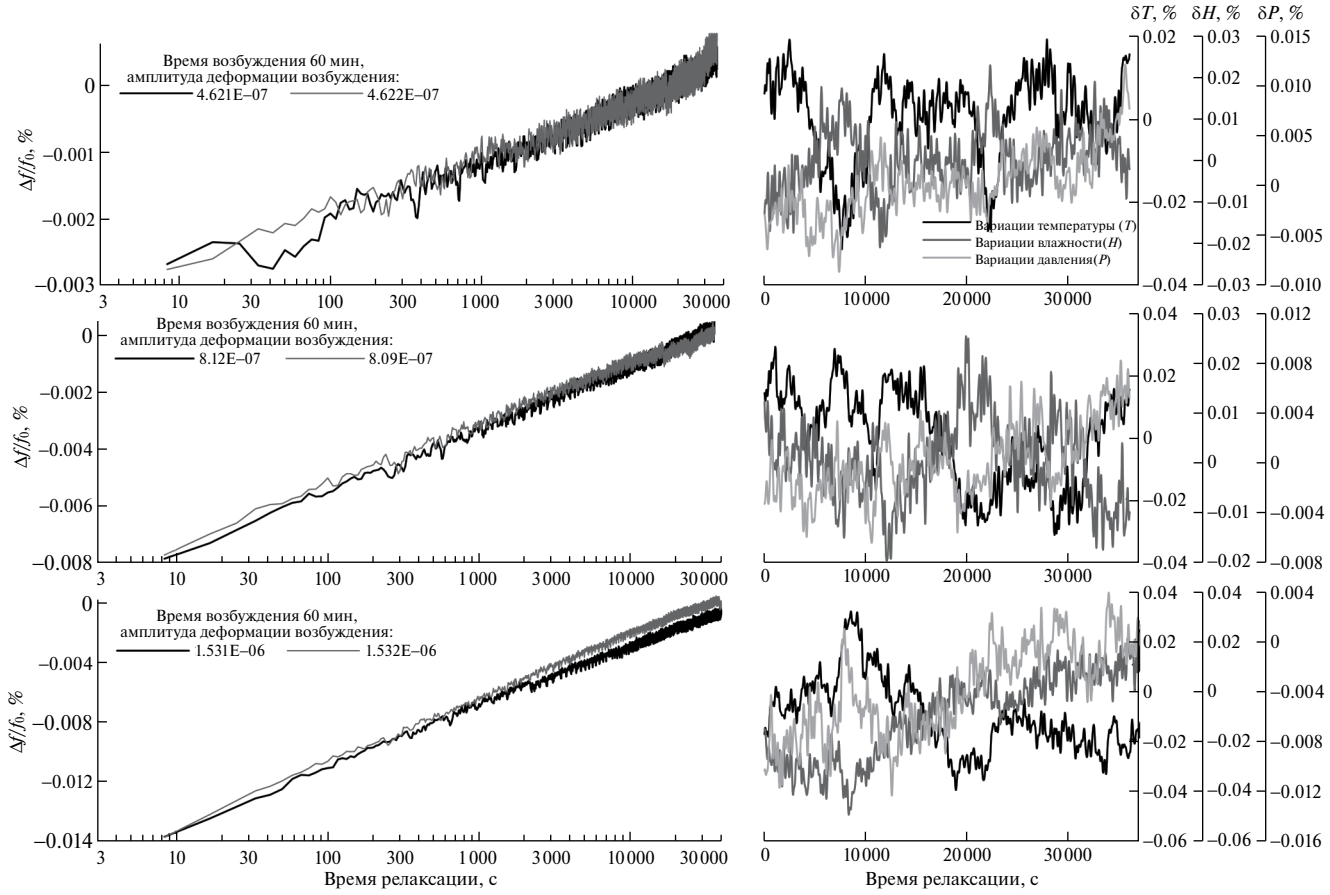

Рис. 2. Воспроизводимость данных и изменчивость условий проведения измерений.

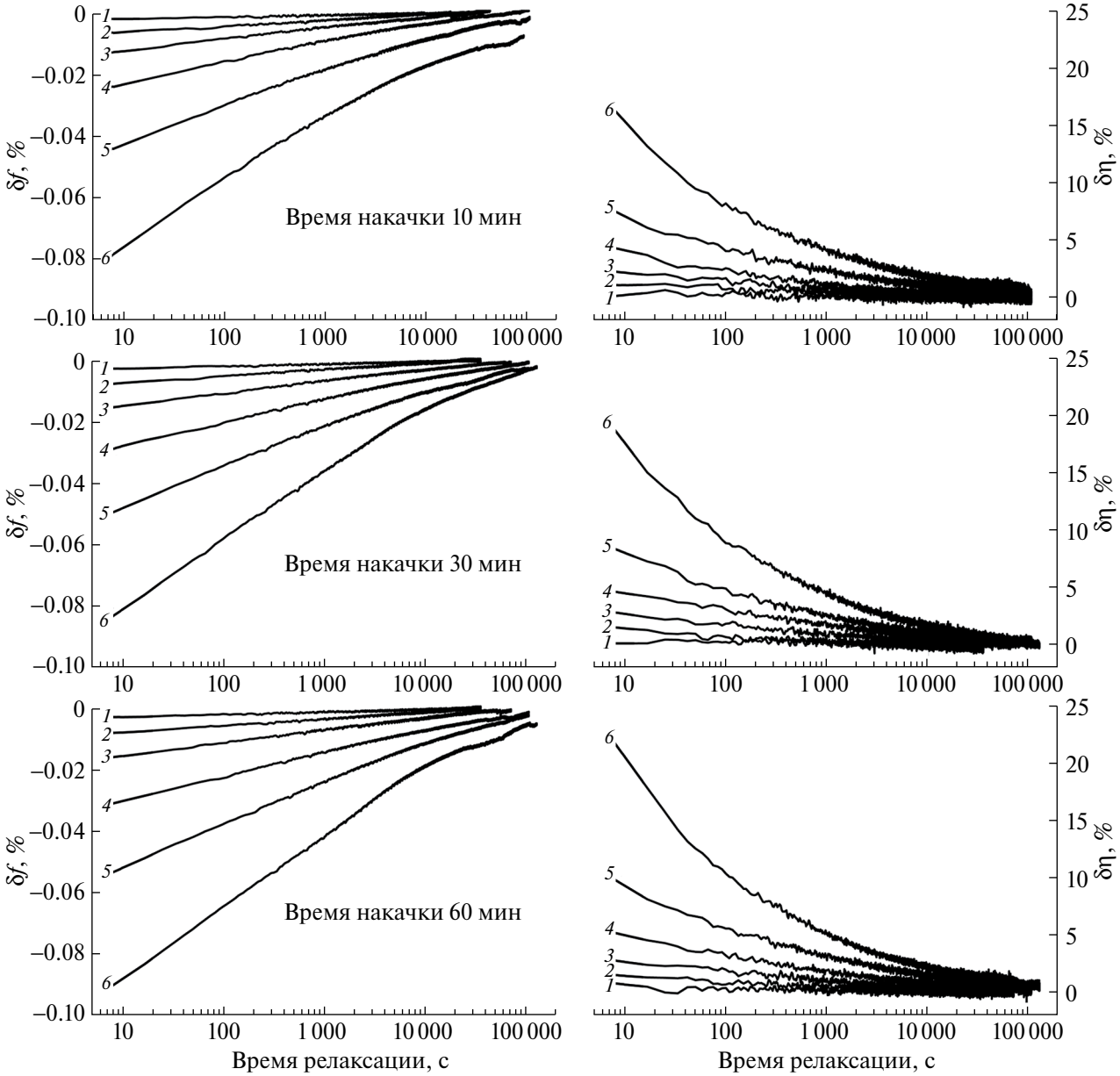

Рис. 3. Измеренные кривые релаксации возмущений δf и $\delta\eta$ при различных амплитудах и длительности возбуждения.

кривые релаксации резонансной частоты продольной моды образца, невозмущенное значение которой составляло $f_0 \approx 22$ кГц (см. также в статье [17]). Использованный логарифмический масштаб по оси времени позволяет отчетливо видеть логарифмическую зависимость относительного возмущения резонансной частоты от времени. Амплитуды деформаций в процессе возбуждения показаны на графиках. При наблюдении релаксации использовалась амплитуда деформации в пробной волне $\varepsilon = 6 \times 10^{-9}$ для всех представленных на рис. 2 данных. В правой части графиков на рис. 2 показаны относительные изменения температуры, влажности и давления внутри объема герметичной камеры в процессе измерений. Сравнение правой и левой частей графиков явно указывает на отсутствие связи между наблюдаемой медленной релаксацией с логарифмической зависимостью от времени с вариациями термодинамических параметров, отвечающих условиям проведения измерений. Малые возмущения из-за изменяющихся термодинамических параметров можно отнести на счет шумовой дорожки в акустических данных, которая наиболее заметна для малой амплитуды возбуждения (рис. 2).

Нетрудно видеть, что точность поддержания условий проведения измерений является достаточной для обеспечения воспроизводимости данных. Для малых амплитуд возбуждения $\varepsilon_p \lesssim 8 \times 10^{-7}$ имеет место совпадение данных с точностью до случайных отклонений: погрешность составляет примерно 0.00025% для относительного изменения частоты резонанса продольной моды образца (верхний левый график на рис. 2). Видимое на нижнем графике (рис. 2) расхождение кривых релаксации, предположительно, связано с недостаточным временным интервалом между сериями измерений, который составлял 1 сут. Поэтому в дальнейшем для данных, отвечающих большим амплитудам возбуждения, мы проводили измерения каждой последующей серии через неделю после предыдущей.

На рис. 3 представлены кривые релаксации относительных возмущений резонансной частоты δf и поглощения $\delta\eta$ для трех значений времени возбуждения (показаны на графиках). Цифрами на графиках отмечены амплитуды возбуждения: $\varepsilon_{p1} = 4.62 \times 10^{-7}$, $\varepsilon_{p2} = 8.14 \times 10^{-7}$, $\varepsilon_{p3} = 1.53 \times 10^{-6}$, $\varepsilon_{p4} = 3.06 \times 10^{-6}$, $\varepsilon_{p5} = 5.60 \times 10^{-6}$ и $\varepsilon_{p6} = 1.02 \times 10^{-5}$. В интервале времен $t \lesssim 10^4$ с наблюдается зависимость вида $\delta f = a + b\ln t$ для возмущения резонансной частоты продольной моды колебаний образца (возмущений скорости звука). На больших временах $t > 10^4$ с кривые $\delta f(t)$ обнаруживают свойства насыщения, предсказанные моделью [11]. По техническим причинам наблюдение релаксации на временах $t \gtrsim 10^5$ с было невозможно, и поэтому более четко прописать конечный этап релаксации оказалось невозможно. Переходный процесс в начальный момент времени (насыщение $\delta f(t)$ при $t \to 0$: см. в [11] и в разделе 4) на представленных графиках не наблюдается. Это позволяет сделать вывод о малой величине времени переходного процесса. Более подробное обсуждение кривых на рис. 3, параметров логарифмической аппроксимации и их связи с микроструктурой материала представлено в разделе 4.

На всех левых и правых графиках рис. 3 сохранен одинаковый масштаб по осям ординат. Хорошо видно, что увеличение времени возбуждения приводит к увеличению начальных значений возмущений $|\delta f(0)|$ и $\delta\eta(0)$, и зависимость этих величин от времени накачки явно нелинейная. Явно видна также зависимость от амплитуды накачки. Длительность релаксации или время, при котором значения частоты и коэффициента потерь возвращаются в невозмущенные состояния, не обнаруживает явно выраженной зависимости от времени накачки для данных на рис. 3. Как следует из графиков, представленных далее, эта зависимость обнаруживается при расширении интервала времен возбуждения.

В табл. 1 приведены параметры логарифмических зависимостей $\delta f(t)$ для интервала времен релаксации $t \leqslant 10^4$ с. Аналогично данным статьи [13] (см. рис. 2 статьи) величины a и b нормированы на амплитуду деформации возбуждения. Значение начального возмущения резонансной частоты $\delta f(0)$ отвечает $a + b\ln t_1$, где $t_1 \approx 8$ с – минимальное время на графиках рис. 3. Нормировка на ε_p предполагает наличие линейной связи от амплитуды возбуждения, на что указывалось в работах [9, 11, 19]. Данные табл. 1 показывают, что действительно имеет место приблизительная линейность зависимости a, b и $\delta f(0)$ от амплитуды возбуждения для величин $\varepsilon_p \gtrsim 10^{-6}$. В области малых амплитуд возбуждения явно видны отклонения от этой линейной зависимости, связанные с наличием порогового значения деформации (соответствующий анализ представлен ниже). Средние значения для трех времен возбуждения выделены в табл. 1 жирным шрифтом. Сравнение средних величин указывает на наличие зависимости параметров a и b от времени возбуждения.

Временные зависимости поглощения $\delta\eta(t)$ явно отличаются от логарифмических вида $a + b\ln t$, и это отличие наиболее ярко выражено для амплитуд возбуждения ε_{p3}, ε_{p4}, ε_{p5} и ε_{p6}. Интересно отметить, что $\delta\eta(t)$ удовлетворительно описывается полиномами относительно $\ln(t)$, где t выражено в секундах (рис. 4). При этом степень полинома имеет тенденцию к увеличению с ростом амплитуды возбуждения ε_p. Для $\varepsilon_p \leqslant \varepsilon_{p3}$ коэффициент потерь имеет зависимость от времени вида $a + b\ln t$, как и $\delta f(t)$. Как следует из результатов работы [11], медленная релаксация связана с остаточными деформациями, которые, в свою очередь, связаны с объемной концентрацией метастабильных состояний ϕ. В этом случае появление степеней ϕ^2 и выше при больших амплитудах деформации возбуждения можно связать с эффектами коллективного рассеяния на метастабильных состояниях (см. также обсуждение в разделе 4).

Согласно результатам работ [9, 11, 19] имеется пороговое значение ε_p, ниже которого отсутствует отрыв контактов зерен и, следовательно, невозможен переход в метастабильные состояния. На рис. 5 представлены результаты измерений начальных возмущений $\delta f(0)$. Во-первых, мы видим явную зависимость от времени возбуждения: экспериментальные точки для $t_p = 10$ мин лежат ниже точек для $t_p = 60$ мин (зависимость от времени возбуждения обсуждается ниже). Во-вторых, для наиболее подробных данных, полученных при $t_p = 60$ мин, показаны две аппроксимации зависимости $\delta f(0)$ от амплитуды накачки: линейная вида $\widetilde{\mathcal{A}} + \widetilde{\mathcal{B}}\varepsilon_p$ и квадратичная вида $\widetilde{\mathcal{A}} + \widetilde{\mathcal{B}}\varepsilon_p + \widetilde{\mathcal{C}}\varepsilon_p^2$. Вторая из них несильно отличается от линейной в исследованном диапазоне изменения ε_p, и поэтому можно говорить только о тенденции к отклонению от линейной зависимости по мере увеличения амплитуды деформации возбуждения. На линейность зависимости $\delta f(0)$ от амплитуды возбуждения

Таблица 1. Параметры кривых релаксации на рис. 3

$\varepsilon_p \times 10^6$	t_p, мин	a / ε_p	b / ε_p	$\delta f(0) / \varepsilon_p$
0.46	10.2	–67.1 ± 0.9	6.77 ± 0.11	–52.7 ± 1.1
0.82	10.2	–95.5 ± 0.4	9.70 ± 0.05	–74.9 ± 0.5
1.50	10.2	–99.3 ± 0.3	9.86 ± 0.03	–78.3 ± 0.4
3.03	10.2	–89.8 ± 0.2	8.58 ± 0.03	–71.5 ± 0.3
5.54	10.2	–90.3 ± 0.1	8.18 ± 0.02	–72.9 ± 0.2
10.2	10.2	–86.3 ± 0.1	7.62 ± 0.02	–70.1 ± 0.2
	10.2	**–88.0 ± 0.4**	**8.45 ± 0.04**	**–70.1 ± 0.4**
0.46	30.2	–79.4 ± 0.7	8.30 ± 0.09	–61.7 ± 0.9
0.81	30.2	–111.2 ± 0.4	11.07 ± 0.05	–87.7 ± 0.5
1.53	30.2	–117.1 ± 0.2	10.71 ± 0.03	–94.3 ± 0.3
3.05	30.2	–110.2 ± 0.2	9.98 ± 0.02	–89.0 ± 0.2
5.58	30.2	–102.1 ± 0.1	9.18 ± 0.02	–82.6 ± 0.2
10.2	30.2	–97.8 ± 0.1	9.01 ± 0.01	–78.7 ± 0.1
	30.2	**–103.0 ± 0.3**	**9.71 ± 0.04**	**–82.3 ± 0.4**
0.46	60.3	–82.2 ± 0.7	8.23 ± 0.08	–64.6 ± 0.9
0.81	60.3	–122.2 ± 0.4	11.85 ± 0.05	–97.0 ± 0.5
1.53	60.3	–126.1 ± 0.3	11.86 ± 0.03	–100.8 ± 0.3
3.06	60.3	–119.5 ± 0.2	10.54 ± 0.02	–97.1 ± 0.2
5.59	60.3	–113.2 ± 0.1	10.17 ± 0.01	–91.6 ± 0.1
10.2	60.3	–108.9 ± 0.1	9.90 ± 0.01	–87.8 ± 0.1
	60.3	**–112.0 ± 0.3**	**10.42 ± 0.03**	**–89.8 ± 0.4**

указывают результаты работ [9, 11, 19] (в частности, см. рис. 7а в статье [19]). Коэффициенты линейной аппроксимации на рис. 5 равны $\mathcal{A} = -0.00156$ и $\mathcal{B} = 0.01031$, где ε_p выражено в единицах 10^{-6}, и отвечают нулевому возмущению $\delta f(0)$ при $\varepsilon_t = 1.5\times10^{-7}$, что следует рассматривать как пороговое значение деформации, отвечающее возникновению эффектов медленной релаксации. Для сравнения данным [19], полученным для образца песчаника Berea, отвечает $\varepsilon_t \simeq 8 \times 10^{-7}$. Таким образом, видна зависимость величины ε_t от свойств материалов, что позволяет исследовать особенности их внутренней структуры.

Согласно нашим представлениям [9] возникновение нелинейности гистерезисного типа и медленной релаксации имеет место при одинаковых значениях деформации. Полезно сравнить полученную оценку с результатами [17], где исследовались переходы от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа для того же образца. Пороговые значения деформаций этого перехода составляли $\varepsilon_t = 5.5 \times 10^{-8}$ для воздушно-сухого состояния образца и $\varepsilon_t = 5.5 \times 10^{-7}$ для образца, высушенного под вакуумом. Поскольку условия измерений (см. раздел 2) отвечают содержанию влаги в образце между воздушно-сухим и полностью сухим состояниями, величина ε_t, отвечающая данным на рис. 5, оказывается между указанными пороговыми значениями работы [17]. Это является дополнительным свидетельством корректности выполненных измерений (рис. 5).

Выше отмечалось, что из литературы неизвестна зависимость характеристик релаксации от времени возбуждения. На рис. 6 круговыми символами

представлена зависимость начального возмущения резонансной частоты $\delta f(0)$, нормированная на величину $\varepsilon_p - \varepsilon_t$, где ε_t – пороговое значение, при котором происходит переход к режиму деформации с нелинейным гистерезисом и появляются эффекты медленной релаксации. Амплитуда деформации в стадии возбуждения равнялась $\varepsilon_{p3} \approx 1.5 \times 10^{-6}$, величина $\varepsilon_t = 1.5 \times 10^{-7}$ согласно данным рис. 5. На рис. 6 также приведены данные измерений [29] на том же образце с использованием экспериментальной установки [17], где выполнен пересчет параметров логарифмических кривых к начальному возмущению резонансной частоты. Амплитуда возбуждения составляла $\varepsilon_p \approx 3.5 \times 10^{-6}$ и величина $\varepsilon_t \approx 5.5 \times 10^{-8}$ (воздушно-сухое состояние образца). Интересно отметить, что аппроксимирующие кривые для текущих данных и данных [29] идут практически параллельно, отличаясь величинами постоянного смещения. Следовательно, кинетика процессов, определяемая множителем b перед логарифмом времени $\ln t$, в обоих случаях примерно одинакова. Отличие начального смещения (коэффициент a аппроксимации), предположительно, связано с различным содержанием жидкости. Уменьшение коэффициента адгезии между зернами из-за небольшого количества жидкости отмечалось в [17]. В этом случае возбуждение метастабильных состояний становится более эффективным.

Штриховыми линиями на графиках рис. 6 показаны зависимости вида $a_1 + b_1 \ln t_p$. Заштрихованные серым цветом области отвечают возможным вариациям параметров a_1 и b_1 в пределах 95% доверительного интервала. Круговым символам на рис. 6 отвечают значения $a_1 = -15.04$ и $b_1 = -12.71$. Приведенные в табл. 1 для ε_{3p} значения параметров логарифмической релаксации составляли $-126 \leqslant a \leqslant -99$ и $9.9 \leqslant b \leqslant 11.9$. Таким образом, величины a_1 и b_1 заметно отличаются от параметров a и b кривых релаксации $\delta f(t)$. Отличие знаков b и b_1 связано с различием направлений возбуждения (увеличение возмущений) и релаксации (уменьшение возмущений). Обсуждение отличия абсолютных величин b и b_1 представлено в разделе 4.

В правой верхней части рис. 6 показана кривая релаксации $\delta f(t)$ для максимального времени возбуждения в серии измерений ($t_p = 24$ ч) и вариации температуры δT_{ir}, измеренные датчиком IR (рис. 1б). Нетрудно видеть, что зависимость $\delta f(t)$ не имеет каких-то особенностей, качественно отличающих ее от представленных на рис. 3. Зависимость вариаций температуры от времени не обнаруживает явно выделенных особенностей, которые можно было бы связать с логарифмической зависимостью от времени. Следовательно, наблюдаемая на рис. 6 логарифмическая зависимость $\delta f(0)$ от времени возбуждения не связана с какими-то артефактами измерений. По техническим причинам дальнейшее

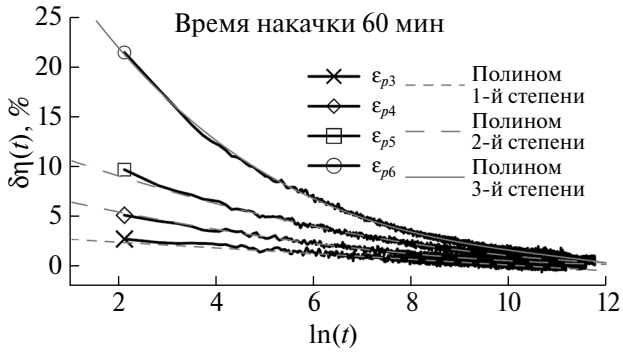

Рис. 4. Зависимости $\delta\eta(\ln t)$ для 4-х амплитуд возбуждения.

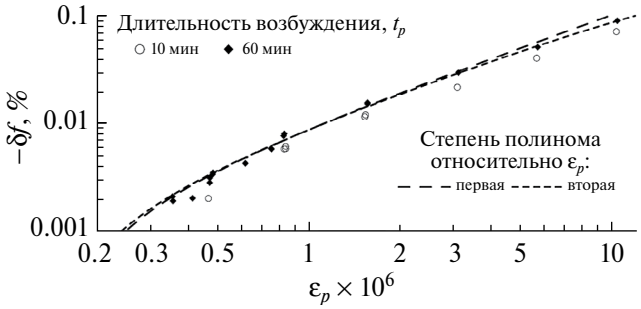

Рис. 5. Зависимость $\delta f(0)$ от амплитуды возбуждения ε_p.

увеличение времени возбуждения оказалось невозможным. Из общих физических соображений ясно, что бесконечный рост величины $|\delta f(0)|$ с увеличением времени возбуждения невозможен. В противном случае это означало бы в конечном итоге разрушение материала малыми деформациями порядка 10^{-6}, амплитуда которых примерно на два порядка меньше величин, отвечающих пределу прочности.

Интересно отметить еще одну особенность, ранее не наблюдавшуюся другими исследователями, – увеличение времени возбуждения приводит к росту времени релаксации, т.е. времени, необходимого для возврата в невозмущенное состояние $\delta f = 0$. На рис. 7 представлены кривые релаксации при существенно изменяющейся длительности возбуждения (см. пояснения на графике). Штриховыми линиями показаны логарифмические зависимости вида $a + b\ln t$. Из-за технических ограничений регистрация данных в течение времени более суток была невозможна. Поэтому об изменении времени релаксации при длительном возбуждении можно судить по экстраполяции соответствующих логарифмических зависимостей. Представленные на рис. 7 кривые релаксации указывают

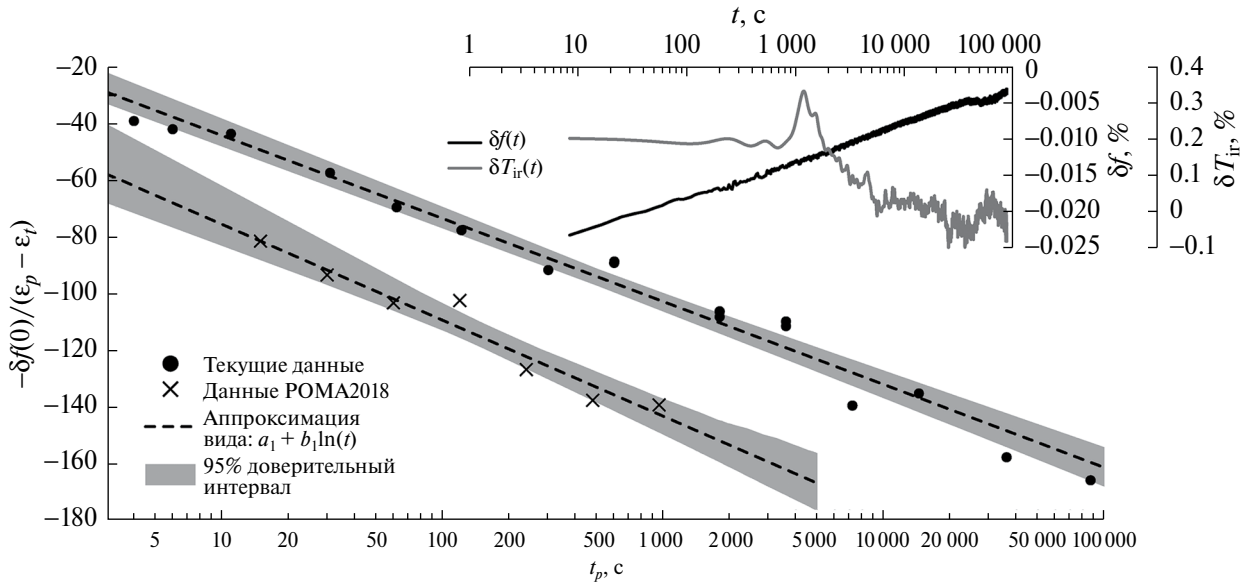

Рис. 6. Зависимость $\delta f(0)$ от времени при фиксированной амплитуде возбуждения ε_p. В верхней правой части показаны зависимости от времени величин $\delta f(t)$ и $\delta Tir(t)$ для максимального времени возбуждения в серии измерений.

на вариации времени окончания релаксации от приблизительно 1 ч до 5 сут при изменении времени возбуждения от 4 с до 10–24 ч (кривые для 10- и 24-часового возбуждения почти не отличаются, что хорошо видно на графиках). Таким образом, при увеличении времени возбуждения растет по модулю не только начальное возмущение $\delta f(0)$, что показано на рис. 6, но также растет и время, необходимое для возврата возбужденных состояний в невозмущенное состояние. Величина начального возмущения $\delta f(0)$ для крайних значений времени возбуждения изменяется примерно в 5 раз, а изменение времени, необходимого для окончания процесса релаксации возмущения δf, для тех же крайних значений длительности возбуждения составляет примерно 120 раз. Поэтому мы можем заключить, что время возбуждения оказывает преимущественное влияние не на начальное возмущение резонансной частоты или скорости звука, а на длительность процесса релаксации. В разделе 4 обсуждается интересная, на взгляд авторов, гипотеза, связанная с обнаруженной зависимостью начального возмущения скорости звука и времени окончания процесса релаксации от времени возбуждения.

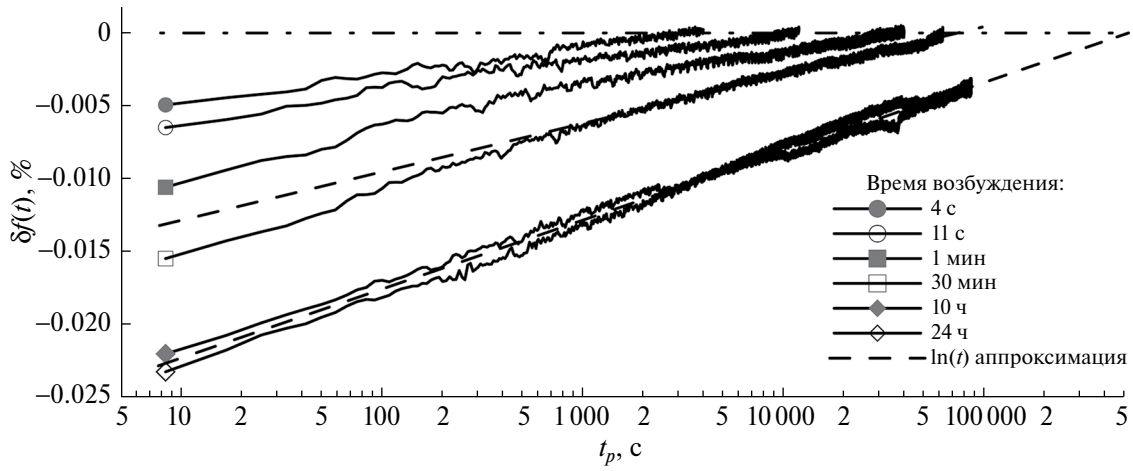

Рис. 7. Измеренные кривые релаксации возмущений δf при фиксированной амплитуде $\varepsilon_p = 1.5 \times 10^{-6}$ и изменяющейся длительности возбуждения t_p (значения указаны на графике).

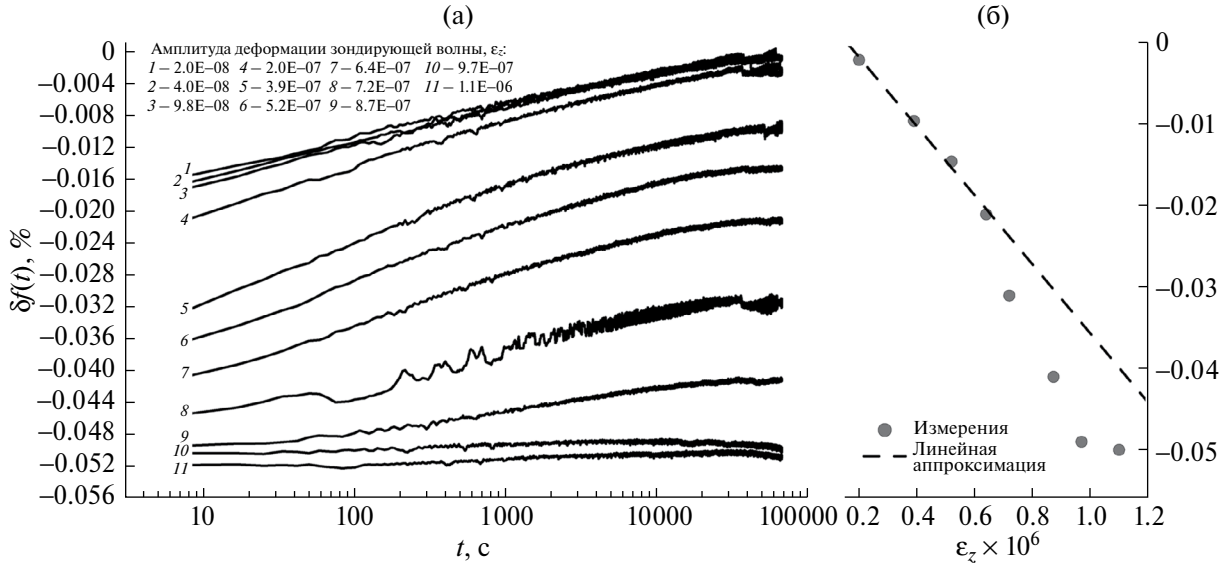

Рис. 8. (а) – Характеристики релаксации $\delta f(t)$ при фиксированной амплитуде возбуждения $\varepsilon_p = 1.56 \times 10^{-6}$ и длительности 30 мин для различных амплитуд зондирующей волны ε_z (величины показаны на графике). (б) – Зависимость возмущения δf_{fin} в области насыщения от величины.

Как отмечалось выше, одним из неисследованных вопросов является зависимость характеристик релаксации от амплитуды деформации в зондирующей волне. На рис. 8а представлены соответствующие графики. Время возбуждения было фиксировано для всей серии измерений и составляло 30 мин. Нетрудно видеть, что при амплитуде деформаций в зондирующей волне ε_z меньше порогового значения ε_t (первые три кривые на графиках) кривые релаксации совпадают. Качественные изменения имеют место при $\varepsilon_z > \varepsilon_t$ (кривые с номером больше 3 на графиках). Видимые на некоторых линиях (рис. 8) скачки $\delta f(t)$ в моменты времени около 30000–40000 с, предположительно, связаны с вариациями термодинамических параметров (не показаны). Наличие указанных артефактов не оказывает существенного влияния на конечный результат.

На рис. 8б представлен график зависимости конечного возмущения от амплитуды деформации в зондирующей волне $\delta f_{\text{fin}}(\varepsilon_z)$. Величина $\delta f_{\text{fin}}(\varepsilon_z)$ определена как максимальное значение $\delta f(t)$ на кривых релаксации. Здесь же на рис. 8б приведена линейная аппроксимация данных измерений для диапазона $\varepsilon_z \leqslant 6.5 \times 10^{-7}$, т.е. в той части графика на рис. 8б, где линейная зависимость явно видна. Коэффициенты линейной аппроксимации отвечают величине $\varepsilon_z^* \approx 1.6 \times 10^{-7}$, при которой $\delta f_{\text{fin}} = 0$. С точностью до погрешностей измерений и аппроксимации эта величина совпадает с пороговым значением $\varepsilon_t \approx 1.5 \times 10^{-7}$, начиная с которого наблюдаются эффекты медленной релаксации. Согласно представлениям работы [9] явления нелинейного гистерезиса и медленной релаксации имеют общую природу и связаны с разрывом и восстановлением контактов между зернами. Для гистерезисной нелинейности характерна линейная зависимость сдвига частоты от амплитуды деформации вида $\delta f = -\alpha\varepsilon_p$, где α – параметр гистерезисной нелинейности [4, 3]. Для графика на рис. 8б линейной аппроксимации отвечает зависимость $\delta f = -\alpha(\varepsilon_z - \varepsilon_t)$. Величина параметра гистерезисной нелинейности $\alpha \approx 425$ имеет порядок 10^3, что отвечает типичным значениям α [30]. Таким образом, представленные на графиках рис. 8а зависимости отвечают суперпозиции эффектов сдвига частоты за счет нелинейного гистерезиса, что приводит к сдвигу кривых релаксации по оси ординат пропорционально $(\varepsilon_z - \varepsilon_t)$, и медленной релаксации, связанной с затуханием остаточной деформации, отвечающей возбуждению с амплитудой ε_p. Подобная суперпозиция процессов нелинейной релаксации и гистерезиса является неочевидной в силу их нелинейной природы. Отклонение измеренных значений на графике рис. 8б от линейной зависимости, по-видимому, указывает на взаимное влияние указанных нелинейных процессов для $\varepsilon_z \gtrsim 7 \times 10^{-7}$.

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента b, определяющего скорость релаксации вида $a + b\ln t$, от амплитуды деформаций зондирующей волны. Для умеренных значений (кривые *1–5* на рис. 8) ε_z имеет место линейная зависимость $b(\varepsilon_z)$, которая показана на рис. 9 сплошной линией серого цвета. Дальнейшее увеличение ε_z приводит к замедлению процесса релаксации: сначала возврату к характерным для малых ε_z значениям,

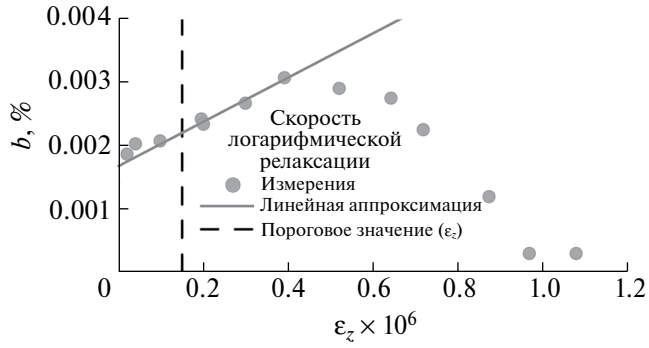

Рис. 9. Изменение скорости релаксации с ростом ε_z.

а затем дальнейшему уменьшению. При $\varepsilon_z = \varepsilon_p$, очевидно, стадии возбуждения и релаксации неразличимы, и ожидаемая величина $b = 0$. Строго говоря, величина b в этом случае должна быть меньше нуля, что отвечает логарифмической зависимости от времени возбуждения (рис. 6). Эффект логарифмического по времени роста возмущения проявляется для последних трех значений ε_z на графике рис. 8а, когда после достижения максимума зависимости $\delta f(t)$ уменьшение возмущения сменяется на его медленное нарастание.

Рост b при увеличении ε_z указывает на вклад кинетических эффектов, отмеченных в [11], в процесс релаксации. Линейность же зависимости $b(\varepsilon_z)$ для умеренных значений ε_z указывает на иной механизм динамического воздействия, чем рассмотрен в [11]. Действительно, кинетическая энергия должна быть пропорциональна квадрату ε_z, что не соответствует данным рис. 9. Поэтому влияние $\varepsilon_z > \varepsilon_t$ на процесс релаксации не сводится к увеличению эффективной (вибрационной) температуры, как нам представлялось изначально. Возможная интерпретация линейной зависимости $b(\varepsilon_z)$ представлена в разделе 4.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Потенциал поверхностных сил в твердом теле зачастую имеет несколько вторичных минимумов (например, [31]), разделенных барьерами. Существование метастабильных состояний связывается с наличием разделяющего основной и вторичный минимумы барьера с высотой, существенно превышающей энергию тепловых движений kT, где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Макроскопическое описание, отвечающее логарифмической зависимости от времени, в статьях [9, 10, 19] основано на использовании уравнения Аррениуса для скорости деформации, а сам процесс релаксации модулей упругости рассматривается как уменьшение остаточных объемных деформаций при наличии квадратичной акустической нелинейности [3, 4], отвечающей за зависимость модулей упругости от этих деформаций. Краткое изложение термодинамического описания [9] релаксации остаточных деформаций представлено в статье [11] (см. уравнения (21)–(24) указанной статьи). Выражение, описывающее зависимость относительного изменения модуля упругости от времени, имеет вид (уравнение (24) в [11]):

$$\frac{\Delta M(t)}{M_0} = \beta\varepsilon(t) = \beta\varepsilon(0)\left[1 - \frac{\Lambda}{M_0\varepsilon(0)}\ln\left(\frac{t+t_0}{t_0}\right)\right], \quad (1)$$

где $\beta < 0$ – параметр квадратичной нелинейности [3, 4], связывающий изменение модуля упругости M с зависящей от времени объемной деформацией $\varepsilon(t) \geqslant 0$. Величина M_0 отвечает невозмущенному значению модуля упругости, $\varepsilon(0)$ – начальному значению остаточной деформации, $\Lambda = kT/V^*$, V^* – усредненный по ансамблю метастабильных состояний объем активации, определяющий зависимость потенциала Гиббса от давления (см., например, [32, 33]), $t_0 = -\dfrac{\Lambda}{M_0\dot{\varepsilon}(0)} > 0$, $\dot{\varepsilon}(0) < 0$ – начальное значение скорости остаточных деформаций. Нетрудно видеть, что при $t \gg t_0$ выражение (1) имеет вид $a + b\ln t$, согласующийся с результатами измерений (раздел 3).

Преодоление барьеров, как показано в [11], связано с микроскопическими флуктуациями случайного блуждания (диффузии), где “хвост” плотности распределения микроскопических состояний оказывается в области притяжения основного состояния равновесия потенциала поверхностных сил. Флуктуациям на мезоскопическом масштабе, соответствующем размеру зерен, шероховатостей, трещин и т.п. элементов внутренней структуры, отвечает исчезновение отдельного возмущенного состояния. Флуктуации на различных пространственных масштабах, как показано в [11], приводят к макроскопическому изменению акустических характеристик, например, скорости звука. Возникновение логарифма времени в релаксации связано с мезоскопическими флуктуациями при наличии широкого и гладкого спектра энергий барьеров, разделяющих вторичный минимум потенциальной энергии от основного состояния равновесия. Таким образом, нет необходимости вводить специальные функции распределения постоянных времени релаксаторов, как это сделано, например, в [34, 35].

Большое число возбужденных состояний в единице объема позволяет рассматривать переход ансамбля этих состояний на мезоскопическом масштабе порядка размера зерен как соответствующую флуктуацию. В этом случае наблюдается Пуассоновский процесс, для которого вероятность сохранения возбужденного состояния

(отсутствия перехода) определяется дифференциальным уравнением:

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\xi P(t),$$

решением которого является $P(t_0) = P_0 \exp(-\xi t)$, где величина ξ представляет собой скорость перехода из метастабильного состояния в стабильное. Эта величина определена уравнением типа Аррениуса и записывается следующим образом:

$$\xi = \frac{1}{T_0}\exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right), \tag{2}$$

где T_0 – характерный временной масштаб, ΔU – высота барьера по отношению к потенциальной энергии в метастабильном состоянии.

Макроскопические изменения модуля упругости описываются следующим выражением:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta M}{M_0} &= -\frac{kT}{U_2 - U_1}\int_{\xi_1}^{\xi_2} P_0(\xi)\frac{\exp(-\xi t)}{\xi}d\xi = \\ &= -\frac{kT}{U_2 - U_1}P_0(U_c)\left[\mathrm{E}_1(\xi_1 t) - \mathrm{E}_1(\xi_2 t)\right],\end{aligned} \tag{3}$$

где $\xi_{1,2}$ – минимальная и максимальная величины ξ, $\mathrm{E}_1(x)$ – интегральная экспоненциальная функция [36], и $U_1 \leqslant U_c \leqslant U_2$ – характеристическое значение энергии барьера. Возможность замены $P_0(U)$ на $P_0(U_c)$ при интегрировании по энергиям барьеров обусловлена предполагаемым медленным изменением функции $P_0(U)$ по сравнению с экспоненциальной функцией, и в этом случае $U_c \simeq (U_2 - U_1)/2$. В начальный момент релаксации ($t = 0$) величина дефекта модуля упругости равна $\Delta M/M_0 = -P_0(U_c)$. Величина $P_0(U_c)$ характеризует малое число метастабильных (возбужденных) состояний по сравнению с общим числом контактов в начальный момент релаксации. Согласно экспериментальным данным величина дефекта модуля упругости в начале релаксации равна $|\Delta M|/M_0 \sim 10^{-3}$ и вероятность нахождения контакта зерен в возбужденном состоянии также мала, составляя примерно 0.1% (см. также оценки в статьях [9, 11]). С течением времени величина $\xi_2 t \gg 1$, $\lim\limits_{x\to\infty}\mathrm{E}_1(x) = 0$, и при условии $\xi_1 t \ll 1$ временна́я зависимость дефекта модуля становится логарифмической: $\frac{\Delta M}{M_0} = P_0(U_c)\frac{kT}{U_2 - U_1}[C + \ln(\xi_1 t)]$, где $C \approx 0.577$ – постоянная Эйлера. С течением времени величина $\xi_1 t$ начинает превышать единицу, и в конце релаксации дефект модуля равен нулю.

В работе [11] показана эквивалентность описания (1) и (3), исключая заключительную стадию релаксации. Сравнивая (1) и (3), нетрудно видеть, что:

$$\begin{gathered}\beta\varepsilon(0) = -P_0(U_c), \\ \frac{\Lambda}{M_0\varepsilon(0)} = \frac{kT}{U_2 - U_1}.\end{gathered} \tag{4}$$

Использование представления зависимости напряжения от деформации в виде ряда Тейлора с соответствующими параметрами нелинейности, очевидно, имеет смысл при условии $|\beta\varepsilon(0)| \ll 1$, что отвечает $P_0(U_c) \ll 1$. Множитель перед логарифмом в (1), отвечающий величине b аппроксимаций вида $a + b\ln t$ для экспериментальных данных, обратно пропорционален разности энергий барьеров.

В момент возбуждения согласно модели [11] процесс возникновения метастабильных состояний на мезоскопическом масштабе может быть рассмотрен как вероятностный процесс. В результате зависимость модуля упругости от времени приобретает вид:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta M(t)}{M_0} &= -\frac{kT}{U_2 - U_1}P_0(U_c)\times \\ &\times\left[\mathrm{E}_1(\tilde{\xi}_2 t) + \ln(\tilde{\xi}_2 t) - \mathrm{E}_1(\tilde{\xi}_1 t) - \ln(\tilde{\xi}_1 t)\right].\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь величины $\tilde{\xi}_{1,2}$ учитывают конечность амплитуды возбуждения, что ведет к эффективному уменьшению высоты барьера за счет кинетической энергии (уменьшению расклинивающего давления [37] потенциала DLVO, подробнее в [11]). В результате такого уменьшения высоты барьера выражение (2) приобретает вид:

$$\xi = \frac{1}{T_0}\exp\left(-\frac{\Delta U - \mathcal{E}}{kT}\right), \tag{6}$$

где $\mathcal{E}$ – кинетическая энергия для представительного объема в области контакта. Величины $\tilde{\xi}_{1,2}$ увеличиваются по сравнению с $\xi_{1,2}$, отвечающим наблюдению процесса релаксации с использованием пробных волн бесконечно малой амплитуды. Уравнение (5) описывает более быстрый процесс, чем на стадии релаксации. Предположительно этот факт объясняет два наклона в кривых логарифмической релаксации, наблюдавшихся в [34] и отмеченных в [19].

Выражения (5) и (6) позволяют предсказать зависимость от времени возбуждения и амплитуды возбуждения. Увеличение амплитуды приводит к увеличению $\tilde{\xi}_{1,2}$, а изменение времени должно проявиться в виде логарифмической зависимости начального возмущения дефекта модуля $\Delta M(0)/M_0$ от времени возбуждения. Также выражение (6) указывает на предполагаемую зависимость

от амплитуды пробной волны, используемой в измерении характеристик релаксации. По существу процессы возбуждения (5) и релаксации (3) оказываются подобными друг другу, отражая факт отсутствия необратимых процессов при возбуждении и релаксации метастабильных состояний [11]. При условии $\Delta M(t)/M_0 \ll 1$, что отвечает условиям выполненных измерений, относительное изменение резонансной частоты равно половине относительного изменения модуля упругости: $\Delta M(t)/M_0 = 2\delta f(t)$.

Времена, отвечающие стадиям насыщения кривой $\Delta M(t)\ /\ M_0$ в начальный и конечный этапы релаксации, имеют порядок $1/\xi_j$, где ξ_j определено (2). Начальный участок кривой релаксации связан с величиной $\xi_2 = \max \xi_j$, конечный – с величиной $\xi_1 = \min \xi_j$. Кривые релаксации резонансной частоты для различных амплитуд и длительности накачки приведены на рис. 3 слева. Первый отсчет по времени в наших измерениях составлял около 8 с, и начальный участок релаксации с характерным насыщением не проявился. Конечный участок релаксации $\delta f(t)$ обнаруживает насыщение, которое наблюдается на временах порядка 10^4 с. Поэтому величина $\xi_2 \sim 1$ с$^{-1}$ (в выражении (1) величина $t_0 \approx 1$ с), а величину ξ_1 можно оценить как 10^{-4} с$^{-1}$. Для условий длительного возбуждения (рис. 7) величина ξ_1 оценивается как 10^{-6} с$^{-1}$. Как следует из формулы (2), отношение $\xi_2\ /\ \xi_1$ составляет:

$$\frac{\xi_2}{\xi_1} = \exp\left(-\frac{U_1 - U_2}{kT}\right). \qquad (7)$$

Для времени возбуждения около одного часа (данные рис. 3) нетрудно оценить ширину спектра энергий барьеров, нормированную на энергию тепловых движений: $\dfrac{U_2 - U_1}{kT} \simeq \ln 10^4 \approx 9.2$. Для времени возбуждения около 10–24 ч (рис. 7) ширина спектра энергий барьеров составляет примерно $\dfrac{U_2 - U_1}{kT} \approx 14$. Приведенные оценки, с одной стороны, указывают на широкий спектр энергий барьеров, а с другой, – согласуются с оценками [11], полученными для других экспериментальных данных. Если сравнить данные рис. 3 с представленными на рис. 2 статьи [13], то нетрудно заметить важные отличия. Длительность записи релаксации в [13] составляет $10^{3.5} \approx 3000$ с для различных материалов, и наличие стадии насыщения лишь начинает проявляться в конце записи (см. вставку рис. 2 [13]). В полученных нами данных (рис. 3) стадия насыщения при $t > 10^4$ с проявляется явно для больших амплитуд возбуждения, а сам процесс релаксации имеет заметно бóльшую по сравнению с [13] длительность $\sim 10^5$ с. Более того, данным, представленным на рис. 7, отвечает длительность релаксации около 5 сут при возбуждении в течение одних суток.

Относительное возмущение резонансной частоты связано с относительным возмущением соответствующего модуля упругости следующим образом: $2\delta f(t) = \Delta M(t)/M_0$ при условии $\Delta M/M_0 \ll 1$. Увеличение времени релаксации можно связать с уменьшением множителя перед логарифмом в (1). Этот множитель имеет порядок величины b/a в использованной нами логарифмической аппроксимации раздела 3. С другой стороны, как следует из (4), величина b/a имеет порядок $\dfrac{kT}{U_2 - U_1}$. Следовательно, наблюдавшееся увеличение времени релаксации (рис. 7) можно связать с увеличением U_2, или максимальной энергии барьеров. Таким образом, в рамках модели [11] зависимость времени релаксации от времени возбуждения может быть интерпретирована как постепенное включение все больших по энергии барьеров, разделяющих метастабильное и стабильное состояния. При этом следует заметить, что переход в метастабильное состояние в модели [11] не включает явным образом указанный процесс добавления метастабильных состояний с большими энергиями барьера. Предположительно, этот процесс является следствием перераспределения внутренних напряжений в твердом теле, что приводит к постепенному ослаблению связей между более крупными зернами. Данный вопрос требует дополнительного теоретического рассмотрения.

Начальное возмущение $\Delta M(0)/M_0 = 2\delta f(0)$ можно оценить как отвечающее первому временнóму отсчету на кривых релаксации (рис. 3), аппроксимированных зависимостями вида $a + b\ln t$. Величины относительного возмущения резонансной частоты в начальный момент времени приведены в табл. 1. Отсюда для максимальной амплитуды деформации $\varepsilon_p \approx 10^{-5}$ при длительности возбуждения 60 с величина $\delta f(0) \approx -0.001$ (табл. 1) и $\Delta M(0)/M_0 \approx -0.002$. Этому значению отвечает концентрация метастабильных состояний ϕ, которая оказывается очень малой $\phi \sim 10^{-3} \ll 1$, что дополнительно указывает на отсутствие необратимых процессов при возбуждении образца с амплитудой деформации $\lesssim 10^{-5}$.

Выражение (1) позволяет также оценить амплитуду остаточной деформации, связанной с метастабильными состояниями. При величине параметра квадратичной нелинейности $|\beta| \sim 10^3$ [20] дефекту модуля $|\Delta M/M_0| = 0.002$ будет отвечать остаточная деформация $\varepsilon(0) \sim 2 \times 10^{-6}$. В силу хаотичности расположения зерен внутри материала образца речь может идти об объемной деформации. Величина $\varepsilon(0)$ примерно на два порядка меньше амплитуды деформации, приводящей к разрушению. Поэтому необратимость в процессах возбуждения

и релаксации отсутствует. Также интересно отметить, что указанная величина остаточной деформации отвечает амплитуде возбуждения $\varepsilon_p = 10^{-5}$, т.е. примерно 10% деформации возбуждения как бы запоминается после выключения возбуждения. Наблюдавшееся увеличение $\delta f(0)$ от времени возбуждения по существу означает увеличение доли деформации возбуждения, сохраненной материалом образца. Зависимость амплитуды остаточной деформации от амплитуды возбуждения имеет вид $\varepsilon(0) \propto (\varepsilon_p - \varepsilon_t)$, на что указывают данные рис. 5. Коэффициент пропорциональности оказывается логарифмически зависимым от времени возбуждения t_p с предполагаемым насыщением (раздел 3, обсуждение рис. 6).

Логарифмическая зависимость начального возмущения $\delta f(0)$ от времени возбуждения согласуется с (5). Действительно, если предположить, что в измерениях время возбуждения оказывается в интервале значений $1/\xi_2 \lesssim t_p \lesssim 1/\xi_1$, то согласно выражению (5) должна наблюдаться логарифмическая по времени зависимость величины $\delta f(0)$. Напомним, что, по-видимому, впервые предположение о логарифмической зависимости начального возмущения от времени возбуждения было высказано в работе [38]. Приведенные в этой работе результаты измерений не позволили выделить логарифмическую зависимость от времени в момент возбуждения (экспериментальные данные [38] недостаточно информативны).

Как указывалось в разделе 3, величины a_1 и b_1, отвечающие зависимости начального возмущения от времени возбуждения $\delta f(0) = a_1 + b_1 \ln t_p$, существенно отличаются от величин a и b, отвечающих процессу релаксации $\delta f(t) = a + b\ln t$. Наиболее наглядным будет сопоставление величин, характеризующих нормированную скорость процессов: $b_1/a_1 \simeq 0.85$ и $b/a \simeq -0.096$. Разные знаки связаны с отличием направления процессов возбуждения и релаксации. Нетрудно видеть, что процессы релаксации являются существенно (приблизительно на порядок) более медленными, чем процессы возбуждения и накопления метастабильных состояний. Увеличение скорости перехода в возбужденное состояние связано с кинетическими эффектами (6). Таким образом, мы имеем, по меньшей мере, качественное согласие с результатом [11]. Величину кинетической энергии можно оценить как $\exp\left(\frac{\mathcal{E}}{U_1} - 1\right) \sim 10$, что отвечает $\mathcal{E} \sim 3U_1$. Оценки, представленные в [11], показали равенство энергии барьера кинетической энергии тепловых движений kT при переходе от классической нелинейности к нелинейности гистерезисного типа. Этот переход отвечает области существования эффектов медленной релаксации [9]. Следовательно, для $\varepsilon_p > \varepsilon_t$ речь может идти о $U_1 \gg kT$.

Сделаем оценки пространственных масштабов, которые связаны с проявлением кинетических эффектов.

При использовании гармонического сигнала возбуждения в окрестности резонанса образца кинетическая и потенциальная энергии сигнала возбуждения равны. Удельная энергия деформаций равна $\mathcal{E} = M_0\varepsilon_p^2 / 2 \simeq 0.045$ Дж/м^3, где в качестве M_0 использовано значение тензора упругости $C_{11} \approx 40$ ГПа, измеренного в [20]. Зададим для определенности десятикратное превышение энергии тепловых движений $U_1 = 10kT \approx 4.14 \times 10^{-20}$ Дж. Типичное значение расстояния между контактирующими поверхностями в области второго минимума энергии поверхностных сил составляет $h_s = 10...100$ нм (рис. 3 в [11]). Характерный пространственный масштаб контактирующих тел составит: $\ell \sim \sqrt{\frac{3U_1}{\mathcal{E}h_s}} \simeq 2...20$ мкм. На рис. 3 статьи [20] представлена гистограмма распределения размера зерен в исследованном материале. Имеется два максимума: для зерен доломита в окрестности 8 мкм и для зерен кальцита в окрестности 50...500 мкм. Несмотря на известную грубость сделанных оценок, разумным предположением будет связь эффектов медленной релаксации с особенностями взаимодействия мелких зерен доломита. В этом случае просматривается возможность акустических исследований особенностей строения материала по характеристикам возбуждения и медленной релаксации, например, решения задач материаловедения в порошковой металлургии и современной технологии 3D печати конструкционных материалов.

Полученные нами зависимости характеристик медленной релаксации от амплитуды зондирующей волны ε_z были ранее неизвестны из литературы. Краткое пояснение полученных результатов дано выше в разделе 3. Отдельно следует отметить то, что не нашло объяснения в рамках модели [11], а именно характер зависимости скорости релаксации от ε_z. Для объяснения линейной зависимости $b(\varepsilon_z)$, показанной на рис. 9, можно предложить следующую интерпретацию. Как следует из (4), величина b, характеризующая скорость релаксации, составляет $b = \frac{kT}{U_2 - U_1}$. При рассмотрении кинетических эффектов в [11] предполагалось, что энергии барьеров, разделяющие устойчивые и метастабильные состояния равновесия, не подвержены изменению при прохождении зондирующей волны. В этом случае возможные поправки должны иметь порядок ε_z^2 и выше. При отказе от предположения о независимости $U_{1,2}$ от ε_z с учетом наличия линейной связи $b \propto \varepsilon_z$ для $\varepsilon_z > \varepsilon_t$ получим следующее. Если величины $U_{1,2}$ зависят от ε_z, то при разложении функций $U_{1,2}()$ в ряд Тейлора получим:

$$U_{1,2}(\varepsilon_z) = U_{1,2}(0) + \left.\frac{\partial U_{1,2}(\varepsilon_z)}{\partial \varepsilon_z}\right|_{\varepsilon_z=0} \varepsilon_z + \cdots, \quad (8)$$

где первый член разложения отвечает невозмущенному значению $U_{1,2}$, отвечающему бесконечно малым значениям ε_z ($\varepsilon_z \ll \varepsilon_t$) , а второй и последующие члены разложения учитывают зависимость энергий барьеров от амплитуды деформации в зондирующей волне.

Выражение (8) носит общий характер и ничего не сообщает нам о физических процессах, приводящих к линейной зависимости $b(\varepsilon_z)$. В качестве гипотезы можно предложить следующую физическую модель. В рамках модельного потенциала DLVO [37] высота барьера определяется концентрацией ионов в пространстве между поверхностями зерен или шероховатостей и зарядом взаимодействующих поверхностей. Наличие ионов, очевидно, предполагает присутствие жидкости между взаимодействующими поверхностями. При наличии достаточно протяженных областей контакта по сравнению с расстоянием между поверхностями сжатие этих областей деформацией ε_z приводит к выдавливанию части жидкости из области контакта. Это, в свою очередь, может привести к модуляции концентрации ионов и возмущению высот барьеров. Предложенная схема, конечно, требует проверки, и, на наш взгляд, целесообразно проведение серии измерений, аналогичной представленной выше в разделе 3, для образца, помещенного в вакуум. В этом случае, как показали оценки [20], свободная жидкость в пространстве между зернами отсутствует, и, следовательно, описанный выше механизм должен быть исключен. Значительный объем уже представленного материала не позволяет дополнить его серией измерений при отличающихся термодинамических условиях. Поэтому экспериментальную проверку гипотезы мы выполним отдельно.

Обсудим оставшийся без должного объяснения характер релаксации коэффициентов потерь. Насколько известно авторам, сколько-нибудь подробное исследование закона релаксации коэффициентов потерь в литературе не встречается. Поэтому данные рис. 3 являются уникальными в своем роде. В статье [13] представлен график вызванного вариацией температуры изменения добротности от времени (рис. 4 статьи). На этом графике отчетливо видно отличие закона временнóго изменения добротности (величина обратная коэффициенту потерь) от логарифмического, характерного для $\delta f(t)$. Это также видно на рис. 3 и 4 раздела 3, где в качестве возмущения использовалось периодическое возбуждение. Авторы [13] предложили без детального объяснения, что значительное уменьшение добротности колебаний по сравнению с уменьшением резонансной частоты (10 против 0.1% в обсуждаемой статье) предполагает образование новых метастабильных состояний, разделенных барьерами с энергией, малой для их активации упругими деформациями. Таким образом, по существу предполагается наличие двухуровневых моделей релаксации типа Дебая [39], на активацию которых списываются наблюдаемые возмущения добротности колебаний.

Графики, представленные на рис. 3, показывают существенное относительное изменение коэффициента потерь примерно на 20% при относительно небольших возмущениях резонансной частоты $\delta f(0) \approx 0.1\%$. Прежде всего, следует понять, с чем связано столь заметное изменение коэффициента потерь. Рассмотрим материал с метастабильными состояниями, состоящий из двух фаз: “скелета” с жесткими связями и мягкими (метастабильными) включениями, имеющими малую объемную концентрацию ϕ. Полагая распределение деформаций однородным, возможно оценить эффективный модуль упругости в рамках приближения Войхта [39]:

$$M_{\text{eff}} = M_0(1-\phi) + \phi M', \quad (9)$$

где M_0 – невозмущенное значение модуля упругости, M' – возмущение, отвечающее метастабильным состояниям объемной концентрации ϕ. Полагая величины M_0 и M' комплексными, где мнимая часть описывает затухание, определим изменение действительной и мнимой частей (9) при условии $\mathrm{Re}(M') \ll \mathrm{Re}(M_0)$:

$$\begin{gathered}\mathrm{Re}(M_{\text{eff}}) \approx \mathrm{Re}(M_0)(1-\phi),\\ \mathrm{Im}(M_{\text{eff}}) \approx \mathrm{Im}(M_0)(1-\phi) + \mathrm{Im}(M')\phi,\end{gathered} \quad (10)$$

где дополнительно предполагается, что мнимая часть M' относительно велика: $\mathrm{Im}(M') \gg \mathrm{Im}(M_0)$. Измеренная невозмущенная величина добротности резонанса продольной моды составляла примерно 550, что отвечало невозмущенному коэффициенту потерь $\eta_0 \approx 0.002$ и согласуется с данными измерений потерь при содержании жидкости 0.1% [20], т.е. условиям проведения измерений, описанным в разделе 2.

Коэффициент потерь есть отношение $\mathrm{Im}(M_{\text{eff}})/\mathrm{Re}(M_{\text{eff}})$. Нетрудно видеть, что относительные изменения модуля упругости и коэффициента потерь имеют порядок $\delta M \sim -\phi$ и $\delta\eta \sim \phi\mathrm{Im}(M')/\mathrm{Re}(M_0)$. В рамках рассмотренного качественного описания логарифмическая временнáя зависимость $\delta f(t) = \delta M(t)/2$ отвечает логарифмической же зависимости от времени концентрации метастабильных состояний ϕ. Таким образом, наблюдавшееся значительное изменение потерь порядка 20% следует отнести на счет диссипации внутри контакта, находящегося в метастабильном состоянии. Физическую природу этой диссипации мы не обсуждаем, поскольку приведенные выше рассуждения носят качественный характер,

а построение соответствующей теоретической модели выходит за рамки представленной нами статьи.

Приближение (9) отвечает условиям малых возмущений, когда M_{eff} несильно отличается от M_0. Поскольку возмущения коэффициента потерь нельзя полагать малыми, для оценки вклада потерь в области метастабильных состояний необходимо привлекать так называемые самосогласованные приближения [39, 40]. Как показано в [40], отличие выражений для эффективного модуля упругости трещиноватой среды в двух приближениях имеет вид:

$$M_{\text{eff}} = \begin{cases} M_0(1-\mathfrak{a}\phi), & \text{приближение (9)}, \\ \dfrac{M_0}{1+\mathfrak{a}\phi}, & \text{самосогласованное приближение}, \end{cases} \tag{11}$$

где $\mathfrak{a}$ – коэффициент пересчета вклада рассеяния на трещинах с объемной концентрацией ϕ (подробнее в [40]). Нетрудно видеть, что при условии $\mathfrak{a}\phi \ll 1$ оба выражения тождественны с точностью до членов порядка $\mathcal{O}(\mathfrak{a}\phi)^2$. При немалых значениях $\mathfrak{a}\phi \lesssim 1$ разложение в ряд Тейлора решения для самосогласованного приближения даст степени $(\mathfrak{a}\phi)^n$. При наличии логарифмической зависимости от времени для концентрации метастабильных состояний $\phi(t)$ появление степеней $\ln t$ в зависимостях $\delta\eta(t)$ (рис. 4) становится понятным. Еще раз отметим, что представленные выше соображения носят лишь качественный характер.

В заключение нашего обсуждения полученных экспериментальных результатов рассмотрим одну интересную, на наш взгляд, гипотезу, связанную с логарифмически медленной релаксацией $\delta f(t)$, а также с обнаруженной логарифмической временно́й зависимостью начального возмущения $\delta f(0)$ и длительности релаксации от времени возбуждения. Из литературы известно, что малые амплитуды вибраций, возбуждаемые источниками, расположенными на поверхности земли, приводят к увеличению проницаемости и связанной с этим ростом отдачи жидкостей, в частности, углеводородов (например, обзоры [41, 42]). В литературе имеются указания на зависимость эффекта увеличения отдачи жидкостей от времени вибрационного воздействия. Зачастую изменение проницаемости связывается с наличием так называемой структурной вязкости (например, [43]) или гистерезисом краевого угла [44]. Среди приведенных в [42] соображений общего вида выделяются модели пограничных состояний, когда небольшое внешнее возмущение способно привести к заметному макроскопическому эффекту.

На наш взгляд, с учетом полученных нами результатов, может реализовываться механизм, не требующий дополнительных предположений относительно свойств флюида, заполняющего пространство пор, а также сложно построенных внутренних связей [42]. В цикле работ [45–47] показано, что наблюдаемый в процессе принудительной фильтрации флюида в пористой среде шум связан с возникновением и релаксацией метастабильных состояний. Источником шума является периодически возникающий дополнительный приток флюида из тупиковых кластеров в основные каналы, с которыми связана проницаемость пористой среды (коллектора). Режим автоколебаний возникает при вполне определенных ограничивающих условиях, которые, как следует из [45–47], менее жесткие для кластеров, которые переведены в метастабильное состояние с невозможностью последующей принудительной релаксации потоком флюида.

Нам представляется, что наблюдаемый после вибрационного воздействия прирост потока флюидов может быть связан с возбуждением метастабильных состояний и следующей за этим медленной релаксацией последних. При этом время воздействия на продуктивные коллекторы приводит к дополнительному приросту потока флюидов как и увеличение амплитуды воздействия. Отметим, что выполненные различными авторами оценки амплитуды деформаций, создаваемых вибрационными источниками на поверхности земли, в области коллекторов указывают на величины порядка нескольких единиц 10^{-7}. Эти величины, с одной стороны, малы и неспособны привести к значительным макроскопическим возмущениям, например, модулей упругости скелета пористой среды или вязкости флюидов, а с другой, – как следует, в том числе, из представленных выше результатов экспериментальных исследований, превышают пороговые значения ε_t. Следовательно, необходимые условия для реализации описанного сценария вибрационного воздействия на продуктивные пористые слои через изменение свойств среды на микроскопическом уровне выполнены. То, что эффект от вибрационного воздействия затухает во времени, известно из многих литературных источников (например, табл. 1–3 в [41]). К сожалению, нам не известен вид временно́й функции этого затухания, поскольку приведены только характерные значения времен проявления эффекта вибрационного воздействия от нескольких суток до нескольких месяцев. Мы предполагаем, что столь продолжительное проявление эффекта вибрационной стимуляции потока флюидов объясняется логарифмической зависимостью от времени, но так ли это в известных экспериментах по вибрационной стимуляции добычи углеводородов неясно и требует проверки.

5. ВЫВОДЫ

Подведем итог выполненного исследования.

1. Создана экспериментальная база для проведения прецизионных измерений акустических характеристик материалов в области конечных амплитуд

деформации при контроле условий проведения измерений. Заложены основы для решения задач материаловедения и оптимизации механических свойств перспективных материалов, что невозможно без надежной экспериментальной проверки.

2. Выполнены исследования зависимостей характеристик медленной релаксации от амплитуды и времени возбуждения. Амплитудная зависимость в исследованном диапазоне деформаций возбуждения ε_p оказалась линейной с тенденцией к проявлению квадратичных членов ε_p^2. Полученные нами зависимости характеристик релаксации от времени были ранее неизвестны из литературы. Были выявлены неизвестные ранее эффекты: (1) увеличения начального возмущения от времени возбуждения и (2) рост времени релаксации с увеличением длительности возбуждения.

3. Исследованы зависимости характеристик релаксации от амплитуды деформации ε_z в зондирующей волне. В области умеренных амплитуд деформации ε_z имеет место суперпозиция эффектов гистерезисной нелинейности и метастабильности, несмотря на нелинейную природу этих эффектов. Также показана роль кинетических эффектов, отмеченных ранее в теоретическом исследовании. При этом исходная теоретическая модель оказалась неполной для описания полученных экспериментальных результатов.

В целом все обнаруженные в экспериментальном исследовании эффекты нашли свое объяснение в рамках теоретической модели [11] и развиваемых представлений [9, 19]. При этом также важно отметить эффекты, не получившие исчерпывающей интерпретации, и стимулирующие дальнейшую работу по построению теоретических моделей. Среди таких эффектов выделяются зависимости коэффициента потерь η от времени, для которой литературные данные практически отсутствуют или фрагментарны. Наличие сложной полиномиальной зависимости кривых релаксации $\eta(t)$ от логарифма времени, предположительно, указывает на необходимость построения самосогласованных решений, учитывающих взаимные связи между отдельными метастабильными состояниями. Поскольку само возмущение коэффициента потерь оказывается более существенным и легче измеримым, чем возмущение скорости звука, использование информации о релаксации $\eta(t)$ может иметь большое практическое значение в задачах акустической диагностики внутренней структуры материалов, т.е. в задачах материаловедения.

Высказанное предположение о роли метастабильных состояний в вибрационном воздействии малыми амплитудами на продуктивные пласты требует отдельной экспериментальной проверки. При наличии подтверждения высказанной нами гипотезы вибрационное воздействие может быть организовано более эффективно и научно обосновано, чем в настоящее время.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ 22-22-00230).

Авторы выражают благодарность В.В. Бредихину за помощь в создании электронных схем, использованных при проведении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Руденко О.В.* Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
2. *Guyer R.A., Johnson P.A.* Nonlinear mesoscopic elasticity: evidence for a new class of materials // Physics Today. 1999. V. 52. № 4. P. 30–36.
3. *Ostrovsky L.A., Johnson P.A.* Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials // Rivista del Nuovo Cimento. 2001. V. 24. № 7. P. 1–46.
4. *Guyer R.A., Johnson P.A.* Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behaviour of rocks, soil, concrete. Wiley-VCH. 2009. 410p.
5. *Van Den Abeele K., Johnson P.A., Sutin A.M.* Non-linear Elastic Wave Spectroscopy (NEWS) techniques to discern material damage. Part I: Non-linear Wave Modulation Spectroscopy // Res. Nondestr. Eval. 2000. V. 12. № 1. P. 17–30.
6. *Van Den Abeele K., Sutin A.M., Carmeliet J., Johnson P.A.* Micro-damage diagnostics using nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS) // NDT&E International. 2001. V. 34. P. 239–248.
7. *Sclerandi M., Agostini V., Delsanto P.P., Van Den Abeele K., Johnson P.A.* Local interaction simulation approach to modeling nonclassical nonlinear elastic wave behavior in solids // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 113. № 6. P. 3049–3059.
8. *Johnson P., Sutin A.M.* Slow dynamics and anomalous nonlinear fast dynamics in diverse solids // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117. № 1. P. 124–130.
9. *Lebedev A.V., Ostrovsky L.A.* A unified model of hysteresis and long-time relaxation in heterogeneous materials // Acoust. Phys. 2014. V. 60. № 5. P. 555–561.
10. *Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И.* Наблюдение эффектов медленной динамики в неконсолидированных средах в натурных условиях // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 2. С. 208–215.
11. *Lebedev A.V.* Slow time phenomena in heterogeneous materials: from microscopic fluctuations to macroscopic relaxation // Acoust. Phys. 2023. V. 69. № 1. P. 58–73. [Open Access article].
12. *TenCate J.A., Shankland T.J.* Slow dynamics in the nonlinear elastic response of Berea sandstone // Geoph. Res. Lett. 1996. V. 23. № 21. P. 3019–3022.
13. *TenCate J.A., Smith E., Guyer R.* Universal slow dynamics in granular solids // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. № 5. P. 1020–1023.

14. *Миронов М.А., Шеломихина И.А., Зозуля О.М., Есипов И.Б.* Медленная кинетика вязкоупругих свойств нефти при низкочастотных сдвиговых колебаниях // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 1. С. 132–140.
15. *Коробов А.И., Одина Н.И., Мехедов Д.М.* Влияние медленной динамики на упругие свойства материалов с остаточными и сдвиговыми деформациями // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 438–444.
16. *Есипов И.Б., Зозуля О.М., Миронов М.А.* Медленная кинетика нелинейности вязкоупругих свойств нефти при сдвиговых колебаниях // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 2. С. 166–172.
17. *Авербах В.С., Бредихин В.В., Лебедев А.В., Манаков С.А.* Нелинейная акустическая спектроскопия карбонатной горной породы // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 3. С. 323–336.
18. *Brenguier F., Campillo M., Hadziioannou C., Shapiro N., Nadeau R., Larose E.* Postseismic relaxation along the San Andreas fault at Parkfield from continuous seismological observations // Science. 2008. V. 321. 5895. P. 1478–1481.
19. *Ostrovsky L., Lebedev A., Riviere J., Shokouhi P., Wu C., Stuber Geesey M.A., Johnson P.A.* Long-time relaxation induced by dynamic forcing in geomaterials // J. of Geophys. Res.: Solid Earth. 2019. V. 124. № 5. P. 5003–5013.
20. *Averbakh V.S., Bredikhin V.V., Lebedev A.V., Manakov S.A.* Acoustic spectroscopy of fluid saturation effects in carbonate rock // Acoust. Phys. 2010. V. S56. P. 794–806.
21. *Lebedev A.V., Bredikhin V.V., Soustova I.A., Sutin A.M., Kusunose K.* Resonant acoustic spectroscopy of microfracture in a Westerly granite sample // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. B10. P. EPM11(1–12).
22. *Horowitz P., Hill W.* The art of electronics. Cambridge University Press. 3-rd edition. 2015. 1192 p.
23. *Massarotto M., Carlosena A., López-Martn A.J.* Two-stage differential charge and transresistance amplifiers // IEEE Trans. on Instr. and Meas. 2008. V. 57. № 2. P. 309–320.
24. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 2001. 560 с.
25. *Худсон Д.* Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 295 с.
26. *Winkler K.W., Xingzhou L.* Measurements of third-order elastic constants of rocks // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. № 3. P. 1392–1398.
27. *Блехман И.И., Лавендел Э.Э., Гончаревич И.Ф.* Поведение сыпучих тел под действием вибрации / Вибрации в технике. Т. 4. Глава III. М.: Машиностроение, 1981. С. 78–98.
28. *Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Бредихин В.В.* Новый метод акустических исследований сыпучих материалов. Предварительные результаты // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 3. С. 149–172.
29. *Ostrovsky L., Lebedev A., Manakov S., Rivière J., Shokouhi P., Guyer R., Stuber Geesey M., Johnson P.* Nonlinear relaxation in geomaterials: New results // Proc. Mtgs. Acoust. (POMA). 2018. № 34. P. 032002 (5 pages).
30. *Johnson P.A., Zinszner B., Rasolofosaon P., Cohen-Tenoudji F., Abeele K.V.D.* Dynamic measurements of the nonlinear elastic parameter A in rock under varying conditions // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. B02202.
31. *Lawn B.* Fracture of brittle solids. Cambridge Univ. Press. Second edition. 1993. 378 p.
32. *Мерер Х.* Диффузия в твердых телах. Долгопрудный: Из-во “Интеллект”, 2011. 536 с.
33. *Estrin Y., McCormic P.G., Street R.* A phenomenological model of magnetisation kinetics // J. Phys.: Condens. Matt. 1989. V. 1. P. 4845–4851.
34. *Shokouhi P., Rivière J., Guyer R.A., Johnson P.A.* Slow dynamics of consolidated granular systems: Multi-scale relaxation // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 251604(1–4).
35. *Kober J., Kruisova A., Scalerandi M.* Elastic slow dynamics in polycrystalline metal alloys // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 8631.
36. *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям с формулами графиками и математическими таблицами. Глава 5: Интегральная показательная функция и связанные с ней функции. С. 55–79. М.: Наука, 1979.
37. *Israelachvili J.N.* Intermolecular and surface forces. Academic press, N.Y., 1992. 450 p.
38. *Scalerandi M., Mechri C., Bentahar M., Di Bella A., Gliozzi A.S., Tortello M.* Experimental evidence of correlations between conditioning and relaxation in hysteretic elastic media // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 12. P. 044002.
39. *Mavko G., Mukeji T., Dvorkin J.* The Rock Physics Handbook. Tools For Seismic Analysis in Porous Media. Cambridge University Press. MA. 2-nd edition. 2009. 524 p.
40. *O'Connell R.J., Budiansky B.* Seismic velocities in dry and saturated cracked solids // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. № 35. P. 5412–5426.
41. *Beresnev I.A., Johnson P.A.* Elastic-wave stimulation of oil production: A review of methods and results // Geophysics. 1994. V. 59. № 6. P. 1000–1017.
42. *Сердюков С.В., Курленя М.В.* Механизм стимуляции добычи нефти сейсмическими полями малой интенсивности // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 5. С. 703–714.
43. *Beresnev I.A., Vigil R.D., Li W., Pennington W.D., Turpening R.M., Iassonov P.P., Ewing R.P.* Elastic waves push organic fluids from reservoir rock // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L13303(1–5).
44. *Авербах В.С., Власов С.Н., Заславский Ю.М.* Движение капли жидкости в капилляре под действием статического и акустического полей // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 2. С. 155–161.
45. *Лебедев А.В.* Нелинейный релаксационный механизм генерации шума фильтрации в пористых средах // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 4. С. 343–357.

46. *Лебедев А.В.* Численное моделирование шума фильтрации // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 2. С. 155–171.

47. *Лебедев А.В.* Сравнение теории с результатами измерений шума фильтрации флюида в пористой среде // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 5. С. 530–542.

Experimental Investigation of slow Relaxation of Sound Velocity in Carbonate Rock

A. V. Lebedev[1], *, S. A. Manakov[1]

Institute of Applied Physics RAS, st. Ulyanova 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

**e-mail: swan@appl.sci-nnov.ru;*

***e-mail: manakovsergej@mail.ru*

The paper presents the results of comprehensive studies of the phenomenon of slow relaxation of the speed of sound in structurally inhomogeneous materials after vibration exposure to a finite amplitude of deformations. The results were obtained on the experimental setup created for these studies, which ensured high accuracy in measuring the linear and nonlinear acoustic characteristics of various materials. The results of an experimental study of relaxation in a carbonate rock, which is a structurally heterogeneous material with a complex system of internal bonds, are presented. The measurements made it possible to determine the dependences of the relaxation parameters on the amplitude and excitation time, as well as the effects due to the finite amplitude of the probing wave. An interpretation of the obtained results is given and the effects that have not received an exhaustive explanation are noted.

Keywords: Nonlinear acoustics of structurally inhomogeneous media, slow relaxation of sound velocity