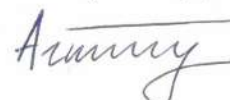


федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования
«Тольяттинский государственный университет»

на правах рукописи



Аглетдинов Эйнар Альбертович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
МАТЕРИАЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА К
АНАЛИЗУ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д. ф.-м. н., доцент,
Ясников Игорь Станиславович

Тольятти - 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
1. АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ.....	10
1.1 Акустическая эмиссия при деформационных процессах в металлах и сплавах.....	10
1.1.1 Акустическая эмиссия при дислокационном скольжении.....	10
1.1.2 Акустическая эмиссия при двойниковании.....	12
1.1.3 Коллективная динамика дефектов и акустическая эмиссия.....	13
1.2 Методы обработки сигналов АЭ.....	14
1.2.1 Описательная статистика.....	14
1.2.1.1 Параметры временной области.....	14
1.2.1.2 Спектральный анализ и параметры частотной области.....	16
1.2.2 Вейвлет анализ.....	22
1.2.3 Кластерный анализ.....	24
1.2.4 Методы выделения полезного сигнала из шума.....	28
1.2.4.1 Вычитание адаптивного шума.....	28
1.2.4.2 Винеровская фильтрация.....	29
1.2.4.3 Деконволюция.....	31
1.2.5 Методы детектирования событий.....	32
1.2.5.1 Классический пороговый метод.....	32
1.2.5.2 Метод отношения усредненного в коротком окне к усредненному в длинном окне (σ_a/σ_t).....	33
1.2.5.3 Метод детектирования на основе вейвлет-преобразования.....	34
1.2.6 Методы обнаружения моментов разрядки.....	6
1.2.6.1 Метод кумулятивной суммы.....	36
1.2.6.2 Скользящее среднее.....	39
1.3 Выводы к главе 1.....	40
2. РАЗРАБОТКА СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ.....	42
2.1. Алгоритм обнаружения слабых сигналов на фоне шума (метод ϕ -параметра).....	42
2.1.1 Выводы к разделу 2.1.....	53
2.2 Сравнительный анализ метода ϕ -параметра с традиционными методами детектирования.....	53

2.2.1 Выводы к разделу 2.2.....	60
2.3. Алгоритм обнаружения критических точек в потоке событий на основе байесовской логики.....	61
2.4 Выводы к главе 2.....	65
3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ НА ПРИМЕРАХ МОДЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ И СПЛАВОВ -Fe, Ti, Mg И ДР.....	66
3.1 Применение алгоритма обнаружения критических точек в потоке событий на основе байесовской логики к изучению пластической деформации при царапании титановых образцов с покрытием.....	66
3.1.1 Методика проведения эксперимента.....	66
3.1.2 Результаты экспериментов.....	67
3.1.3 Результаты обработки сигналов акустической эмиссии.....	68
3.1.4 Выводы к разделу 3.1.....	72
3.2 Исследование кинетики механического двойникования алгоритмами анализа потока событий АЭ в чистом магнии и его сплавах.....	72
3.2.1 Исследование кинетики механического двойникования в монокристаллах магния.....	73
3.2.1.1 Материалы и методы эксперимента.....	73
3.2.1.2 Методика анализа сигналов АЭ.....	74
3.2.1.3 Результаты статистического анализа сигналов АЭ.....	75
3.2.1.4 Эволюция микроструктуры при деформировании монокристаллов магния.....	79
3.2.1.5 Сопоставление результатов анализа АЭ сигналов и микроструктурных исследований ..	81
3.2.1.6 Выводы к разделу 3.2.1.....	82
3.2.2 Исследование кинетики механического двойникования в поликристаллах магния.....	83
3.2.2.1 Материалы и методика эксперимента.....	83
3.2.2.2 Методика обработки и анализа сигналов АЭ.....	83
3.2.2.3 Методика анализа сигналов АЭ на основе теории точечных процессов.....	85
3.2.2.4 Результаты обработки данных АЭ.....	88
3.2.2.5 Возможные физические модели корреляции в процессе двойникования.....	95
3.2.2.6 Выводы к разделу 3.2.2.....	97
3.3 Выводы к главе 3.....	97
4. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ В МАГНИИ И МАГНИЕВЫХ СПЛАВАХ.....	99
4.1 Феноменологическая модель.....	100

4.2 Методика решения уравнений модели.....	106
4.3 Материалы и методика эксперимента.....	108
4.4 Верификация модели	111
4.5 Выводы к главе 4.....	112
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	120
Выводы.....	121
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	123
Приложение	143

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы: Процессы дислокационного скольжения и механического двойникования имеют ключевое значение в деформационном поведении и разрушении материалов, но их весьма трудно идентифицировать экспериментально и описать теоретически. Одним из исследовательских методов, позволяющих отследить и сопоставить элементарные деформационные процессы с поведением деформируемого материала, является метод акустической эмиссии. Акустической эмиссией (АЭ) называется явление возникновения механических колебаний (акустических волн) в твердых телах при быстрой диссипации энергии, запасенной кристаллической решеткой. Величина этой энергии зависит от природы источника и лежит в очень широких пределах. Главным преимуществом метода АЭ является чрезвычайная чувствительность к всевозможным изменениям дефектной структуры материалов. Излучением акустической эмиссии сопровождаются процессы пластической деформации, коррозионные процессы, фазовые превращения, поверхностные и магнитные эффекты, разрушение частиц вторичной фазы, течь и др. Наиболее востребованной особенностью метода с точки зрения физики прочности и пластичности является практически уникальная способность АЭ отражать динамику ансамбля дефектов на различных этапах его эволюции.

В силу определяющей роли пластической деформации в эволюции дефектной структуры первостепенным является вопрос о связи параметров акустической эмиссии с характеристиками механизмов деформации. Действительно, даже самые хрупкие материалы перед окончательным разрушением претерпевают пластическую деформацию. Природа явления АЭ обеспечивает принципиальную возможность тонкого и глубокого исследования процессов развития дефектной структуры материала. В тоже время, интегральная регистрация излучения упругих волн всего объема материала вызывает серьезные проблемы, связанные с детектированием полезных сигналов из непрерывных внешних и аппаратных шумов и распознаением различных одновременно действующих источников сигналов АЭ. Значимые фундаментальные работы по акустической эмиссии были выполнены еще в прошлом веке Кайзером, Шофилдом, Татро, Авербухом, Бойко, Нациком, и др. Значительный объем исследований был посвящен практическому изучению фундаментальных механизмов излучения упругих волн развивающейся дефектной структурой. Однако, приборы того времени имели очень ограниченные по сегодняшним меркам возможности, не позволяющие эффективно анализировать сложные временные ряды акустической эмиссии. Поэтому результаты первых исследований деформационных процессов с помощью АЭ зачастую разнились и противоречили друг другу.

Вопреки того, что за прошедшие годы техника претерпела огромное развитие, а технологии предоставляют колоссальные возможности для обработки и анализа любых данных,

все основные используемые на практике системы до сих пор используют пороговую систему регистрации данных, хотя качество полезной информации, извлекаемой из сигналов, существенно зависит от выбранного порога, который задаётся оператором достаточно произвольно.

Как следствие, при решении исследовательских задач физического материаловедения с использованием традиционной схемы регистрации АЭ в условиях плохой помехоустойчивости (зашумленности сигнала) происходит существенная потеря полезной информации, что не только снижает эффективность метода АЭ, но даже может приводить к ложной интерпретации результатов. Например, то, что до сих пор не достигнут приемлемый уровень понимания динамики ансамбля разномасштабных дефектов кристаллической решетки, в частности, объясняется отсутствием инструментария, способного в реальном времени «отслеживать» протекание этих процессов с нужным разрешением. Коллективная динамика дефектов в твердых телах во время пластического течения создает сложный акустоэмиссионный отклик, который невозможно верно интерпретировать, опираясь на устаревшие методы обработки и анализа сигналов АЭ. Именно поэтому как совершенствование методов анализа сигналов акустической эмиссии, так и создание абсолютно новых, инновационных методов и алгоритмов обработки и анализа сигналов АЭ является необходимым актуальным шагом на пути к пониманию процессов деформации и упрочнения в физике прочности и пластичности.

Цель работы: повышение достоверности и эффективности идентификации элементарных механизмов пластической деформации методом акустической эмиссии за счет разработки новых алгоритмов и применения новых методов анализа сигналов.

В диссертационной работе поставлены и решены следующие **исследовательские задачи**:

1. Провести критический анализ традиционных методов обработки сигналов АЭ и выявить существующие недостатки, затрудняющие использование метода АЭ в исследовании процессов пластической деформации.
2. Разработать метод детектирования событий АЭ, позволяющий идентифицировать полезные сигналы в шуме при низких отношениях "сигнал-шум", что характерно для АЭ, генерируемой в процессе пластической деформации.
3. Разработать статистический подход к анализу сигналов АЭ, позволяющий охарактеризовать особенности, кинетику и взаимодействие элементарных деформационных процессов: дислокационного скольжения и механического двойникования.
4. С помощью нового разработанного статистического подхода к анализу сигналов АЭ исследовать и сравнить статистические особенности различных механизмов деформации: дислокационного скольжения и механического двойникования.

5. Разработать феноменологическую модель, адекватно описывающую деформационное поведение ГПУ материалов, в которых механическое двойникование наряду с дислокационным скольжением играет существенную роль.
6. Провести верификацию модели на реальных экспериментальных данных, полученных при механических испытаниях магния и его сплавов в различных исходных состояниях.

Объект исследования: деформационные процессы в чистом Mg (99,95 %), магниевом сплаве ZK60, чистом α -Fe (99,99 %) и титановом сплаве BT20 с покрытием ZrO_2 .

Предмет исследования: статистические особенности, кинетика и взаимодействие элементарных деформационных процессов: дислокационного скольжения и механического двойникования.

Научная новизна:

- Впервые установлено, что дислокационное скольжение проявляется как процесс, состоящий из случайных и независимых друг от друга элементарных актов. Хотя каждый элементарный акт скольжения включает в себя коррелированное движение большого числа атомов, многочисленные линии скольжения появляются случайно и независимо друг от друга.
- Напротив, механическое двойникование, относится к коррелированным процессам с памятью о прошлом. При этом наблюдаемые корреляции могут быть адекватно описаны моделью самовозбуждающегося процесса Хокса.
- Впервые разработана и апробирована феноменологическая модель деформационного упрочнения, управляемого взаимодействием механизмов дислокационного скольжения и механического двойникования. Модель учитывает структурные характеристики материала и точно восстанавливает деформационное поведение магния и его сплавов.

Практическая значимость:

Разработанные инновационные методы статистического анализа сигналов АЭ, а именно: метод детектирования, основанный на параметре эволюции источников, метод обнаружения критических переходов в сигналах АЭ, основанный на байесовской статистике, метод анализа потока событий на основе элементов теории точечных процессов, могут найти широкое применение в практике трактовки результатов проводимого неразрушающего контроля, а также при решении различных исследовательских задач физического материаловедения. Кроме того, предложенные методы могут быть применены для анализа сигналов иной природы, например, сейсмограмм, финансовых и экономических временных рядов, телекоммуникационных сигналов, астрономических и других данных.

Методология и методы исследования: Методология работы состояла из теоретического изучения источников, моделирования процессов деформации, обработку цифровых сигналов акустической эмиссии, программирования на языке python, а также практические

экспериментальные методы исследования, к которым относятся сканирующая электронная микроскопия, оптическая микроскопия, метод нейтронной дифракции, анализ дифракции обратно рассеянных электронов, метод акустической эмиссии, механические испытания по схеме одноосного растяжения-сжатия. Обработка цифровых сигналов акустической эмиссии выполнена с применением методов статистического, спектрального и кластерного анализа.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработанный статистический подход к анализу временных рядов акустической эмиссии в процессе пластической деформации, включающий метод детектирования, основанный на параметре эволюции источников, метод обнаружения критических переходов в сигналах АЭ, основанный на байесовской статистике, метод анализа потока событий на основе элементов теории точечных процессов.

2. Результаты исследования деформационных процессов в моно- и поликристаллическом чистом магнии, магниевом сплаве ZK60 и чистом α -Fe при сжатии и растяжении.

3. Чувствительная к микроструктуре феноменологическая модель деформационного упрочнения, управляемого взаимодействием механизмов дислокационного скольжения и механического двойникования.

Связь работы с научными программами и темами: Работа выполнена в Тольяттинском государственном университете на научно-исследовательской базе НИИ «Прогрессивных технологий» в рамках проекта «Государственное задание» министерства образования и науки Российской Федерации. Тема проекта «Особенности и закономерности акустической эмиссии генерируемой элементарными механизмами деформации в чистых металлах с различной кристаллической решеткой и их связь с эволюцией дефектной структуры вплоть до критического состояния материала», шифр проекта: 11.5281.2017/ЕЧ. Также работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 18-08-00327.

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается корректностью поставленной цели и задач, использованием совокупности известных теоретических и апробированных экспериментальных методов исследования, обоснованностью полученных в работе результатов и выводов, отсутствием противоречий с литературными источниками, совпадением результатов моделирования с исследуемыми экспериментальными данными.

Апробация работы: Основные результаты работы докладывались и обсуждались на международных конференциях: международная конференция XX «Уральская школа-семинар металловедов-молодых ученых (Екатеринбург, 2020г.) международная конференция «Advanced materials week» (Санкт-Петербург, 2019 г.), международный симпозиум «Перспективные материалы и технологии» (Брест, Беларусь, 2019 г.), IV-ый международный семинар «Российско-Японский международный семинар по перспективным материалам» (RJISAM-IV) (Кумамото.

Япония, 2018 г.), «23-ие Петербургские чтения по проблемам прочности» (Санкт-Петербург, 2018 г.), 60-ая международной научная конференция «Актуальные проблемы прочности» (г. Витебск, Беларусь, 2018 г.), III-ий международный российско-японский семинар по структуре и механизмам пластичности перспективных магниевых сплавов и сопутствующих материалов (Тольятти, 2016 г.), VIII-ая международная конференция «Физическое материаловедение» (Тольятти, 2017 г.), международная конференция «32-ая европейская конференция по методу акустической эмиссии» (г.Прага, Чехия, 2016 г.).

Публикации: Результаты диссертации опубликованы в 18 работах, из них 6 статей в рецензируемых изданиях, входящих системы индексирования WoS и Scopus и рекомендованных ВАК РФ. Зарегистрировано 2 программы для ЭВМ, получен 1 патент РФ.

Личный вклад автора состоит в разработке и апробации новых статистических методов анализа сигналов акустической эмиссии, обработке и интерпретации экспериментальных данных. Автором лично была написана, протестирована и отлажена имплементация предложенных алгоритмов в виде компьютерных программ, написанных на языке python. Автором была разработана и реализована методика сравнения алгоритмов детектирования сигналов АЭ. Автором было выполнено более 90 % всех процедур обработки сигналов АЭ и интерпретации полученных результатов. Автором была разработана, реализована и применена методика решения и оптимизации системы уравнений феноменологической модели и ее верификации на экспериментальных данных. Автор работы лично были представил результаты проведенных исследований на международных конференциях в виде устных презентаций. Обсуждение и осмысление результатов проводилась автором совместно с научным руководителем и научным коллективом.

Структура и объем диссертации: Диссертация изложена на 143 страницах машинописного текста, включает 50 рисунков и 5 таблиц. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы, содержащего 266 наименований, и приложения.

1 АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

1.1 Акустическая эмиссия при деформационных процессах в металлах и сплавах

1.1.1 Акустическая эмиссия при дислокационном скольжении

Первые исследования явления акустической эмиссии появились в литературе почти век назад в работах Ле Шателье и Портевена [1], М.В. Классен-Неклюдовой [2], Мезона [3], Кайзера [4], Авербуха и Вайнберга [5]. Кроме надежного факта о наличии самой эмиссии был открыт, но не объяснен, эффект Кайзера, заключающийся в уменьшении энергии АЭ при повторном нагружении вплоть до максимальной нагрузки предыдущего нагружения [6].

В последующих работах, начиная с экспериментов Татро [6], было установлено существование связи между АЭ и деформацией, и предложены различные дислокационные источники эмиссии: отрыв дислокаций от центров закрепления [7], активация дислокационных источников [8, 9], формирование полос скольжения при лавинообразном движении дислокаций [10]. В последней работе была предпринята попытка оценки средней деформации, приходящейся на один импульс АЭ. Однако, результаты получились весьма приблизительны и не надежны. А попытка установить соответствие числа импульсов АЭ числу полос скольжения на поверхности образца, предпринятая в работе Шофилда [11], также не увенчалась успехом. Однако ряд более поздних работ показал, что состояние поверхности может оказывать существенное влияние на АЭ [12]. В той же работе было предложено связывать появление импульсов АЭ с образованием и последующим исчезновением дислокационных скоплений.

В работах [13, 14] было предложено объяснение причин существования двух типов эмиссии: дискретной и непрерывной. По мнению авторов, сигналы АЭ дискретного типа возникают в результате отрыва дислокаций от точек закрепления. Амплитуда таких сигналов по не зависит от скорости деформации. Сигналы непрерывного типа, амплитуда которых зависит от скорости деформации, возникают в результате некогерентного движения дислокаций из-за торможения при взаимодействии с другими дефектами или друг с другом. В работе [15] показано, что основной источник сигналов акустической эмиссии непрерывного типа на начальных стадиях пластической деформации другой - выход дислокаций на свободную поверхность кристалла.

Одним из наиболее надежных и важных экспериментальных фактов является форма зависимости интенсивности АЭ от деформации. Она, как правило, имеет вид кривой с ярко выраженным максимумом при напряжениях порядка предела текучести (рисунок 1.1) [13, 16].

Такой вид зависимости обуславливает определенные выводы о связи АЭ с особенностями эволюции дислокационной структуры кристалла, характерными для данного участка кривой. Так, в работе [17] было проведено сравнение кривой интенсивности АЭ с зависимостью от деформации плотности подвижных дислокаций ρ_m :

$$\rho_m = (N_0 + M \varepsilon_p) \exp(-\Phi \varepsilon_p) \quad (1.1)$$

, где ε_p — степень пластической деформации, M — коэффициент размножения дислокаций, $\Phi = \theta/\sigma$ — коэффициент упрочнения. Существование явной корреляции между этими зависимостями (рисунок 1.1) указывает на наличие связи между движением дислокаций и АЭ, но не доказывает теоретического выражения Гилмана, так как в других экспериментах такая корреляция выражена значительно слабее.

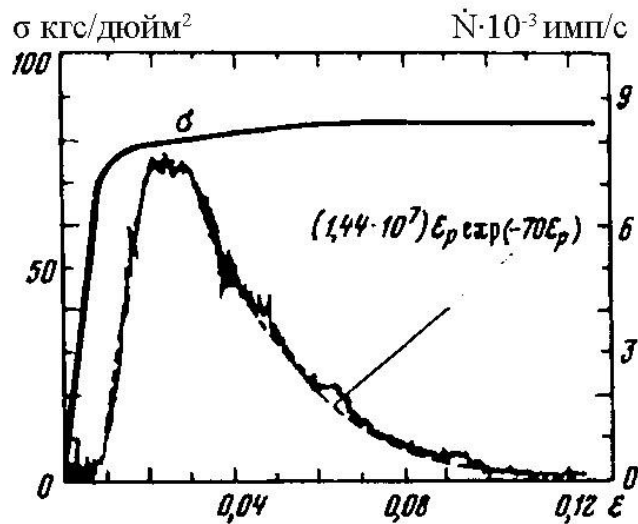


Рисунок 1.1 – Акустическая эмиссия при испытании на растяжение образца из сплава Al 7075-T6 [16]. Пунктир соответствует выражению Гилмана для зависимости плотности подвижных дислокаций от степени деформации.

Положение и высота пика мощности (или интенсивности) АЭ зависит от множества факторов, таких как размер зерна, концентрация примесей, анизотропия и др. До сих пор не получено общего и четкого представления о природе и виде этих зависимостей, несмотря на наличие успешных экспериментов. Например, в работе [18] впервые показано, что увеличение содержания примесей в меди приводит к снижению уровня АЭ, при этом высота пика мощности АЭ линейно понижается с увеличением энергии связи примесь-дислокация. Это можно объяснить увеличением сопротивления движению дислокаций и не связано с отрывом дислокаций от точек закрепления. По достижении определенной для каждого легирующего элемента концентрации, амплитуда пика мощности снова увеличивается и при этом значительно

зависит от структурных факторов. Также в работе [19] показано, что пик АЭ увеличивается при увеличении температуры испытания. Тем не менее авторы отмечают, что реалистичные дислокационные модели АЭ отсутствуют, и многие экспериментальные наблюдения остаются загадочными.

В работе [20] была обнаружена корреляция между медианной частотой АЭ и упрочнением материала. Было выявлено, что предвестником локализации деформации может быть смещение спектральной плотности мощности АЭ в область низких частот. Также была обнаружена тесная связь между поведением АЭ и фрактальной размерностью поверхности (как экспериментально измеренной, так и вычисленной в рамках стохастической дислокационной модели). В недавнем исследовании АЭ четырех чистых ГЦК металлов было обнаружено, что вопреки старым результатам при увеличении энергии дефекта упаковки энергия АЭ падает [21].

Обобщая экспериментальный материал, касающийся природы АЭ при движении дислокаций, отметим, что излучение волн происходит при резком увеличении числа подвижных дислокаций. Отнести это явление конкретно и всецело к какому-либо фундаментальному механизму пока не представляется возможным.

1.1.2 Акустическая эмиссия при двойниковании

Совершенно надежно установлено, что АЭ при двойниковании состоит из интенсивных взрывных импульсов и обладают значительно большей энергией, чем при деформации скольжением [3, 22-24]. Это объясняется тем, что напряжение зарождения двойника значительно превосходит напряжение, необходимое для его роста, поэтому зародившиеся двойникообразующие дислокации приобретают большие ускорения и скорости, что и приводит к более интенсивному излучению. Зарождение, как и аннигиляция упругого двойника, вызывает излучение АЭ [11, 25, 26]. В работе Шофилда [11] было установлено, что при возникновении двойников при деформировании монокристаллов цинка отчетливо возникают вспышки АЭ. При этом между сигналами АЭ, соответствующими возникновению двойников, фиксировались низкоэнергетические импульсы, типичные для дислокационных процессов.

Современные исследования механического двойникования методом АЭ показали, что амплитуда АЭ должна отображать длину и скорость роста двойника [27, 28]. Действительно, позже было точно установлено, что амплитуда АЭ при двойниковании прямо пропорционально длине двойника [29]. Там же было выявлено, что оценить объемную плотность двойников можно по мощности АЭ. Схожие эксперименты с применением техники АЭ и высокоскоростной видеосъемки были поставлены в работе [40]. В результате был оценен минимальный размер двойника в магнии, который можно детектировать с помощью АЭ. Кроме того, была

подтверждена линейная зависимость амплитуды АЭ от длины двойника. Эти выводы также подтверждаются в серии работ по исследованию АЭ в магниевых сплавах [31-36], где наиболее высокая амплитуда АЭ наблюдалась в наиболее крупнозернистом материале. Аналогичные выводы были сделаны Ли и Эноки [37], которые связали зарождение и рост двойников в сплаве AZ31 с высокоамплитудными сигналами АЭ. Также было обнаружено изменение спектра АЭ при смене механизма деформации с двойникования на дислокационное скольжение.

1.1.3 Коллективная динамика дефектов и акустическая эмиссия

Как уже было упомянуто, дислокационное скольжение и механическое двойникование являются источниками АЭ. В тоже время деформационное упрочнение во многих металлах и сплавах с гексагональной плотноупакованной решеткой (ГПУ) управляется комбинацией этих двух основных механизмов. Локальные поля напряжений, связанные с двойникованием, имеют ключевое значение в деформационном поведении и разрушении, но их чрезвычайно трудно охарактеризовать экспериментально. Метод АЭ является мощным средством для сопоставления активности элементарных деформационных процессов с поведением деформационного упрочнения [41]. Сложность коллективной динамики дефектов в твердых телах во время пластического течения отражается на АЭ и может быть выявлена посредством подходящего тонкого анализа данных. Совокупность таких дислокационных процессов, как отрыв от неравномерно распределенных точек закрепления, движение между случайно расположенными препятствиями, выход на свободную поверхность в случайных местах и т. д., включают относительно большое количество совместно движущихся случайным образом дислокационных сегментов и создает стохастический поток всплесков АЭ низкой амплитуды [20,30]. Механические двойники, напротив, возникают в результате сильно коррелированного движения двойниковых дислокаций и генерирующие мощные всплески АЭ с амплитудой, пропорциональной длине и скорости роста двойника [29, 41]. Статистические свойства и нелинейная динамика дислокационных лавин, возникающих как при гладком, так и при прерывистом пластическом течении, интенсивно изучались с использованием амплитудных распределений АЭ [42-45], тогда как статистическое поведение механических двойников исследована недостаточно [46]. Более подробный обзор развития представлений о физике генерации АЭ и связи явления со всевозможными свойствами материала можно найти в работах [15, 47, 38].

1.2 Методы обработки сигналов АЭ

1.2.1 Описательная статистика

Прежде всего необходимо упомянуть общепринятое условное разделение всего многообразия сигналов АЭ на два типа [47, 48]. К первому типу относится *дискретная* АЭ (рисунок 1.2а), состоящая из отдельных высокоамплитудных всплесков (взрывов эмиссии), которые представляют собой переходный затухающий процесс. Второй тип представляет собой шумоподобный *непрерывный* сигнал с относительно малой амплитудой (рисунок 1.2 б).

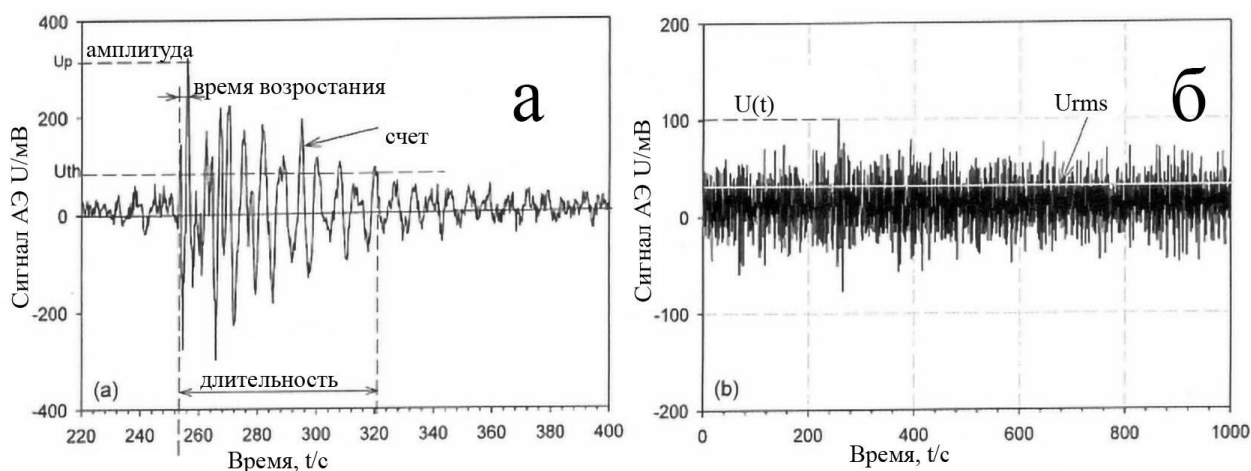


Рисунок 1.2 – Сигналы АЭ дискретного (а) и непрерывного типа (б) и определение некоторых параметров сигналов.

Спектр непрерывной эмиссии содержит большую долю высоких частот по сравнению с эмиссией взрывного типа [49]. Непрерывная АЭ генерируется в том случае, когда количество элементарных источников АЭ велико, а их энергия мала [50]. В результате малые сигналы перекрывают друг друга, создавая непрерывный низкоэнергетический сигнал.

1.2.1.1 Параметры временной области

Аппараты, используемые в прошлом, были разработаны таким образом, чтобы получить как можно больше характеристик сигналов АЭ по аналоговым схемам. Это привело к появлению множества различных параметров АЭ, описывающих форму волны АЭ, но зачастую, не имеющих четкого физического смысла. Среди большого многообразия измеримых параметров АЭ дискретного типа наиболее часто используются следующие.

Амплитудой АЭ (пиковым напряжением) U_p , называют значение максимума (или минимума) события АЭ. Она измеряется в абсолютных единицах на входе преусилителя (Вольтах). На амплитуду влияют скорость деформации, уровень напряжения, тип кристаллографической решетки, геометрические размеры испытываемого образца, состояние поверхности, однородность структуры, температура испытания, дефектность структуры, размер зерна, наличие окисной пленки и другие факторы [51].

Энергия АЭ определяются как интеграл от сигнала напряжения по длительности события АЭ. Установлено, что энергия сигнала АЭ взрывного типа достигает значений от 10^{10} до 10^{14} эВ, в то время как для непрерывной эмиссии составляет всего от 1 до 10 эВ [47].

Счет АЭ это число пересечений порога в течение установленного интервала времени.

Активностью (интенсивностью) m АЭ называют количество всплесков АЭ в единицу времени:

$$m = \frac{\Delta N}{\Delta t}. \quad (1.2)$$

Длительность – это временной интервал между первым пересечением порога и концом последнего пересечение порога сигналом АЭ. В более общей формулировке (без привязки к порогу) длительностью можно считать временной интервал между началом и концом события АЭ. В некоторых работах предлагается связывать продолжительность отдельного импульса и продолжительность акта пластической деформации [52].

Время нарастания определяется как время между началом событий АЭ (первым пересечением порога) и пиковой амплитудой события АЭ. Этот параметр в некоторых работах связывают с временем свободного пробега дислокаций [53].

Время прихода события – это время первого пересечения порога сигналом АЭ, более обще, это время начала события АЭ (при беспороговых методах детектирования).

Естественно рассматривать сигнал АЭ как непрерывный случайный процесс [54]. Действительно, произвольный сигнал АЭ отражает стохастический характер движения дефектов, представляющего перемещение большого числа атомов в случайном поле напряжений в неоднородной среде. Очевидно, что статистические методы, разработанные в теории случайных процессов, вполне применимы для количественной характеристики АЭ. Кроме того, представление АЭ как случайного процесса дает единый физически обоснованный подход к описанию и дискретной и непрерывной эмиссии, тем самым нивелируется искусственное различие между двумя типами эмиссии. Обозначив случайный сигнал АЭ как $u(t)$, можно определить следующие его характеристики.

Среднее значение квадрата U_x^2 описывает общую интенсивность любого случайного процесса $u(t)$:

$$U_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u^2(t) dt. \quad (1.3)$$

Среднеквадратичным значением, также характеризующим общую интенсивность процесса, называется квадратный корень из U_x^2 :

$$U_{RMS} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u^2(t) dt}. \quad (1.4)$$

Среднее значение μ_x случайной величины $u(t)$ характеризует квазистатическую (медленно меняющуюся во времени) компоненту сигнала:

$$\mu_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt. \quad (1.5)$$

Дисперсия σ_x^2 или стандартное отклонение σ_x характеризуют динамическую составляющую сигнала:

$$\sigma_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [u(t) - \mu_x]^2 dt. \quad (1.6)$$

Перечисленные параметры используются различными способами для анализа сигналов АЭ [55-58]. Например, простой, но весьма информативной процедурой является расчет и построение временных зависимостей таких параметров, как амплитуда АЭ, U_{RMS} , μ_x , σ_x^2 , μ_x / σ_x^2 , $m(t)$, $U_p(t)$, время прихода события и др.. Визуальная оценка таких временных зависимостей иногда позволяет выявить некую закономерность в эволюции сигнала и сопоставить ее с физическим явлением.

1.2.1.2 Спектральный анализ и параметры частотной области

Распространено мнение, что по форме сигнала и его спектру можно судить о природе источников АЭ [50,59,60]. Следует, однако, помнить, что исходная форма волны напряжения, возникающая непосредственно у источника, претерпевает значительные искажения, обусловленные дисперсией упругих волн, поверхностными эффектами (в том числе на границах раздела), искажениями измерительной системы [61] и другими факторами. Если принять это во внимание, то можно эффективно использовать спектр АЭ для классификации источников, выделения сигналов из шума и других задач. Успешные примеры распознавания источников АЭ с помощью анализа спектра Фурье можно найти в [55, 62]. Также обширный список приложений спектрального анализа сигналов АЭ дан в работе [63].

Энергия и функция спектральной плотности мощности

Пусть $x(t)$ - непериодическая вещественная функция, удовлетворяющая условию интегрирования:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t) dt < \infty. \quad (1.7)$$

Частотное представление сигнала (Фурье-образ) $\tilde{x}(f)$ определяется с помощью преобразования Фурье:

$$\tilde{x}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt < \infty \quad (1.8)$$

, где f - частота. Обратное преобразование Фурье позволяет получить функцию $x(t)$, если известен ее образ $\tilde{x}(f)$:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(f) e^{i2\pi ft} df \quad (1.9)$$

Полная энергия E сигнала за конечный промежуток времени

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{x}(f)|^2 df = 2 \int_0^{+\infty} |\tilde{x}(f)|^2 df. \quad (1.10)$$

Последнее равенство представляет собой теорему Парсеваля для непрерывной случайной величины. Она утверждает, что значения полной энергии, рассчитанные из частотного и временного представлений сигнала, совпадают. Величина $|\tilde{x}(f)|^2$ представляет собой плотность энергии.

Вообще говоря, реализация $\{X(t)\}$ стационарного непрерывного случайного процесса не может быть представлена в виде ряда Фурье, потому что нет никаких оснований предполагать периодичность сигнала и квадратичную интегрируемость по бесконечному интервалу времени (см условие (1.7)). Эта трудность обычно преодолевается «усечением», то есть обнулением сигнала за пределами конечного интервала:

$$X_T(t) = \begin{cases} X(t), & -\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2} \\ 0, & t \notin [-T/2, T/2] \end{cases}. \quad (1.11)$$

Теперь функция удовлетворяет условию (1.7), то есть ее можно записать как интеграл Фурье:

$$\tilde{X}_T(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} X_T(t) e^{-i2\pi ft} dt = \int_{-T/2}^{T/2} X(t) e^{-i2\pi ft} dt. \quad (1.12)$$

Очевидно, что энергия, измеренная за бесконечный интервал времени, бесконечна. Поэтому обычно вводят *мощность* сигнала как меру энергии в единицу времени. Функция спектральной плотности мощности $G_x(f)$ процесса (сокращенно PSD) рассчитывается как:

$$G_x(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} X(t) e^{i2\pi ft} dt \right|^2. \quad (1.13)$$

Функция $G_x(f)$ называется ненормированной PSD временного ряда $X(t)$ или просто спектром. Она описывает распределение мощности сигнала по частоте и играет центральную роль в анализе случайных процессов. Еще одной важной величиной в приложении к методу АЭ является спектр полосы частот $G_x(f_1, f_2)$, определяемый как:

$$G_x(f_1, f_2) = \int_{f_1}^{f_2} G_x(f) df. \quad (1.14)$$

Он определяет усредненный вклад частот в диапазоне от f_1 до f_2 в общую мощность сигнала. Спектральная плотность мощности в случае АЭ сигнала, выраженного в Вольтах, имеет единицу измерения $B^2/Гц$.

Оконное преобразование Фурье

На практике нет возможности получить реализацию сигнала на бесконечном интервале. Ограничение интервала анализа равносильно произведению исходного сигнала на прямоугольную оконную функцию. Оконное преобразование Фурье (STFT) является разновидностью классического преобразования Фурье, с той разницей, что под интегралом добавляется множитель в виде некоторой оконной функции, локализующей сигнал [64]:

$$STFT \{x(t)\} \equiv X(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) W(t-\tau) e^{-j\omega\tau} dt. \quad (1.15)$$

Такой Фурье-образ имеет постоянное разрешение по частотам, определяемое шириной окна $W(\tau)$. Результатом оконного преобразования Фурье является спектр произведения сигнала и оконной функции. Используют следующие оконные функции: Хэмминга, Хеннинга, Гаусса, Чебышева, Розенфилда, Блэкмана-Харриса и др. Спектр STFT представляется в виде спектрограммы, которая является квадратом модуля оконного Фурье-образа:

$$s \{x(t)\} \equiv |X(\tau, \omega)|^2. \quad (1.16)$$

Параметры частотной области

Основываясь на спектральной плотности мощности можно определить ряд частотных параметров, имеющих ясный физический смысл и строгую математическую формулировку.

Энергия АЭ E вычисляется как интеграл от $G(f)$ в диапазоне частот (порядка 50—1000 кГц):

$$E = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} G(f)df . \quad (1.17)$$

Медианная частота f_m определяется отношением:

$$\int_{f_{\min}}^{f_m} G(f)df = \int_{f_m}^{f_{\max}} G(f)df . \quad (1.18)$$

Максимум спектра - это максимальное значение функции спектральной плотности мощности

$$G_{\max} \equiv \max(G(f)) . \quad (1.19)$$

Фундаментальная частота f_c - это частота, соответствующая глобальному максимуму PSD. Также можно определить ряд характеристических частот f_k , соответствующих локальным максимумам PSD.

Эффективная ширина спектра f_{eff} - это ширина мнимого прямоугольного спектра, имеющего максимальную спектральную плотность $G_{\max} \equiv \max(G(f))$ и полную энергию E , т.е. $E = G_{\max} f_{eff}$.

Спектральные параметры вместе с параметрами временной области, такими как U_p , U_{RMS} и др. образуют довольно подробный набор описательных величин. На практике часто используют временные зависимости таких спектральных параметров, как медианная частота, средняя частота, энергия, мощность и др. Кроме того, большой информативностью обладают также двумерные графики рассеяния всевозможных сочетаний частотных и временных параметров: f_m от q , E от f_m , f_a от U_p и т. д.

Для сравнения различных спектров удобно нормировать спектральную плотность мощности $G(f)$:

$$h(f) = \frac{G(f)}{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} G(f)df} = \frac{G(f)}{E} . \quad (1.20)$$

Тогда нормированная спектральная плотность мощности $h(f)$ есть функция плотности вероятности, удовлетворяющая обычному условию нормировки $1 = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} h(f)df$.

Нормированную PSD $h(f)$ можно использовать для вычисления спектральных моментов распределения:

$$\mu_f^m = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} f^m G(f)df, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.21)$$

Нулевой спектральный момент есть энергия сигнала $\mu_f^0 = E$. Первый спектральный момент определяет центр тяжести спектра, или его среднюю частоту f_a :

$$f_a = \frac{\mu_f^1}{\mu_f^0} = \frac{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} fG(f)df}{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} G(f)df}. \quad (1.22)$$

Второй спектральный момент дает дисперсию средней частоты σ_f^2 и характеризует стандартное отклонение частотного распределения спектральной плотности мощности:

$$\sigma_f^2 = \frac{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} (f - f_a)^2 G(f)df}{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} G(f)df} = \frac{\mu_f^2}{\mu_f^0} - \left(\frac{\mu_f^1}{\mu_f^0} \right)^2. \quad (1.23)$$

Оценка спектра сигнала методом периодограммы

Определение функции спектральной плотности мощности, данное выше (1.13) относится к непрерывным функциям. Реальный сигнал АЭ после аналого-цифрового преобразования представляет дискретный равномерный временной ряд. В результате дискретизации должна быть введена минимальная допустимая частота. Если временной ряд, например, записан с временным интервалом $\Delta t_s = 0.2$ мкс (т.е. частота дискретизации АЦП составляет 5 МГц), то минимальный разрешаемый период сигнала составляет 0.4 мкс, так как для определения синусоидальной волны требуется не менее двух точек. То есть при частоте дискретизации 5МГц, разрешаются только гармоники, имеющие частоты меньше чем 2.5 МГц. Это максимальная разрешимая частота известна как частота Найквиста:

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t_s}. \quad (1.24)$$

Дискретизация сигнала через одинаковые интервалы дает N точек на реализацию длины $T = N\Delta t_s$. Дискретный спектр теперь ограничен набором N частот:

$$f_n = \frac{n}{N\Delta t_s} \quad n = -\frac{N}{2}, \dots, +\frac{N}{2}. \quad (1.25)$$

Быстрое преобразование Фурье дискретного сигнала АЭ дает дискретный амплитудный спектр:

$$V_k = \sum_{n=0}^{N-1} V_n \exp\left(-i \frac{2\pi kn}{N}\right). \quad (1.26)$$

Из амплитудного спектра вычисляется оценка спектральной плотности мощности, называемая периодограммой:

$$I_V(f_k) = 2 \frac{\Delta t_s}{N} |V_k|^2, \quad (1.27)$$

с частотами $f_k = \frac{k}{N\Delta t_s}$, $k = 0, \dots, N/2$.

Метод быстрого преобразования Фурье основан на применении прямоугольного окна к данным, побочным эффектом которого является искажение спектра. В дискретной области эффекты, связанные с конечной длиной реализации, называются эффектами утечки. Выбором функции окна можно контролировать “ширину” утечки. При спектральном анализе данных АЭ в связи с конечной длиной сигнала возникает еще одна проблема. Как было показано в работе [63], единственная периодограмма, полученная по уравнению (1.26), фактически не является достаточной оценкой спектральной плотности мощности $G_V(f)$. Для надежной оценки периодограмма должна быть сглажена. Для этого разработаны различные методы усреднения спектра [65].

Усреднение периодограммы можно проводить в частотной или во временной области. Усреднение во временной области выполняется методом Уэлча [66], который заключается разбиение сигнала на k фрагментов, расчете периодограммы для каждого из фрагментов и последующего усреднения по всем фрагментам. Например, сигнал длиной 4096 точек может быть разбит на 8 сегментов по 512 точек без перекрытия (конечно, перекрытие возможно и даже желательно). Сглаженный спектр будет иметь 256 частот, тогда как начальный спектр будет иметь 2048 частот. Таким образом низкочастотное разрешение будет потеряно. В методе АЭ это не играет большой роли, так как малые частоты ограничены чувствительностью датчика и вообще в целом не представляют интерес, а скорее являются вредными, так как могут содержать шумы аппаратуры и иные помехи. Чем больше фрагментов разбиения сигнала, тем больше сглаживание итоговой периодограммы. Так как длина сигнала ограничена, чтобы увеличить число фрагментов используют перекрытие. Оптимальным перекрытием считается половина длины фрагмента. Усреднение в частотной области может быть выполнено двумя способами [67]: с помощью метода Бартлетта (усреднением по нескольким последовательным периодограмм) или усреднением по частотам (фильтрацией). В методе Бартлетта предполагается анализ k реализаций длиной N одного и того же квазистационарного процесса, вычисление периодограммы каждой реализации с последующим усреднением

$$B_V(f) = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^k I_{V_i}(f). \quad (1.28)$$

В обеих схемах (Уэлча и Барлетта) дисперсия оценки периодограммы составляет примерно:

$$\text{var } B_V(f) = G_V(f)^2 / k. \quad (1.29)$$

Как видно, при увеличении числа реализаций в методе Бартлетта (фрагментов в методе Уэлча) дисперсия периодограммы уменьшается. Заметим, что сочетание двух методов: усреднения полосы частот и усреднения по ансамблю, может быть выполнено в любой последовательности. На практике при обработке АЭ принято проводить усреднение по ансамблю после усреднения по полосе частот.

Простейшим алгоритмом усреднения по частотам является прямоугольное сглаживание скользящим средним. При этом каждая точка периодограммы заменяется арифметическим средним M соседних точек. Сглаженный АЭ спектр, как правило, намного проще анализировать, его форма и частотная структура ясна, несмотря на потерю частотного разрешения. Более эффективно использовать не прямоугольное окно для сглаживания, а окно Хеннинга $W_f(\nu)$, при этом каждой точке в усредняемом окне приписывается определенный вес согласно выражению:

$$W_f(\nu_n) = 0.5 \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi n}{M-1} \right) \right], \quad n = 0, \dots, \frac{M-1}{2}, \quad W_f(-\nu_n) = W_f(\nu_n) \quad (1.30)$$

, где M должно быть нечетным. Такое окно используется для сглаживания спектра АЭ при решении реальных задач [63]. Гладкость, разрешающая способность и дисперсия спектральных оценок контролируются выбором оконной функции и ее ширины M [69]. При этом в исследованиях [62, 63] было показано, что при анализе АЭ форма спектрального окна менее важна, чем его ширина. Также сглаживание можно проводить повторно, усредняя уже ранее сглаженный спектр. В некоторых случаях это может быть полезно; хотя при каждой последующей итерации эффект сглаживания снижается. Успешные примеры применения оконного сглаживания периодограммы были продемонстрированы в исследовании АЭ при пластической деформации различных монокристаллов [63].

1.1.2 Вейвлет анализ

Гармонические базисные функции преобразования Фурье локализованы в частотной области, в то время как импульсные базисные функции типа дельта функций Кронекера предельно локализованы во временной области и "распределены" по всем частотам. Существуют функции, занимающие промежуточное положение между импульсными и гармоническими функциями. Они локализованы и во временной, и в частотной области. Такие функции называются вейвлетами. Использование вейвлет-преобразования позволяет выявить высокочастотные компоненты сигнала с более высоким разрешением, чем низкочастотные компоненты. Ниже будут даны основные определения, а подробное изложение теории вейвлет-преобразований можно найти в [70, 71].

Непрерывное вейвлет-преобразование (НВП) заданного сигнала $x(t)$ определяется как его свертка с некоторой базисной функцией ψ :

$$CWT(a, b) \equiv X_w(a, b) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt = 0 \quad (1.31)$$

, где a - параметр растяжения, растягивающий либо сжимающий сигнал; b - параметр положения, показывающий сдвиг по времени; ψ - базисная функция вейвлета, удовлетворяющая следующим условиям:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(t) dt &= 0 & (a) \\ \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi^*(t)|^2 dt &= 0 & (b) \end{aligned} \quad (1.32)$$

То есть вейвлет-функция имеет нулевое среднее значение и конечную энергию. Семейство вейвлетов $\psi_{b,a}(t)$ генерируется из одной базисной функции ψ путем ее трансляции и растяжения:

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \psi \left(\frac{t-b}{a} \right). \quad (1.33)$$

Коэффициент $\sqrt{|a|}$ нормирует энергию на разных масштабах. Исходный сигнал может быть восстановлен деконволюцией, то есть интегрированием по всем масштабам и положениям:

$$x(t) = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{a^2} X_w(a, b) \frac{1}{\sqrt{a}} \psi \left(\frac{t-b}{a} \right) da db, \quad C_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|F_\psi(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega. \quad (1.34)$$

Интеграл измеряет локальное сходство формы сигнала и формы вейвлета. На малых масштабах проявляются высокочастотные компоненты, в то время как при больших значениях параметра растяжения улавливаются низкочастотные особенности сигнала.

Дискретное вейвлет-преобразование (по аналогии с непрерывным и дискретным преобразованием Фурье) определяется следующим образом:

$$DWT(kj) \equiv d_{kj} = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi_{kj}(t) dt \quad (1.35)$$

, где дискретные коэффициенты d_{kj} представляют двумерную матрицу, а индексы k и j соответствуют масштабированию и трансляции соответственно. Функция $\psi_{kj}(t)$ представляет собой дискретное семейство вейвлет-функций:

$$\psi_{kj}(t) = \frac{1}{\sqrt{a_0^k}} \psi \left(\frac{t - jb_0 a_0^k}{a_0^k} \right). \quad (1.36)$$

Обратное дискретное вейвлет-преобразование восстанавливает исходный сигнал:

$$x(t) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} d_{jk} \psi_{jk}(t). \quad (1.37)$$

При преобразовании Фурье информация о времени содержится в фазах коэффициентов Фурье. При построении энергетического спектра, информация о фазе теряется. По этой причине спектр Фурье не подходит для исследования прерывистых и нестационарных данных, где время возникновения событий важно для описания явления. В этом плане вейвлет-преобразование обладает преимуществами перед Фурье-анализом. Базисы вейвлетов могут быть хорошо локализованными как по времени, так и по частоте. При наличии в исследуемых сигналах хорошо локализованных процессов разных масштабов можно рассматривать только интересующие в данном случае масштабные уровни разложения. Существует достаточно большое разнообразие базисных функций, ориентированных на решение разнообразных задач. Вейвлеты широко используются в практике обработки сигналов АЭ в случаях, когда представляет интерес распознавание специфических особенностей в частотно-временном пространстве [72-76]. Множество приложений вейвлет-анализа для удаления шума, фильтрации и анализа данных можно найти в [77].

1.2.3 Кластерный анализ

Проблема кластеризации в методе акустической эмиссии заключается в разделении потока событий АЭ на группы. Принципиальная возможность кластеризации обусловлена тем, что за генерацию сигналов АЭ отвечает несколько физических механизмов (деформация скольжением, механическое двойникование, рост трещины и др.). Различие в источниках АЭ обуславливает и различие в самих сигналах. Кластеризация сигналов осуществима в принципе путем объединения схожих между собой сигналов в группы по некоторому количественному признаку. В таком случае необходимо определить количественно особенности, характеризующие ту или иную категорию сигналов (кластер). Простейшим выбором количественных характеристик является ограниченный набор параметров, таких как энергия, пиковое напряжение, среднее значение, средняя частота и т. д.. Можно определить различные статистические процедуры для автоматической кластеризации сигналов без каких-либо предварительных предположений относительно характеристик кластеров, отражающих источники различной природы. Распространенные схемы кластеризации предусматривают минимизацию степени различия между элементами в каждом кластере, в то же время различие между элементами различных кластеров максимизируется.

Популярным методом кластеризации является метод К-средних [65, 78] где целевой (минимизируемой) функцией является E_K - среднее квадратическое расстояние между элементом x_k и ближайшим центроидом (центром тяжести) x_c некоторого кластера

$$E_K = \sum_k |x_k - x_{c(x_k)}|^2. \quad (1.38)$$

, где $c(x_k)$ - это индекс центроида, ближайшего к элементу x_k . Алгоритм начинается с разбиения входных точек на k начальных кластеров произвольно или с использованием некоторого правила. Затем вычисляется центроид или центр тяжести каждого кластера. Каждый элемент связывается с некоторым центроидом. При добавлении нового элемента центроидом пересчитываются, при этом число кластеров может изменяться. Далее продолжается чередование этих двух шагов пока не будет достигнута сходимость, при которой центроиды больше не изменяются.

В качестве естественного развития и усовершенствования метода k-средних был разработан метод кластеризации c-средних на основе нечеткой логики [79, 80]. В этом методе одному элементу разрешено принадлежать к двум или более кластерам. В рамках этого подхода массив данных $\{x_1, \dots, x_N\} \in R$ группируется в C «нечетких» кластеров. Критериальная функция, минимизируемая на каждой итерации (аналогичной для ф. (1.38) метода k - средних), вычисляется как:

$$E_m^c(u, c) = \sum_{i=1}^C \sum_{j=1}^N u_{ij}^m \|x_i - c_j\|^2, \quad 1 \leq m \leq \infty \quad (1.39)$$

, где m – параметр нечеткости, u_{ij} - степень принадлежности элемента x_i к кластеру j , c_j - d-мерный центр тяжести кластера, и $\|x_i - c_j\|$ эта норма, выражающая сходство между измеренными данными и центром тяжести. Последняя может быть фактически любой действительной метрикой или функцией расстояния (евклидово расстояние, корреляционное расстояние, метрика Махаланобиса, Пирсона и т. д.). Наиболее популярным и эффективным методом оптимизации функции (1.39) является алгоритм нечетких c-средних, в котором чередуется оптимизация $E_m^c(u, c^*)|_{c-fixed}$ относительно принадлежности к кластеру и $E_m^c(u^*, c)|_{u-fixed}$ относительно центроидов кластеров c_j . Центроиды кластеров пересчитываются согласно выражению:

$$c_j = \frac{\sum_{i=1}^N u_{ij}^m x_i}{\sum_{i=1}^N u_{ij}^m}, \quad for \quad j = 1, \dots, C \quad (1.40)$$

, а затем обновляется принадлежность элементов к кластерам.

$$u_{ij} = \sum_{k=1}^C \left(\frac{\|x_i - c_j\|}{\|x_i - c_k\|} \right)^{\frac{2}{m-1}}, \quad for \quad \begin{matrix} i = 1, \dots, C \\ j = 1, \dots, N \end{matrix} \quad (1.41)$$

Итерации продолжается последовательным чередованием шагов, показанных выше, пока не будет достигнут критерий сходимости $\|u_{ij}^{(k+1)} - u_{ij}^{(k)}\| < \varepsilon$, $0 < \varepsilon < 1$, при заданном уровне толерантности ε .

В качестве количественных особенностей, характеризующих ту или иную категорию сигналов, могут выступать не только частотные и временные параметры АЭ, но и сама форма спектральной плотности мощности сигнала. Например, в работе [79] была выбрана мера расстояния между двумя спектрами, известная как «коэффициент дискриминации»

$$R^2 = 1 - \sigma_r^2 / \sigma_h^2 \quad (1.42)$$

, где σ_r^2 - остаточная дисперсия, а σ_h^2 - обычная первоначальная дисперсия спектральной плотности мощности, рассчитываемые по следующим формулам:

$$\sigma_r^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (h_{1i} - h_{2i})^2}{n-2}; \quad \sigma_G^2 = \frac{\sum_{i=1}^n h_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n h_i \right)^2}{n-1} \quad (1.43)$$

, где h_{1i} , - и h_{2i} нормированные спектральные составляющие, соответствующие частоте f_i . Если h_1 и h_2 принадлежат различным кластерам, то отношение σ_r^2 / σ_h^2 равно единице ($R^2 = 0$). Если h_1 и h_2 сильно схожи, то остаточной дисперсии нет и σ_r^2 / σ_h^2 будет равно нулю ($R^2 = 1$).

Алгоритм адаптивной последовательной кластеризации методом k-средних (ASK)

Метод k-средних, как и метод с-средних также может быть также непосредственно применен к спектральной плотности мощности АЭ, а не к набору параметров. Например, алгоритм адаптивной последовательной кластеризации методом k-средних (ASK), впервые предложенный и подробно описанный в работе [81], использует в качестве признака разделения сигналов их спектр. Алгоритм ASK состоит из нескольких шагов:

- 1) Определение нижней границы параметра R, отражающего расстояние между кластерами и отвечающего за создание новых кластеров. Для этого необходим довольно длинный участок шума в начале сигнала АЭ.
- 2) При поступлении первого фрагмента сигнала x_1 вычисляется его спектр и создается первый кластер с центроидом $c_1 = x_1$.
- 3) При поступлении последующего фрагмента сигнала x_i снова рассчитывается величина R. Затем вычисляется расстояние между текущим спектром и центроидами всех кластеров. Определяется ближайший к текущему кластер с центроидом c_i . Если расстояние между текущим спектром и ближайшим к нему центроидом меньше R, то текущий фрагмент сигнала относится к i-тому кластеру. Затем пересчитываются параметры кластера : центроид c_i , параметры

"однородности" и текущего кластера "перекрытия" кластеров. Если расстояние между текущим сигналом и ближайшим центроидом больше R , то из текущего фрейма создается новый кластер. Параметры "однородности" и "перекрытия" пересчитываются, и если расстояние между новым кластером и ближайшим к нему меньше характеристики "перекрытия", то кластеры объединяются.

4) Предыдущий шаг выполняется пока не будет пройден весь анализируемый сигнал АЭ.

Таким образом, метод ASK имеет ряд значительных особенностей:

- число кластеров определяется автоматически во время процесса кластеризации; при этом необходимо лишь ограничить максимальное число кластеров и минимальный размер кластера;
- алгоритм способен работать в режиме онлайн мониторинга, то есть проводить кластеризацию по ходу испытания с регистрацией АЭ;
- в отличие от многих других методов алгоритм не требует множественного прогона всего сигнала;
- ключевым параметром метода является выбираемая метрика, характеризующая расстояние между спектрами;
- характеристика наблюдаемого шума используется в ходе работы алгоритма;

Упомянутые особенности метода обуславливают как его преимущества, так и недостатки. Метод не требует значительных вычислительных затрат и имеет высокую скорость обработки. Алгоритм пригоден для внедрения в системы мониторинга опасных промышленных объектов. Предложенным методом можно анализировать непрерывные сигналы любой природы. Чувствительность метода к параметрам шума является недостатком метода.

Алгоритм ASK был успешно применен на практике для идентификации источников АЭ. Так, в работе [81] при испытаниях на рост трещины удалось разделить сигналы, связанные с ростом трещины, разрушением частиц второй фазы и пластической деформацией, а также точно определить момент начала роста трещины. В той же работе удалось правильно определить момент начала износа, вызванного нарушением смазочной пленки в подшипниках и обнаружено три последовательно сменяющих друг друга источника эмиссии – шум, износ при нарушении смазки, катастрофический износ перед выходом из строя. Используя кластерный анализ, в работе [82] был определен индивидуальный вклад нескольких механизмов (скольжение, двойникование, образование дефектов упаковки, мартенситное превращение) в суммарную деформацию на разных этапах нагружения при испытании TWIP/TRIP сталей. С помощью метода ASK также были идентифицированы ведущие механизмы деформации на разных стадиях циклического нагружения магниевых образцов [83].

1.2.4 Методы выделения полезного сигнала из шума

Нежелательная фоновая компонента, неизбежно присутствующая в любом сигнале и скрывающая его полезную составляющую называется шумом. Искажения сигнала, вносимые измерительной системой, каналами передачи, а также внешними факторами – это главная проблема в технике регистрации АЭ и последующей обработке данных [84].

Успех обработки сигнала зачастую зависит от полноты знаний о природе шума, ведь его характеристики можно использовать для отделения полезной компоненты. Источники шума могут быть акустическими, тепловыми, электромагнитными, также существует шум аналого-цифрового преобразования и шум измерительного тракта. В зависимости от частотного состава шумовые сигналы делят на несколько групп: белый шум с плоским спектром – одинаковая спектральная плотность на всех частотах; ограниченный белый шум - белый шум в ограниченном частотном диапазоне; импульсный шум представляет короткие импульсы случайной длительности и амплитуды; переходные помехи представляют собой довольно длинные шумовые импульсы; узкополосный шум, весь спектр которого находится в узкой полосе частот; цветной шум имеет неравномерную спектральную плотность.

Первостепенной задачей любой системы обработки сигналов является обнаружение и распознавание некоторой полезной информации, в частности выделение полезного сигнала на фоне шумового, в чем и заключается проблема детектирования. В данном подразделе литературного обзора будут рассмотрены разнообразные методы детектирования и их приложения.

1.2.4.1 Вычитание адаптивного шума

В некоторых случаях наблюдаемый сигнал является суммой шумовой компоненты $n(m)$ и полезной компоненты $x(m)$:

$$y(m) = x(m) + n(m). \quad (1.44)$$

Здесь и далее индекс m здесь обозначает дискретное время. В некоторых редких случаях можно измерить амплитуду шума во время регистрации сигнала в каждый отдельный момент. Такая ситуация, например, реализуется в некоторых телекоммуникационных системах. Один датчик-микрофон регистрирует речевой сигнал наряду с фоновым шумом, второй микрофон регистрирует только шум и расположен дальше от говорящего. В режиме реального времени происходит вычитание амплитуды шума из первого сигнала, и уже затем полученный сигнал передается далее [85, 86]. Ниже приведен пример вычитания шума искусственного зашумленного сигнала (рисунок 1.3).

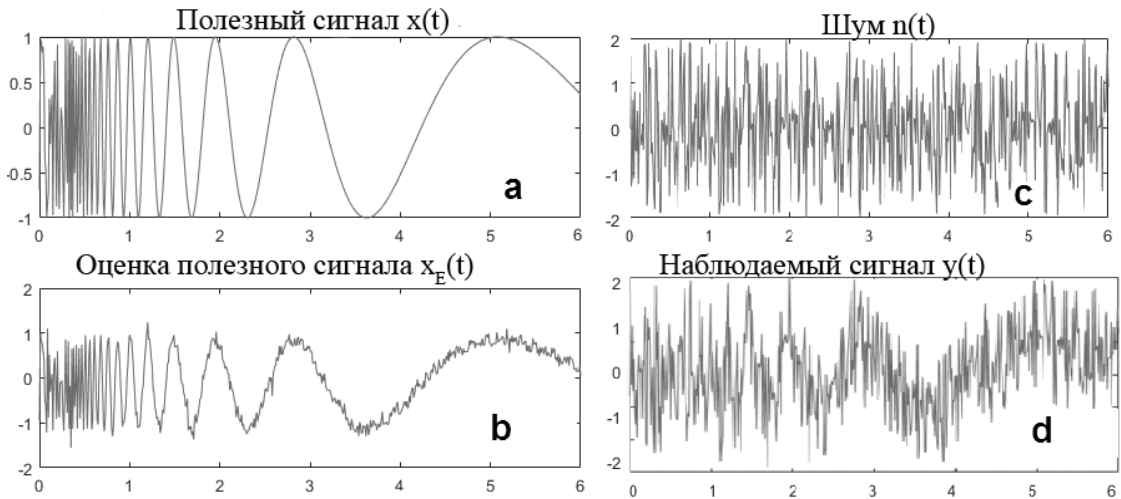


Рисунок 1.3 – Метод вычитания адаптивного шума. (а) – полезный сигнал, (б) - оценка полезного сигнала, (с) – шум, (d) – наблюдаемый сигнал.

1.2.4.2 Винеровская фильтрация

В большинстве случаев невозможно непосредственно измерить амплитуду шумовой компоненты, и наблюдаемый зашумленный сигнал является единственным. Тогда вычитания шума не может быть реализовано. Тем не менее, зная спектральные характеристики шума можно уменьшить его влияние путем винеровской фильтрации [87].

Фильтрация такого типа основана на предположении, что в шуме содержится сигнал *заранее определенного известного вида*. На рисунке 1.4 показана схема редукции адаптивного шума с помощью фильтра Винера. Наблюдаемыми является зашумленный сигнал $y(m)$ и предполагаемый вид искомого сигнала $x(m)$.

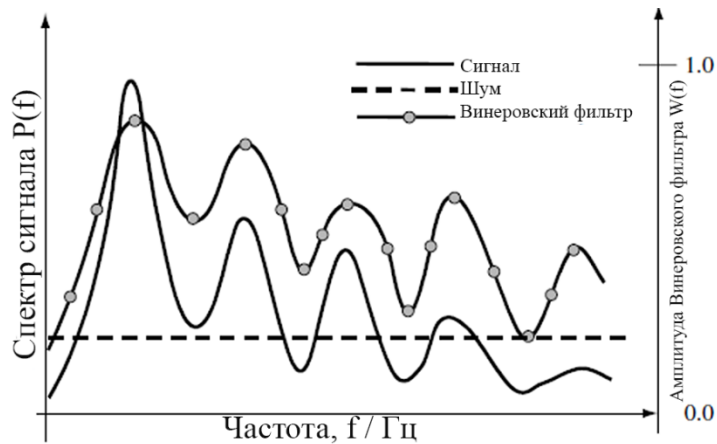


Рисунок 1.4 – Фильтр Винера. Сплошной кривой показан спектр наблюдаемого сигнала, пунктиром показан спектр белого шума, кривая с точками представляет амплитудно-частотную функцию фильтра $W(f)$.

В результате фильтрации вычисляется оценка искомого сигнала:

$$\hat{x}(m) = \sum_{k=0}^{P-1} w_k y(m-k) = \mathbf{w}^T \mathbf{y} \quad (1.45)$$

, где $y(m)$ – это наблюдаемый сигнал, а \mathbf{w} – это вектор коэффициентов фильтра $\mathbf{w}^T = [w_0, w_1, \dots, w_{P-1}]$. Разность между истинным сигналом $x(m)$ и винеровской оценкой $\hat{x}(m) = \mathbf{w}^T \mathbf{y}$ называют ошибкой фильтрации $e(m)$:

$$e(m) = x(m) - \mathbf{w}^T \mathbf{y}. \quad (1.46)$$

Перейдем от временной области к частотной. Спектр искомого сигнала рассчитывается как произведение спектра наблюдаемого сигнала и АЧХ фильтра:

$$\hat{X}(f) = W(f)Y(f). \quad (1.47)$$

Коэффициента фильтра в частотной области $W(f)$ вычисляются согласно следующему выражению:

$$W(f) = \frac{P_{XY}(f)}{P_{YY}(f)}. \quad (1.48)$$

, где $P_{YY}(f)$ – функция спектральной плотности мощности наблюдаемого сигнала, а $P_{XY}(f)$ – смешанная функция спектральной плотности мощности наблюдаемого и истинного сигналов.

Переходя к задаче редукции шума, рассмотрим наблюдаемый сигнал в виде суммы полезного сигнала и шумовой компоненты (1.44). Если допустить, что полезный сигнал не зависит от шумового, можно получить формулу для определения коэффициентов фильтра во временной области:

$$\mathbf{w} = (\mathbf{R}_{xx} + \mathbf{R}_{nn})^{-1} \mathbf{r}_{xx}. \quad (1.49)$$

Здесь \mathbf{R}_{xx} и \mathbf{R}_{nn} – автокорреляционные матрицы полезного сигнала и шума соответственно, \mathbf{r}_{xx} – автокорреляционная функция исходного сигнала. Амплитудно-частотная характеристика фильтра будет определяться выражением:

$$\mathbf{W}(f) = \frac{\mathbf{P}_{xx}(f)}{\mathbf{P}_{xx}(f) + \mathbf{P}_{nn}(f)} = \frac{SNR(f)}{SNR(f) + 1} \quad (1.50)$$

, где $SNR(f) = P_{xx}(f) / P_{nn}(f)$ обозначает отношение сигнал-шум.

АЧХ фильтра $W(f)$ может принимать любые значения в отрезке $[0, 1]$. В предельном случае очень высокого отношения сигнал-шум $SNR \rightarrow \infty$ и $W(f) \approx 1$. В этом случае спектр наблюдаемого сигнала хорошо различим над шумом и фильтр практически не изменяет исходный сигнал. Реальное уменьшение шума за счет винеровской фильтрации обеспечивается при невысоком отношении сигнал-шум, когда спектр сигнала становится меньше уровня шума [88].

При анализе всего сигнала целиком необходимо выполнение условия стационарности сигнала. Однако, можно обрабатывать поступающий сигнал последовательно, рассчитывая для каждого фрагмента коэффициенты фильтра. Такие фильтры называют адаптивными, и они широко применяются при анализе аудио- сигналов и изображений [89, 90].

1.2.4.3 Деконволюция

Рассмотрим путь распространения упругой волны от источника релаксации напряжений к датчику с преобразованием в цифровой сигнал. Распространяясь по образцу от источника, упругая волна претерпевает влияние среды, затем с помощью датчика – пьезопреобразователя преобразуется в электрический сигнал, который в свою очередь преобразуется в цифровой сигнал и отправляется на компьютер. Кроме того, одновременно регистрируются шумовые компоненты различной природы. В предположении линейности и стационарности системы наблюдаемый сигнал будет складываться из шумовой компоненты и свертки исходного сигнала $x(m)$ с импульсным откликом системы измерения $h(m)$:

$$y(m) = x(m) * h(m) + n(m). \quad (1.51)$$

Переходя в частотную область с помощью преобразования Фурье, свертка заменяется произведением спектра наблюдаемого сигнала и функции отклика системы:

$$Y(f) = X(f)H(f) + N(f). \quad (1.52)$$

Если отсутствуют внешние шумы и отклик системы точно известен, то можно восстановить исходный сигнал, решая обратную задачу:

$$\hat{x}(m) = \sum_{k=0}^{P-1} \hat{h}^{inv}(k)y(m-k), \quad (1.53)$$

$$\hat{X}(f) = \hat{H}^{inv}(f)Y(f). \quad (1.54)$$

Здесь $\hat{h}^{inv}(m)$ и $\hat{H}^{inv}(f)$ - обратный импульсный отклик и АЧХ системы соответственно.

Как правило, импульсный отклик системы измерения не известен. Для его восстановления необходимо возбудить систему измерения точечным δ -импульсом. Кроме того, практически невозможно избежать наличия шума на выходе системы. Для решения в подобных случаях существует метод *слепой эквализации*. Он применяется для устранения перекрытия символов, при распознавании речи, при удалении размытости изображений и звуковых записей, а также при анализе сейсмограмм [91-95]. Тем не менее, слепая эквализация возможна только когда исследователь располагает полезными сведениями об исходном сигнале и свойствах регистрирующей его системы [96].

1.2.5 Методы детектирования сигналов

Анализ АЭ, как и анализ сейсмических временных рядов, начинается с детектирования событий, что имеет первостепенное значение для дальнейшей обработки. В литературе предложено не мало алгоритмов, определяющих наиболее вероятное местоположение источников эмиссии при минимальной ошибке локации [97-100]. Существуют более точные и сложные схемы, основанные на различных статистических процедурах: авторегрессионные методы (AR) и методы взаимной корреляции [101, 102], алгоритмы, основанные на фрактальной размерности [103, 104], статистике высшего порядка [105], алгоритмы на основе информационного критерия Акаике (AIC) [106], такие как AR-AIC picker [107-109], и EMD-AIC picker [110, 111], а также методы на основе нейронных сетей [112,113]. Последние оказываются эффективными в ряде конкретных случаев, но требуют адекватного обучения сети, что не всегда возможно. Следует выделить также методы шумоподавления [114-116], детектирования и локации [117-123], категоризации сигналов [118], в основе которых лежит вейвлет анализ [124, 125].

Несмотря на то, что было разработано множество методов обнаружения сигналов, в широкой практике используются только относительно простые алгоритмы детектирования. Это связывают с тем, что при малом отношении сигнал-шум (SNR) большинство методов либо имеют тенденцию к сбою, либо требуют слишком больших вычислительных затрат. Более полный обзор можно найти в работах [126] и [127], где также подчеркивается, что, несмотря на огромное количество исследований в этой области, алгоритмы детектирования не достигли требуемой эффективности.

1.2.5.1 Классический метод детектирования по порогу

Самым простым и самым старым алгоритмом детектирования является пороговый детектор. [128], в котором событие отмечается просто при превышении предварительно установленного амплитудного порога. Также существует его разновидность - среднеквадратичный пороговый триггер, в котором с порогом сравнивается среднеквадратичное значения амплитуды, вычисленное в коротком временном окне. Такой вариант менее чувствителен к импульсным шумам, однако на практике его используют редко.

Хотя этот метод успешно используется во многих случаях, где отношение сигнал-шум значительно меньше 10 дБ, его точность быстро ухудшается с уменьшением SNR [124]. Обычные для неразрушающего контроля параметры, такие как активность АЭ и общее количество событий, особенно сильно зависят от произвольности установки порога, что приводит к ошибкам

в данных АЭ и затрудняет их интерпретацию. Несмотря на очевидные ограничения, связанные с неспособностью обнаружить события низкой амплитуды [97, 128], фиксированный порог все еще является единственным методом, реализованным в коммерческих АЭ системах.

1.2.5.2 Метод отношения усредненного в коротком окне к усредненному в длинном окне (STA/LTA)

На сегодняшний день метод STA/LTA является самым популярным алгоритмом, используемым при анализе микросейсмичности [129]. Суть метода заключается в вычислении отношения усредненного значения в коротком и длинном окнах (STA/LTA). Короткое временное окно (STA) чувствительно к малым событиям, в то время как длинное временное окно (LTA) предоставляет информацию о шуме. Начало и конец события определяется как момент пересечения отношением STA/LTA порогов включения (trigger on) и выключения (trigger off).

На рисунке 1.5 показано типичная дискретная АЭ и параметры алгоритма STA/LTA: а - сигнал АЭ; b - абсолютный сигнал, усредненный в коротком (STA) и длинном (LTA) окнах; с - отношение STA/LTA, пороги включения и выключения показаны пунктирной и сплошной горизонтальными линиями соответственно

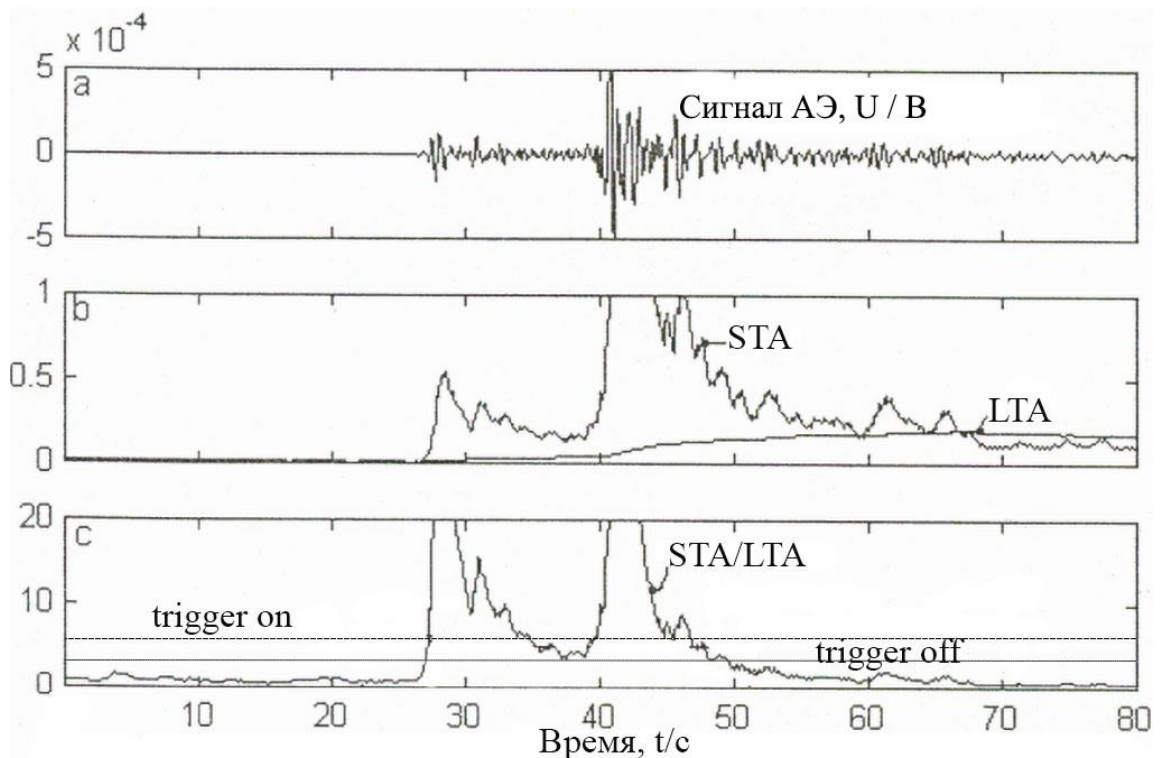


Рисунок 1.5 – Принцип работы STA/LTA триггера (пояснения см. в тексте выше).

Как правило, длина STA должна быть больше, чем несколько периодов ожидаемого сигнала, но не меньше чем, самые короткие события. При уменьшении STA растет чувствительность триггера к кратковременным быстрым всплескам, но как следствие могут регистрироваться ложные события, например, в виде импульсного шума аппаратуры. Выбор оптимального значения STA заключается в балансировании между этими двумя факторами. При уменьшении LTA снижается чувствительность к малым событиям (так как отношение STA/LTA при этом падает). Порог выключения определяет, прежде всего, длину детектируемого события. А порог включения в наибольшей степени определяет какие события будут записаны, а какие нет. Чем выше установленное значение, тем меньше число зарегистрированных событий, но и меньше ложных срабатываний. И наоборот, чем ниже выбран пороговый уровень, тем больше чувствительность и больше ложных срабатываний. Значение оптимального порога включения зависит от общего уровня шума, его нестационарности и наличия импульсных помех.

Выбор параметров алгоритма детектирования также зависит от применения полосового частотного фильтра сигнала АЭ. Рабочая полоса частот фильтра не должна содержать пиковых составляющих шума, и в тоже время должна включать частоты с максимальными энергиями полезного сигнала. При соблюдении этих условий можно достичь максимальной эффективности метода.

Как видно, алгоритм STA/LTA весьма гибок и прост. Процент задетектированных слабых событий значительно увеличивается по сравнению с классическим пороговым методом и, в то же время, уменьшается регистрация ложных всплесков, растет точность определения прихода волны. Тем не менее, чтобы добиться максимального результата, необходима тщательная настройка параметров исходя из особенностей сигнала и поставленной задачи [130].

1.2.5.3 Метод детектирования на основе вейвлет-преобразования

Пороговые методы хорошо работают только при большом отношении сигнал-шум, и не справляются с задачей в случае сильно зашумленного сигнала. В таких случаях необходимо применять более сложные методы, среди которых метод детектирования на основе вейвлет-преобразования (wavelet based phase picker, сокращенно WTPP) [131].

Принцип работы алгоритма основан на использовании коэффициентов вейвлет-преобразования для принятия решения о наличии полезного события в сигнале. Для точного детектирования времени коротких событий на первом этапе алгоритма производится аппроксимация АЧХ используемого пьезоэлектрического преобразователя, так как от максимальной частоты АЧХ датчика зависит минимальная длительность зарегистрированного сигнала. Для регистрации АЭ используются как правило резонансные датчики с нелинейной

многомодальной АЧХ [131], которые можно приближенно описать набором гауссовых функций $S_g = \{Normal(\mu_i, \sigma_i), i=1, \dots, n\}$, где i – индекс резонанса, а σ_i и μ_i – стандартное отклонение и среднее i -функции Гаусса. На рисунке 1.6 показан пример аппроксимации частотной характеристики датчика типа PICO.

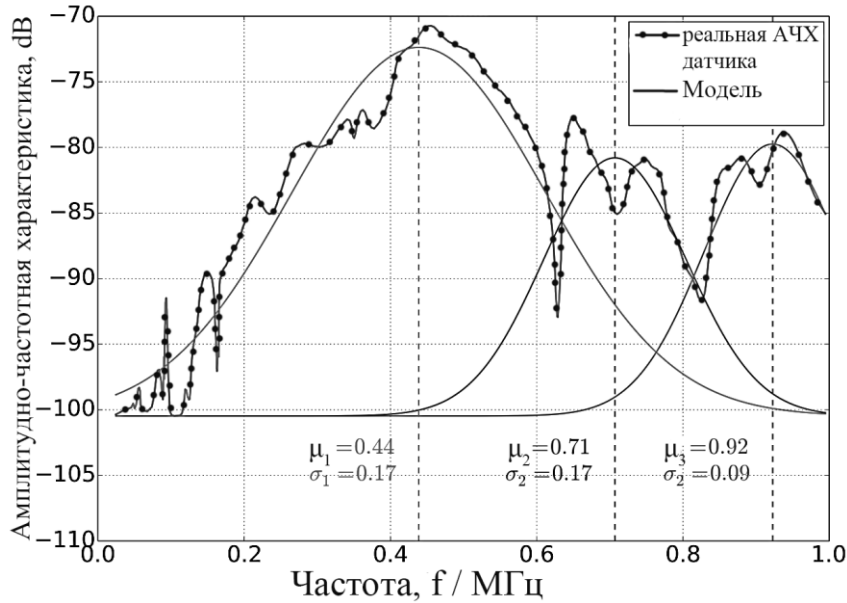


Рисунок 1.6 – АЧХ пьезопреобразователя АЭ PICO (РАС), сплошными линиями показаны гауссовы функции, аппроксимирующие реальные резонансные пики.

Для вычисления уровня декомпозиции вейвлет-преобразования необходимо оценить время нарастания сигнала t_r . Для этого используется выражение для автоколебательной системы второго порядка:

$$t_r \cdot \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\zeta^2}} \left(\pi - \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{1-\zeta^2}}{\zeta} \right) \right), \quad (1.55)$$

$$\zeta = \frac{1}{2Q^2}, \quad (1.56)$$

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f^2} \quad (1.57)$$

, где ζ – коэффициент затухания, Q – добротность. Для вычисления добротности необходимо оценить резонансную частоту f_r и ширину полосы пропускания Δf для каждого уровня вейвлет декомпозиции. Число уровней разложения вейвлет декомпозиции ограничивается половиной частоты дискретизации. Далее оценивается размер блока L_0 анализируемого сигнала по методу «NeighBlock» согласно работе [132]. На финальном этапе вычисляется вероятность присутствия

сигнала в исходном потоке и определяется время прихода сигнала по положению первой ненулевой точки временного ряда вероятностей присутствия сигнала.

Пример детектирования фронта и длительности синтетического сигнала с низким отношением сигнал/шум приведен на рисунке 1.7, который был получен при анализе сигналов АЭ с очень высоким зашумлением [133].

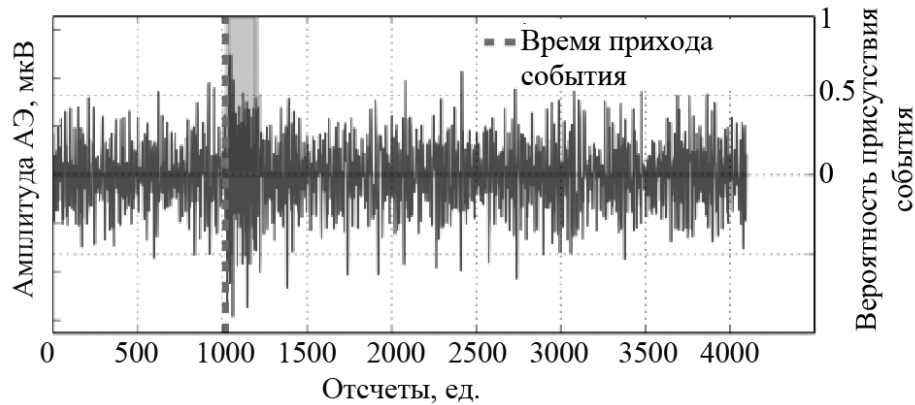


Рисунок 1.7 – Пример вычисления функции вероятности присутствия события и определение времени прихода фронта.

1.2.6 Методы обнаружения моментов разладки

В физике прочности и пластичности особый интерес вызывают такие частные вопросы как предупредительные признаки локализации пластической деформации и разрушения [134, 135], конкуренция и взаимная роль в упрочнении металлов нескольких механизмов пластической деформации [136], ранняя идентификация опасного состояния объектов неразрушающего контроля [137] и т.д. Все эти случаи объединены общей проблемой обнаружения переходов между стадиями эволюции некоторого процесса. С позиции метода АЭ проблема проявляется в идентификации особенностей непрерывного случайного сигнала, характеризующих внутреннее развитие объекта исследования. В промышленности в области контроля качества возникают аналогичные практические проблемы, которые зачастую сводятся к резким изменениям параметрических моделей анализируемых данных. Ниже рассмотрим несколько популярных методов обнаружения скачкообразных изменений сигналов.

1.2.6.1 Алгоритм кумулятивной суммы

В некоторых случаях при анализе сигналов можно предположить, что наблюдаемый временной ряд y_i представляет нормально распределенную величину со скачкообразно

меняющимся средним μ_i . На полезный сигнал накладывается шум ε_i , Индекс i обозначает дискретное время $i = 1, 2, \dots, n$.

$$y_i = \mu_i + \varepsilon_i, \quad (1.58)$$

$$\mu_i = \begin{cases} \mu_0, & i \leq r-1 \\ \mu_1, & i \geq r \end{cases}. \quad (1.59)$$

Пусть среднее временного ряда y_i скачкообразно меняется в момент t_r . Тогда фрагмент сигнала до момента t_r подчиняется распределению Гаусса со средним μ_0 , а фрагмент сигнала после скачка t_r подчиняется распределению Гаусса со средним μ_1 . При отсутствии скачка вся исследуемая реализация подчиняется распределению Гаусса со средним μ_0 . Отношение функций правдоподобия при условии независимости элементов временного ряда для упомянутых гипотез будет иметь вид:

$$\frac{\prod_{i=1}^{r-1} p_0(y_i) \prod_{i=r}^n p_1(y_i)}{\prod_{i=1}^n p_0(y_i)} = \prod_{i=r}^n \frac{p_1(y_i)}{p_0(y_i)} \quad (1.60)$$

, где $p(y)$ - функция плотности вероятности нормального распределения:

$$p(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.61)$$

Вычислим логарифм отношения функция правдоподобия (1.60)

$$\Lambda(r) = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma^2} \sum_{i=r}^n (y_i - \frac{\mu_1 + \mu_0}{2}). \quad (1.62)$$

Момент скачка t_r можно вычислить, как аргумент максимума $\Lambda(r)$:

$$t_r = \arg \max_{1 \leq r \leq n} \Lambda(r). \quad (1.63)$$

Описанный выше способ применим только в случае доступности всего сигнала целиком [138, 139]. При этом главная задача заключается в как можно более точном определении момента скачка. Другой вариант применения кумулятивной суммы состоит в последовательном анализе поступающего сигнала для своевременного предупреждения о происходящих критических скачках исследуемой величины.

На рисунке 1.8 представлен пример работы offline CUSUM. Был сгенерирован сигнал согласно выражениям (1.58), (1.59). Далее был вычислен логарифм отношения функций правдоподобия $\Lambda(r)$ как функция параметра r , где $0 \leq r \leq n-1$. Как можно видеть на графике, значение r в максимуме функции $\Lambda(r)$ точно совпало с моментом скачка сигнала.

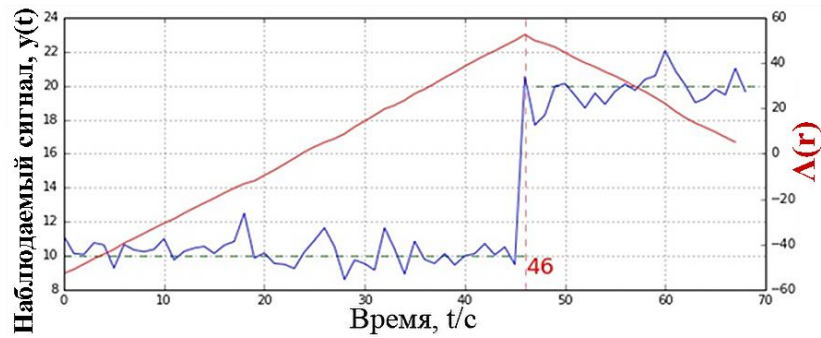


Рисунок 1.8 – Применение метода CUSUM для нахождения момента скачка сигнала.

Рассматриваемую модель данных можно усложнить. Пусть среднее значение после скачка теперь не известно. Начальное среднее считается известным, так как его можно оценить из данных. В таком случае необходимо найти как и величину скачка, так и его положение.

Выражение (1.62) в этом случае принимает вид:

$$\Lambda(r, v) = \frac{v}{\sigma^2} \sum_{i=r}^n (y_i - \mu_0 - \frac{v}{2}) \quad (1.64)$$

, где $v = \mu_1 - \mu_0$ величина скачка. Так как теперь два неизвестных параметра, критерий максимального правдоподобия содержит два максимума:

$$t_a = \arg \max_{1 \leq r \leq n} \max_v \Lambda(r, v). \quad (1.65)$$

Можно найти значение v , максимизирующее функцию $\Lambda(r, v)$ при фиксированном значении r , применяя условие экстремума:

$$\hat{v}(r) = \frac{1}{n - r + 1} \sum_{i=r}^n (y_i - \mu_0). \quad (1.66)$$

Таким образом, функция (1.66) вычисляется для каждого значения r , что требует немалых вычислительных мощностей. На рисунке 1.9 показан пример вычисления момента скачка сигнала при неизвестной величине самого скачка.

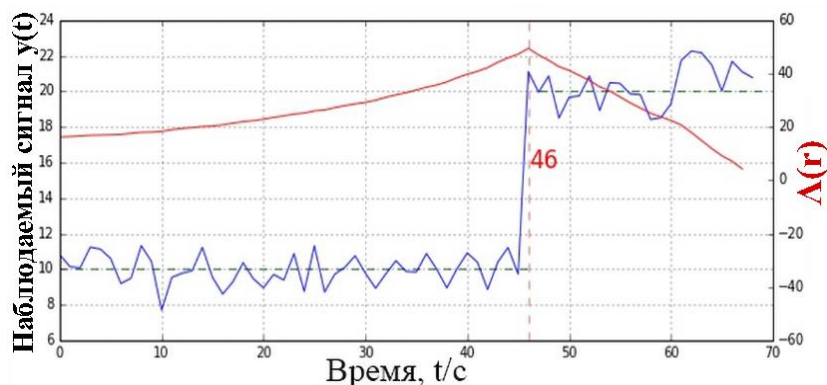


Рисунок 1.9 – Применение метода CUSUM для нахождения момента скачка сигнала при неизвестной величине скачка.

Детальное рассмотрение более сложных случаев, когда среднее наблюдаемого сигнала неизвестно, можно найти в работах [140-142] наряду с практическими приложениями метода. Применение метода кумулятивной суммы в приложении к анализу АЭ при мониторинге состояния подшипников можно найти в работе [143].

1.2.6.2 Скользящее среднее

Скользящим среднее - это функция, значение которой в каждой точке является средним значением по нескольким точкам, предыдущим текущей. Наипростейшим вариантом скользящего среднего является арифметическое среднее. Но чаще используется взвешенная сумма для учета различия между ближними и дальними точками:

$$MA = \sum_{i=k-n}^k b_i \cdot y_i \quad (1.67)$$

, где n – это размер сигнала, k – индекс текущей точки, y_i – исследуемый сигнал, b_i – весовые коэффициенты. Различается несколько видов усреднения в зависимости от способа задания весовых коэффициентов.

Конечное скользящее среднее (FMA) имеет конечный набор весовых коэффициентов, образующих убывающую арифметическую прогрессию:

$$FMA = \frac{y_{k-n} + 2 \cdot y_{k-n+1} + \dots + (n-1)y_{k-1} + n \cdot y_k}{0.5n(n+1)}. \quad (1.68)$$

Весовые коэффициенты экспоненциального скользящего среднего (GMA) образуют геометрическую прогрессию:

$$b_i = \alpha(1-\alpha)^i, \quad (1.69)$$

$$GMA = b_0 y_k + b_1 y_{k-1} + b_2 y_{k-2} + \dots + b_{n-1} y_{k-n}. \quad (1.70)$$

, где $0 < \alpha < 1$ - максимальный вес, присваиваемый текущей точке. От его значения зависит степень сглаживания данных.

Простейшим способом применения скользящего среднего для обнаружения скачкообразных изменений является сравнение усредненного наблюдаемого сигнала с постоянным уровнем тревоги [144]. Более гибким методом является последовательный критерий отношения вероятностей, в котором используются весовые коэффициенты при расчете функции правдоподобия [145].

Алгоритмы скользящего среднего часто используются для сглаживания высокочастотных колебаний и выделения линейных и периодических тенденций в анализе финансовых и экономических данных [146, 147].

Резкое изменение среднего в наблюдаемом сигнале сопровождается возрастанием модуля производной сигнала. Однако, присутствие шумовой компоненты значительных искажений вносит существенные искажения в производную. Поэтому, перед вычислением производной высокие частоты сигнала должны быть отфильтрованы. Использование отфильтрованной производной решающей функции g_k в качестве индикатора изменений лежит в основе класса одноименных алгоритмов [148]. В общем случае положения скачков будут определяться как:

$$t_a = \min\{k : \sum_{i=0}^{n-1} I\{\nabla g_{k-i} \geq h\} \geq \eta\} \quad (1.71)$$

, где $\nabla g_k = g_k - g_{k-1}$ - это дискретная производная решающей функции, $I\{\bullet\}$ это индикатор события. На практике используют два порога: h – амплитудный порог, и η – ограничение числа пересечения производной уровня h . Чаще всего на практике используется значение $\eta=2$, что позволяет избежать появления ложных тревог [149].

Пример приложения интересной разновидности метода отфильтрованной производной можно найти в [150]. Подробный обзор литературы по проблеме обнаружения момента разладки можно найти в [151-152]

1.3 Выводы к главе 1

Основная канва первой главы, посвященная принципам использования метода АЭ в физике конденсированного состояния, позволяет отметить следующие тезисы, которые являются заделом для развития диссертационной работы:

1) Сопоставление результатов различных физических экспериментов по исследованию фундаментальных механизмов генерации АЭ весьма затруднительно, ввиду использования разными авторами различной аппаратуры, отсутствия системы в выборе материалов для испытаний и несопоставимостью условий экспериментов и в этой связи, несмотря на большой объем экспериментальных данных, посвященных фундаментальным аспектам явления АЭ, общепринятые взгляды на физические механизмы генерации АЭ при пластической деформации отсутствуют. Представления о связи движения дислокаций с генерируемой АЭ довольно разнообразны и, как правило, противоречивы.

2) Тем не менее, в отсутствии фазовых превращений, не рассматриваемых в настоящей работе, надежно установленными источниками АЭ при деформации и разрушении металлов следует считать двойникование, развитие трещины (в особенности, хрупкой при разрушении матрицы или неметаллических включений), а также движение и аннигиляция дислокаций как на свободной поверхности, так и в объеме деформируемого материала. Без сомнений также факт

зависимости АЭ от множества факторов, таких как размер зерна, наличие примесей и включений, анизотропия, условия деформации и др. Также имеется ряд точных закономерностей (таких как зависимость амплитуды АЭ от длины двойника, зависимость пика энергии АЭ от концентрации примесей, скорости пластической деформации и др.), установленных экспериментально и подкрепляемых теоретически.

Анализ традиционных методов обработки акустоэмиссионных сигналов, а также обзор некоторых современных подходов к анализу сигналов выявил следующее:

1. Повсеместно применяется традиционный способ детектирования сигналов пороговым методом с последующей оценкой классических параметров сигнала АЭ. Хотя этот метод успешно используется в случаях мощного источника АЭ, он становится крайне неэффективным при обработке сигналов с низким отношением сигнал/шум, что является критическим моментом при исследовании процессов пластической деформации. Многие параметры, такие как активность АЭ и общее количество событий, особенно сильно зависят от произвольности установки порога, что приводит к ошибкам в данных АЭ и затрудняет их интерпретацию.

2. Чтобы обеспечить более глубокое и полное понимание механизмов пластической деформации и разрушения и их сложного взаимодействия в процессе нагружения, необходимо добиться однозначной и верной интерпретации АЭ сигналов посредством развития и улучшения методов обработки и анализа АЭ данных.

3. Указанные выше пункты создают системный барьер для эффективного использования метода АЭ в физике пластической деформации, однако, как будет показано в главе 2, расширить возможности и повысить чувствительность метода можно с помощью разработки алгоритмов обработки сигналов, в частности методов детектирования, основанных на современном подходе к анализу данных, что и будет реализовано.

2. РАЗРАБОТКА СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Как показал анализ литературы (смотри Главу 1) расширить возможности и повысить чувствительность метода акустической эмиссии можно благодаря внедрению современных методов обработки и анализа данных, в частности методов детектирования, кластеризации, анализа потока событий и других.

Мы убедились, что повсеместно применяемый традиционный способ детектирования сигналов пороговым методом с последующей оценкой классических параметров сигнала АЭ становится крайне неэффективным при обработке сигналов с низким отношением сигнал/шум, что является критическим моментом при исследовании процессов пластической деформации. Детектирование является необходимым шагом в обработке сигналов АЭ. От точности определения времен прихода полезных сигналов зависит точность и аккуратность определения различных параметров событий, что в свою очередь сказывается на точности статистического анализа. Перечисленные параметры сильно зависят от произвольности установки порога, что приводит к ошибкам в данных АЭ и затрудняет их интерпретацию.

Ниже будет рассмотрен разработанный в данном исследовании новый способ детектирования событий, основанный на так называемом параметре эволюции источника акустической эмиссии. [153].

2.1. Алгоритм обнаружения слабых сигналов на фоне шума (метод фи-параметра)

Чтобы сформулировать суть разработанного нами метода, необходимо рассмотреть путь формирования исходной упругой волны у развивающегося дефекта и его преобразование в цифровой сигнал акустической эмиссии, наблюдаемый оператором АЭ системы. Элементарные акты пластической деформации вызывают внезапные локальные изменения напряженного состояния материала, генерируя упругие волны, распространяющиеся сквозь среду и вызывающие колебания поверхности, регистрируемые пьезоэлектрическими преобразователями. Электрический сигнал затем усиливается, фильтруется и преобразуется в цифровой временной ряд. Таким образом, первоначальные упругие колебания возле источника эмиссии претерпевают значительные изменения при распространении и регистрации, поэтому можно рассматривать линейную систему, состоящую из последовательности преобразующих элементов. Каждый элемент преобразования сигнала можно характеризовать его функцией импульсного отклика: функцией среды $M(t)$, функцией пьезопреобразователя $T(t)$, функцией

предусилителя $P(t)$ и так далее. Вся совокупность преобразующих элементов характеризуется импульсным откликом системы $A(t)$, свертка которого с функцией эволюции самого источника $E(t)$ дает регистрируемый сигнал АЭ $U(t)$ на выходе системы измерения

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' \cdot A(t-t') \cdot E(t'). \quad (2.1)$$

По наблюдаемому сигналу $U(t)$ можно восстановить функцию источника, решая обратную задачу при известном полном отклике системы $A(t)$.

Упрощенный путь распространения упругой волны от источника эмиссии к пьезопреобразователю, установленному на поверхности нагружаемого образца, с последующим преобразованием регистрируемого смещения поверхности в цифровой сигнал для анализа на компьютере показан схематически на рисунке 2.1. Согласно работе [154] источник излучения эмиссии можно эквивалентно представить в виде модели дефекта с конкретной геометрией, либо как систему сил, действующую в точечном источнике (рисунок 2.2).

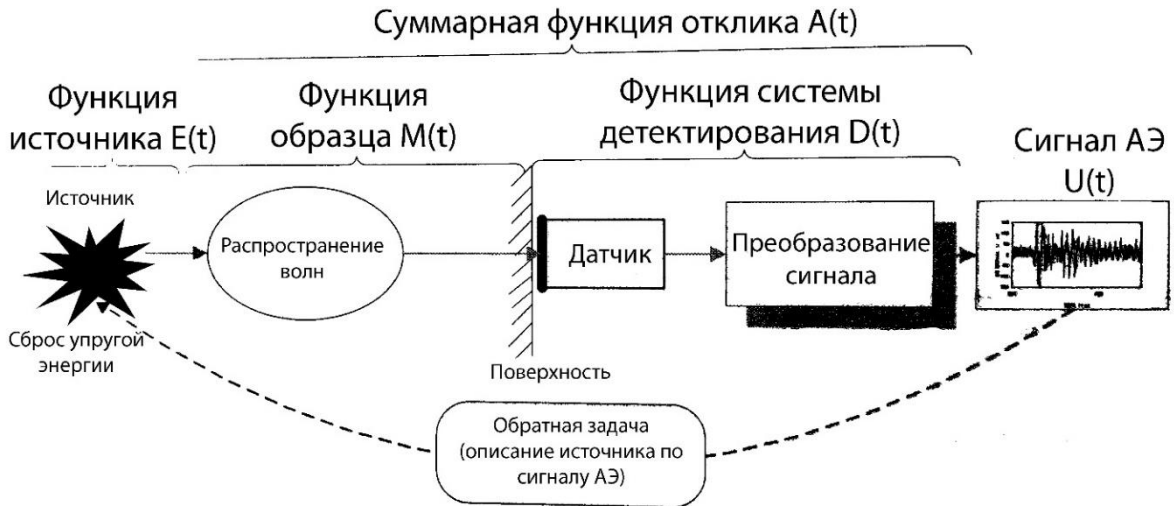


Рисунок 2.1 – Упрощенный путь распространения упругой волны от источника к датчику с последующим преобразованием регистрируемого сигнала. Наблюдаемый сигнал АЭ $U(t)$ получается, как свертка функции источника $E(t)$ и суммарной функции отклика $A(t)$, состоящей из функций отклика образца $M(t)$ и отклика системы детектирования $D(t)$.

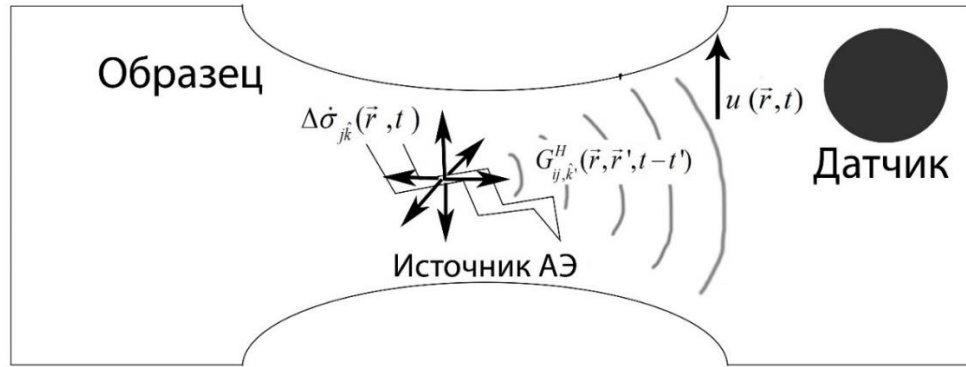


Рисунок 2.2 – Схематическое представление источника сигнала АЭ, поясняющее формулу (2.2).

Источник АЭ характеризуется тензором локальной скорости сброса напряжений $\Delta \dot{\sigma}_{jk}$; изменения, которые претерпевают исходные упругие волны при распространении, характеризуются функцией Грина $G(\vec{r}, \vec{r}', t-t')$.

Предположим, что датчик АЭ сигнала регистрирует перемещение. В таком случае, интересующая нас величина – это вектор перемещения $u_i(\vec{r}, t)$ в точке установки датчика. Решая задачу о нахождении перемещения в некоторой точке с координатами \vec{r} в момент времени t , Симонс и Клауф доказали, что $u_i(\vec{r}, t)$ в объеме V при координатах и времени в источнике \vec{r}' и t' соответственно характеризуется тензором локальной скорости сброса напряжений $\Delta \dot{\sigma}_{jk}$

$$u_i(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' \int G_{ij,\hat{k}}^H(\vec{r}, \vec{r}', t-t') \Delta \dot{\sigma}_{jk}(\vec{r}', t') dt' \quad (2.2)$$

, где $\hat{k} = (1, 2, 3, 4)$, а $i, j, k = (1, 2, 3)$. Здесь символ $G_{ij,\hat{k}}^H(\vec{r}, \vec{r}', t-t')$ обозначает частные производные тензора Грина в точке \vec{r}' в направлении \hat{k} , а тензор локальной скорости сброса напряжений $\Delta \dot{\sigma}_{jk}(\vec{r}', t')$ полностью характеризует источник излучения. Выражение (2.2) чрезвычайно сложно вычислить в общем случае не точечного источника сброса напряжений. Для решения используется ряд упрощений, допустимых для большинства типов источников АЭ:

а) аппроксимация распределенных источников разложением в ряд Тейлора относительно «центра» источника \vec{r}_0 (приближение псевдоточечного источника);

б) одинаковая временная зависимость для всех компонент тензора сброса напряжений.

Тогда выражение (2.2) преобразуется к виду

$$u_i(\vec{r}, \vec{r}_0, t) = \int G_{ij,\hat{k}}^H(\vec{r}, \vec{r}', t-t') \langle \Delta \dot{\sigma}_{jk}(t') \rangle dt' \quad (2.3)$$

, где угловыми скобками обозначено усреднение по пространственным координатам. Следующим шагом является учет отклика измерительной системы. Обычно предполагается, что сам датчик не искажает волну, распространяющуюся на поверхности, и потому его влиянием

можно пренебречь. Обозначая функцию отклика измерительной системы как $T(\vec{r}, t)$, получим напряжение зарегистрированного сигнала АЭ

$$U(t) = \iint T(\vec{r}, t-t') G_{ij, \hat{k}}^H(\vec{r}, \vec{r}', t-t') \langle \Delta \dot{\sigma}_{jk}(t') \rangle d\vec{r} dt'. \quad (2.4)$$

После преобразования Фурье последнее выражение переписывается в виде простого произведения передаточной функции в частотной области и усреднённого тензора локальной скорости сброса напряжений, характеризующего источник

$$G(f, t) = A_{jk}(f) \langle \Delta \dot{\sigma}_{jk}(f, t) \rangle. \quad (2.5)$$

Здесь функцией $G(f, t)$ обозначена функция спектральной плотности мощности (PSD), являющаяся образом волновой формы сигнала $U(t)$ в частотной области.

Вводя упрощенные обозначения, получим очень простое выражение для PSD:

$$G(f, t) = A(f) \cdot E(f, t). \quad (2.6)$$

Здесь $E(f, t)$ характеризует функцию источника и $A(f)$ обозначает объединенную передаточную функцию всей цепи измерения и среды (см. Рисунок 2.1). Дополнительный аргумент t в функциях $G(f, t)$ и $E(f, t)$ подчеркивает то, что источник эволюционирует во времени, тогда как свойства среды и каналов передачи сигнала можно считать постоянными.

Эйтцен и Уодли [155] заметили, что наиболее важным следствием формализма передаточной функции является то, что информация об источнике передается по частоте через передаточную функцию. Это обстоятельство позволяет выделить из сигнала функцию эволюции источника АЭ (также ϕ -функция или ϕ -параметр). Этот параметр отражает свойства источника при минимальном влиянии передаточной функции $A(f)$.

Определение функции эволюции источника заключается в вычислении логарифмической производной периодограммы сигнала. Важно понимать, что для получения эволюции периодограммы и соответственно её производной, необходимо применять метод скользящего окна, позволяющий отследить изменение спектра сигнала во времени. Рассмотрим более подробно каждый шаг.

Скользящее окно фиксированной длины (кратной степени двойки для увеличения скорости вычислений) захватывает небольшой участок сигнала, к которому применяется преобразование Фурье

$$F(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-if} dt. \quad (2.7)$$

Скользящее окно постепенно смещается с некоторым шагом во времени, и вычисление преобразования Фурье повторяется пока не будет пройден весь непрерывный сигнал АЭ.

Далее для вычисления периодограммы - оценки спектральной плотности мощности (PSD), используется теорема Парсевала.

$$G(f, t) = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |F(f)|^2 df . \quad (2.8)$$

Множество периодограмм, полученных при скольжении окна, отражает изменение функции спектральной плотности мощности во времени.

Так как имеет место выражение (2.6) можно прологарифмировать $G(f, t)$ и рассчитать производную по времени, при этом сохраниться только функция, связанная с источником:

$$\frac{\partial \ln G(f, t)}{\partial t} = \frac{\partial (\ln A(f) + \ln E(f, t))}{\partial t} = \frac{1}{E(f, t)} \frac{\partial E(f, t)}{\partial t} . \quad (2.9)$$

В результате интегрирования полученного выражения по всем частотам получим функцию от времени $\varphi(t)$, характеризующую эволюцию источника АЭ

$$\varphi(t) = \frac{1}{\Delta f} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \left[\frac{\partial \ln G(f, t)}{\partial t} \right] df , \quad (2.10)$$

$$\varphi(t) = \frac{1}{\Delta f} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{1}{E(f, t)} \frac{\partial E(f, t)}{\partial t} df . \quad (2.11)$$

Функция эволюции источника АЭ $\varphi(t)$, отражает изменение локальных статистических свойств исходного сигнала АЭ. Очевидно, что этот параметр равен нулю, в случае стационарных источников, свойства которых (точнее, PSD) не изменяются со временем. Напротив, параметр $\varphi(t)$ не равен нулю, когда источники эволюционируют, и чем быстрее изменяется спектральная плотность мощности, тем выше абсолютное значение $\varphi(t)$. Используя скользящее окно с заданным пользователем размером и шагом, логарифмическая производная позволяет «усилить» слабые изменения в высокочастотной составляющей спектра сигнала. Амплитуда самого φ -параметра резко превышает фоновые значения, когда в стационарном фоновом шуме АЭ сигнала появляется слабый переходный процесс, соответствующий локальному сбросу напряжений внутри исследуемого образца. На рисунке 2.3 изображен некоторый участок сигнала АЭ и параметр эволюции акустической эмиссии, соответствующий этому сигналу. Как видно из рисунка (2.3), отношение сигнал-шум для оригинального сигнала АЭ ниже, чем для вычисленного параметра эволюции источника АЭ. Кроме того, во многих случаях, φ -параметр позволяет выявить события малых амплитуд, скрытые в шуме.

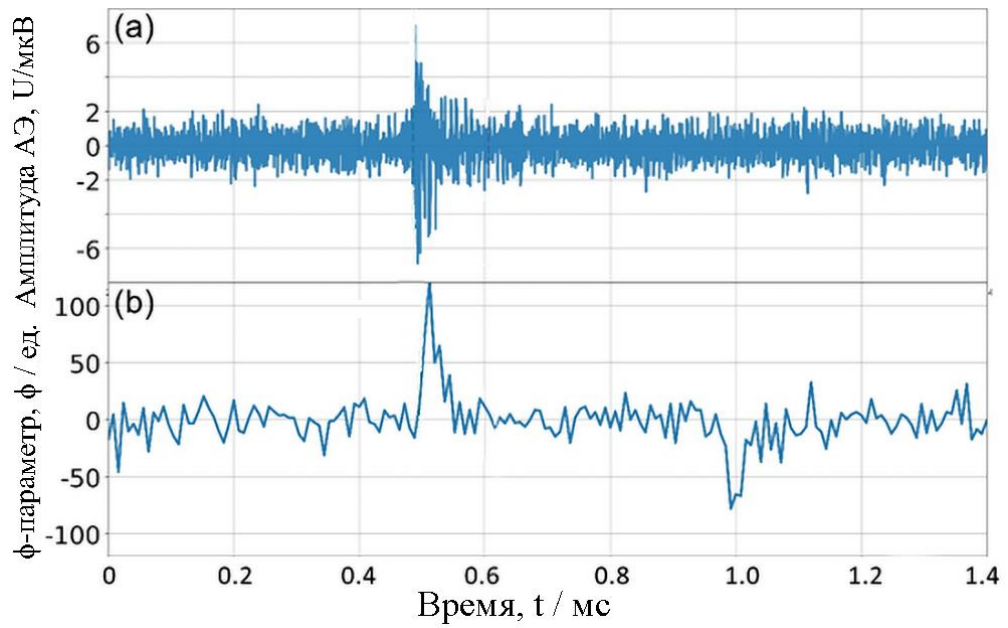


Рисунок 2.3 – (а) Фрагмент сигнала АЭ, (б) ϕ -параметр, соответствующий этому фрагменту.

На рисунке 2.4 (а) и (с) показаны участки сигналов АЭ, тогда как на рисунках 2.4 (б) и (д) показаны соответствующие им вычисленные фрагменты параметра эволюции источника АЭ.

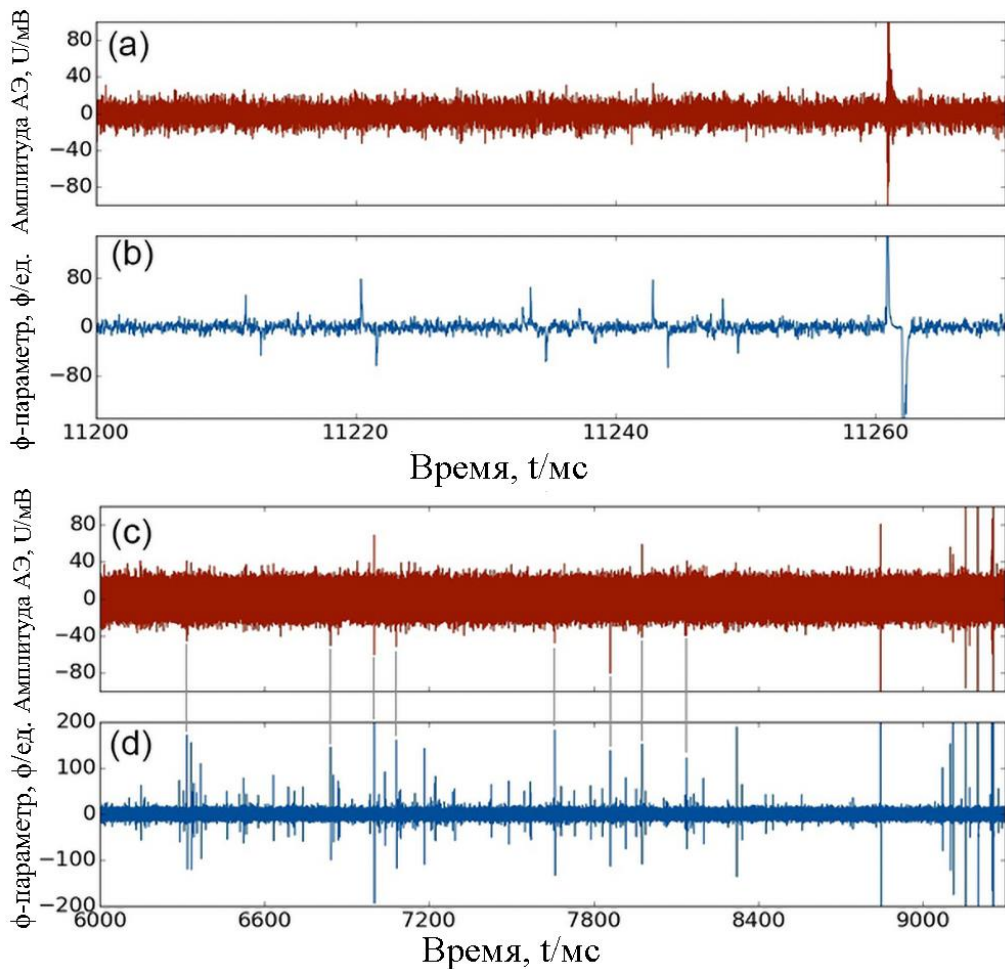


Рисунок 2.4 – Участок сигнала АЭ (а и с) и ϕ -параметр, соответствующий этому участку (б и д).

Там, где на оригинальном сигнале виден только шум, на φ -параметре отчетливо просматриваются появившееся микрособытия (рисунки а и b). В тоже время, крупные пики также хорошо улавливается. Рассматривая более длинный фрагмент (Рисунки (c) и (d)) легко убедиться, в том, что микрособытия появляются повсеместно и общее число обнаружимых глазом событий в непрерывном АЭ сигнале растет. Это является несомненным преимуществом для статистического анализа потока событий, так как при увеличении общего числа полезных сигналов растет представительность статистики при исследовании эволюции статистических свойств потока событий скользящим окном.

Идея предлагаемого в данной работе нового метода детектирования событий состоит в использовании параметра эволюции источника АЭ для вычисления решающей функции детектора.

Согласно общей схеме детектирования (смотри главу 1), наличие полезного события определяется путем сравнения некоторой функции $g(m)$, называемой решающей, с постоянным уровнем h

$$EVENT = \begin{cases} True, & g(m) > h \\ False, & g(m) < h \end{cases} \quad (2.12)$$

Здесь и далее индекс m обозначает дискретное время. Время начала t_{on} и конца t_{off} события определяется как

$$t_{on}(i) = m, \text{ if } (g(m) > h \ \& \ g(m-1) < h), \quad (2.13)$$

$$t_{off}(i) = m, \text{ if } (g(m) < h \ \& \ g(m-1) > h). \quad (2.14)$$

Здесь дискретное время пробегает все возможные значения $m = 0, 1, \dots, L$, а индекс i нумерует события $i = 1, 2, \dots, N$. Наиболее примитивным вариантом конструирования решающей функции является использование в ее качестве непосредственно самого φ -параметра. Однако, в силу нескольких характерных особенностей φ -параметра как случайного сигнала, детектор такого рода будет плохо справляться со своей задачей на практике. Наличие высокочастотных флуктуаций приводит к появлению ложных тревог, особенно в хвостах высокоамплитудных событий. Возникновение таких артефактов показано на рисунке 2.5, где φ -параметр изображен синей кривой, а постоянный уровень h - зеленой горизонтальной прямой.

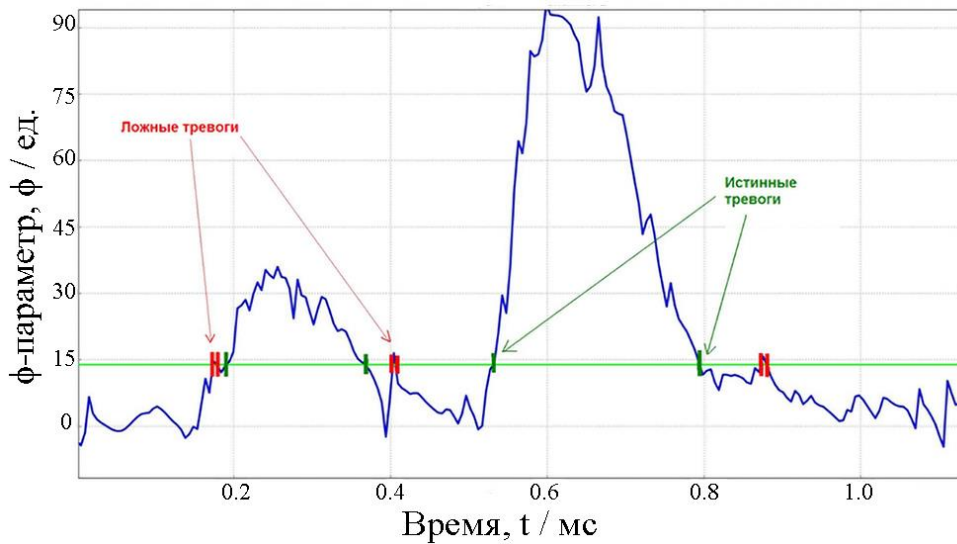


Рисунок 2.5 – Детектирование при использовании в качестве решающей функции параметра эволюции АЭ $\phi(t)$. Пилообразные колебания сигнала приводят к появлению ложных тревог.

Зеленая горизонтальная линия – уровень h .

Для устранения высокочастотных флуктуаций ϕ -параметра в нашем методе детектирования используется рекурсивное усреднение, как наиболее оптимальное как с позиции вычислительных затрат, так и с позиции эффективности детектирования. Выражение для сглаженного сигнала $\phi_a(m)$ в рекурсивной форме имеет вид

$$\phi_a(m) = \frac{\phi(m)^2}{M} + \frac{M-1}{M} \phi_a(m-1), \quad (2.15)$$

где M – это длина сглаживающего окна. Выражение (2.15) отличается от общепринятой формулы рекурсивного среднего квадратом в числителе первого слагаемого. Возведение в квадрат текущего значения $\phi(m)$ дает эффект весовых коэффициентов, пропорциональных амплитуде сигнала. Другими словами, высокоамплитудные точки «усиливаются», тогда как низкоамплитудные точки, находящиеся примерно на уровне шума, «ослабляются». Это позволяет хорошо выделить события самого ϕ -параметра на фоне его же сильно сглаженного шума. На рисунке 2.6 сравнивается два способа сглаживания: обыкновенное рекурсивное (без квадрата) и модифицированное рекурсивное сглаживание по выражению (2.15). Исходный сигнал имеет хорошо различимые пилообразные колебания. Обычное рекурсивное усреднение позволяет сгладить пилообразные колебания при сохранении исходной формы сигнала. При этом уровень шума, окружающего полезные события, снижается незначительно. Модифицированное сглаживание значительно ослабляет шумовой сигнал. Это в свою очередь облегчает выделение полезных событий на фоне шума, и минимизирует вероятность возникновения ложных тревог.

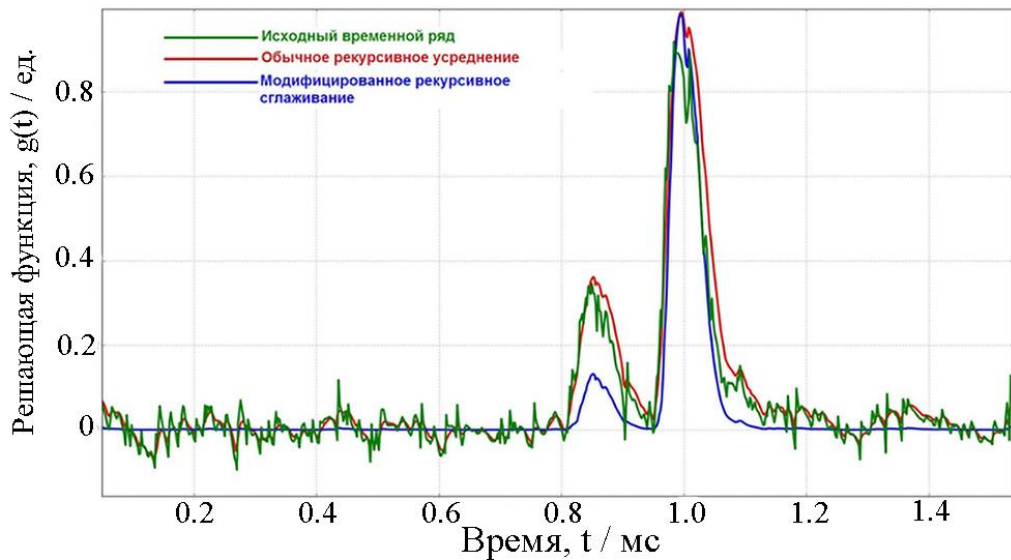


Рисунок 2.6 – Сравнение обычного и модифицированного рекурсивного сглаживания. Обычное усреднение (красная кривая) позволяет сгладить высокочастотные флуктуации.

Модифицированное сглаживание (синяя кривая) позволяет кроме того ослабить шумовой сигнал, окружающий полезное событие.

Еще одна характерная особенность φ -параметра заключается в удвоенном количестве амплитудных всплесков, соответствующих существенному изменению спектра сигнала. Каждое событие представляется положительным и отрицательным всплеском, что является следствием использования скользящего окна (рисунок 2.7). При сглаживании амплитуда сигнала возводится в квадрат, поэтому во избежание удваивания числа событий перед сглаживанием всем отрицательным значениям сигнала присваивается значение ноль.

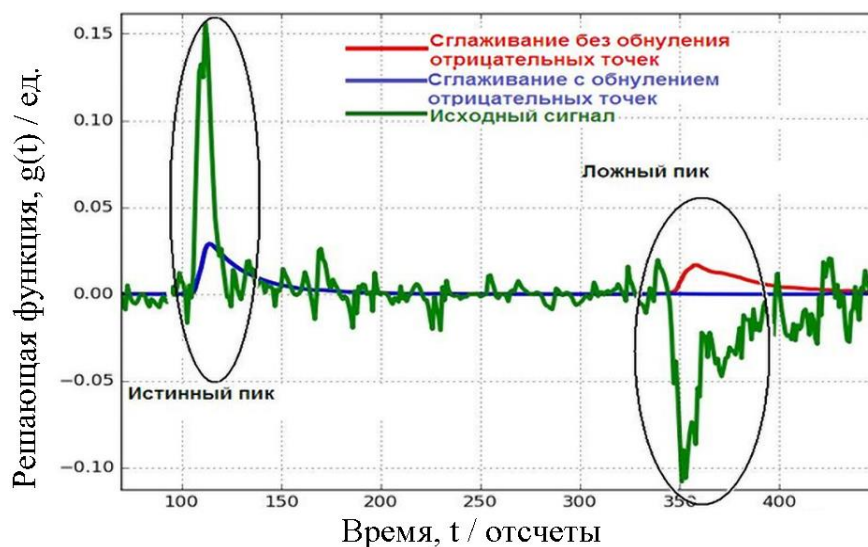


Рисунок 2.7 – Устранение артефактов сглаживания. Перед сглаживанием всем отрицательным значениям сигнала присваивается значение ноль.

На последнем шаге решающая функция $g(m)$ нормируется на единицу. Таким образом $g(m)$ имеет удобную форму для сравнения с постоянным уровнем h согласно выражениям (2.13) и (2.14). В результате детектирования определяются времена начала и конца событий t_{on} и t_{off} , а также амплитуды ϕ -параметра

$$A_{\phi}(i) = \max_{t_{on}(i) \leq m \leq t_{off}(i)} \phi(m), \quad i = 0, 1, 2, \dots, N \quad (2.16)$$

, где N – это число зарегистрированных событий. К амплитудам ϕ -параметра применяется амплитудный порог, удаляющий все события, амплитуды которых ниже h_a , что позволяет отсеять нежелательные случайные шумовые всплески. Можно выбрать максимально низкий уровень h , обеспечивающий максимальную точность определения начала и конца событий. Появившиеся при этом ложные шумовые всплески отсеиваются порогом h_a .

Для компенсации задержки, возникающей при сглаживании производится смещение времен t_{on} и t_{off} назад во времени а величину s . Независимо от практической задачи этот параметр легко подбирается для достижения максимальной точности детектирования. Как правило, значение сдвига s должно быть не меньше, чем размер сглаживающего окна M .

Выпишем отдельно все шаги рассмотренного выше алгоритма детектирования.

1. Вычисление ϕ -параметра $\phi(m)$.
2. Вычисление решающей функции $g(m)$:
 - a. Обнуление отрицательной части $\phi(m)$;
 - b. Сглаживание окном длиной M (2.15);
 - c. Нормировка;
3. Вычисление времен начала t_{on} и конца t_{off} событий (2.13), (2.14).
4. Вычисление амплитуд $A_{\phi}(i)$ событий ϕ -параметра (2.16)
5. Амплитудный фильтр с порогом h_a .
6. Сдвиг времен начала и конца событий на величину s .

В результате детектирования вычисляются времена начала и конца полезных событий. Пример нахождения полезного сигнала АЭ в шуме с помощью предложенного метода показан на рисунке 2.8.

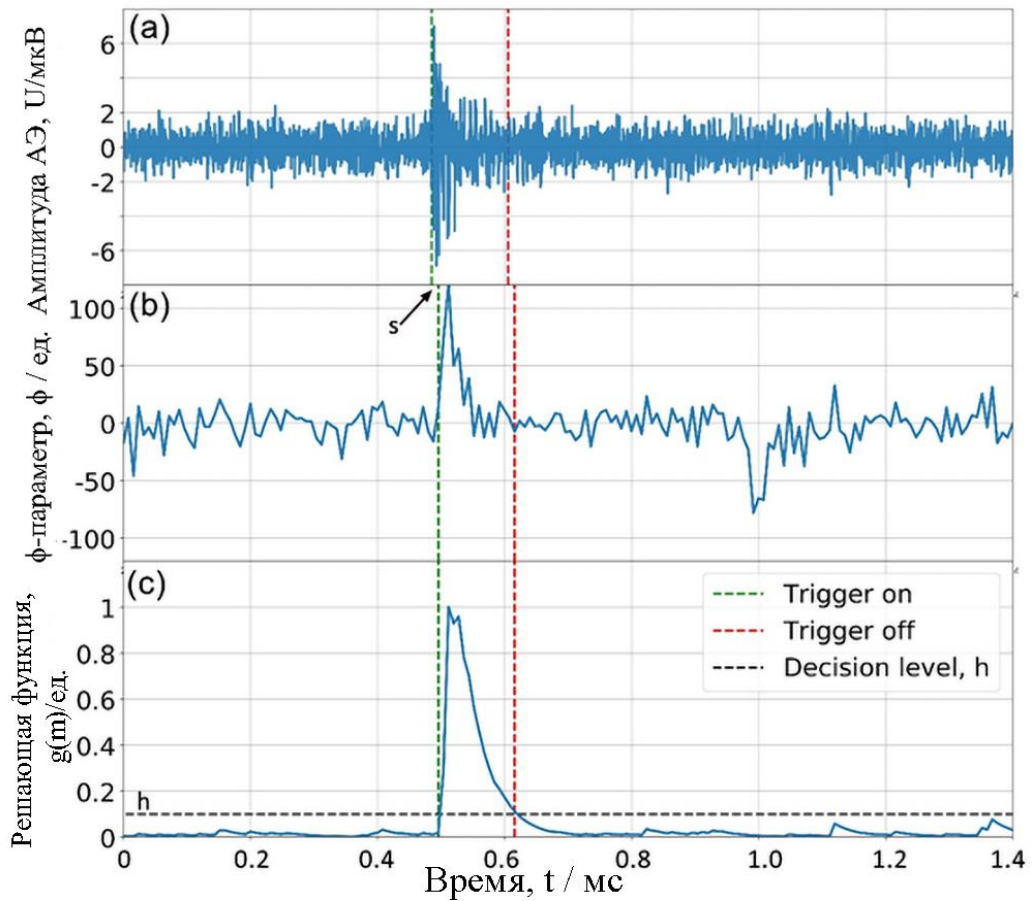


Рисунок 2.8 – Результаты детектирования фрагмента АЭ (а); вычисленный для этого фрагмента сигнала ϕ -параметр (b); и соответствующая ему решающая функция $g(m)$, получаемая согласно шагу 2 после обнуления отрицательной части, сглаживания и нормировки (с).

Предложенный алгоритм детектирования имеет шесть настраиваемых параметров: уровень h , длина усредняющего окна M , амплитудный фильтр h_a , сдвиг s , длина окна Фурье-преобразования w_f и шаг скольжения этого окна w_s . С одной стороны, такое количество параметров осложняет внедрение метода в онлайн системы мониторинга. С другой стороны, в приложении к физическому материаловедению нет необходимости в анализе сигналов по мере их наступления – обрабатывать и анализировать сигналы, как правило, приходится уже после экспериментов, сопоставляя их с результатами механических испытаний, микроструктурных и других исследований. Настраиваемые параметры обеспечивают высокую точность определения времен событий и позволяют повысить точность обработки АЭ, генерируемой процессами развития дефектной структуры. Подчеркнем, что метод ϕ -параметра и основанный на нем алгоритм детектирования разрабатывался именно для исследовательских целей в приложении к решению проблем физики прочности и пластичности. Подавляющее большинство работ, связанных с применением метода АЭ для исследования процессов пластической деформации и разрушения реализуют только апостериорный анализ данных. Это в особенности касается

методов машинного обучения, столь популярных на сегодняшний день. Поэтому указанное ограничение метода не является его недостатком перед другими современными сложными методами детектирования. С другой стороны, хотя адаптация алгоритма детектирования под промышленные цели для in-situ мониторинга объектов контроля здесь не рассматривается, такое развитие предложенного нами алгоритма вполне возможно и не содержит в себе принципиальных непреодолимых трудностей.

2.1.1 Выводы по разделу 2.1

Реализация инновационных подходов при разработке алгоритмов обработки сигналов привела к созданию нового метода детектирования сигналов малых амплитуд во временных рядах акустической эмиссии с низким отношением сигнал-шум. Метод основан на так называемом параметре эволюции источников АЭ (ϕ -параметре), в основе вычисления которого лежит формализм передаточной функции.

Предложенный алгоритм детектирования ориентирован на обеспечение высокой точности определения времен прихода событий при минимальном количестве пропусков и ложных срабатываний. Кроме того, метод позволяет обнаружить в шумовом сигнале очень слабые события, не обнаружимые обычными пороговыми методами.

2.2. Сравнительный анализ метода ϕ -параметра с традиционными методами детектирования

Прежде чем переходить к приложениям предлагаемого нами метода, необходимо убедиться в его преимуществе перед существующими популярными методами детектирования. Для сравнения эффективности предложенного метода с традиционными способами детектирования, было предложено два тестовых сигнала АЭ, для создания которых было произвольно выбрано из некоторого реального сигнала АЭ восемь типичных событий, существенно отличающихся амплитудой, длительностью, спектром. События вырезались вручную из реального сигнала АЭ, зарегистрированного при испытании на растяжение чистого α -Fe с частотой дискретизации 2 МГц и разрешением АЦП 16 бит. Использовались датчики PICO, усиление на 60 dB в полосе рабочих частот 50 to 1200 кГц и плата АЦП PCI-2 (Physical Acoustics Corp., USA). Восемь вырезанных событий АЭ показаны на рисунке 2.9.

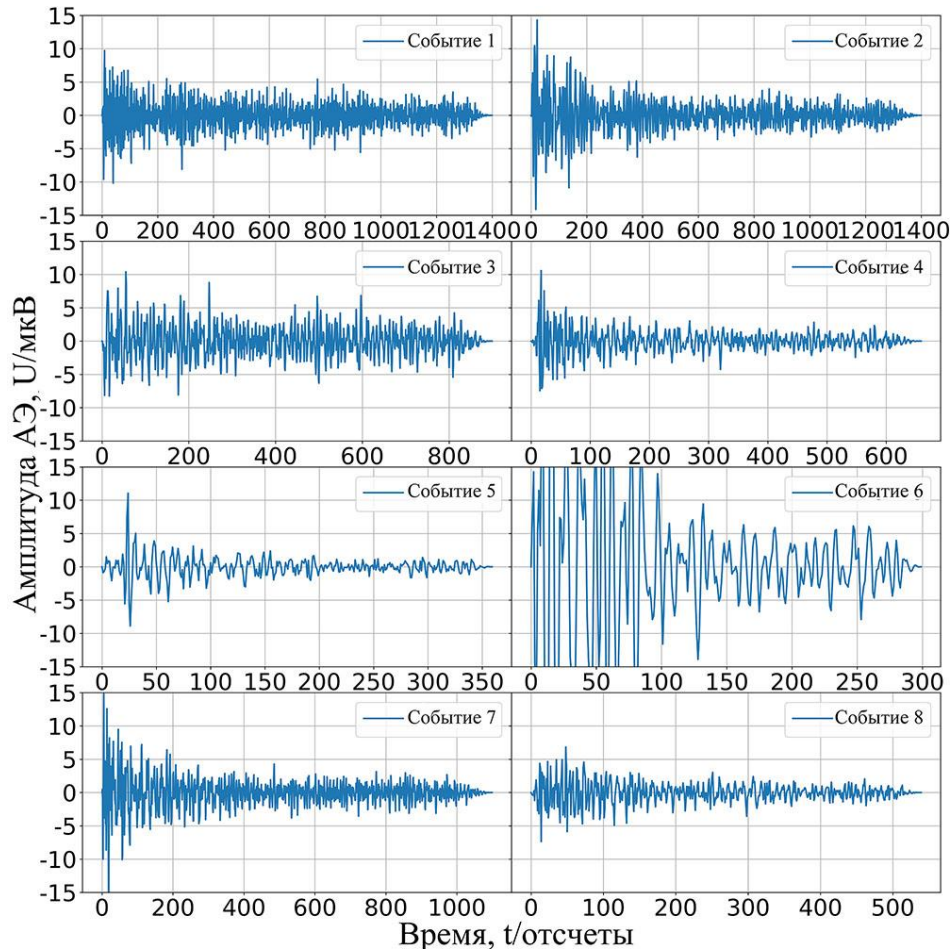


Рисунок 2.9 – Восемь типичных событий АЭ с различными амплитудами и длительностями, выбранные случайным образом из непрерывного реального сигнала, записанного при испытании на растяжение чистого α -Fe.

В первом тесте восемь событий были расположены одно за другим через промежуток 5 мс. Из того же сигнала АЭ был вырезан фрагмент реального шума записывающей аппаратуры. Затем шум был наложен на тестовый сигнал. Константа, нормирующая амплитуду шума, задавалась таким образом, чтобы симитировать пять различных степеней зашумления. Полученные таким образом пять сигналов, соответствующих разному уровню шума, показаны на рисунке 2.10.

Отношения сигнал/шум для каждого из пяти уровней шума и для каждого из восьми событий рисунка 2.10 приведены в таблице 1. Для вычисления использовалось выражение

$$SNR_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{U_{RMS}^{event}}{U_{RMS}^{noise}} \right)^2 \quad (2.17)$$

, где U_{RMS}^{event} и U_{RMS}^{noise} есть среднеквадратичное значение события и шума соответственно

$$U_{RMS} = \sqrt{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T U^2(t) dt} . \quad (2.18)$$

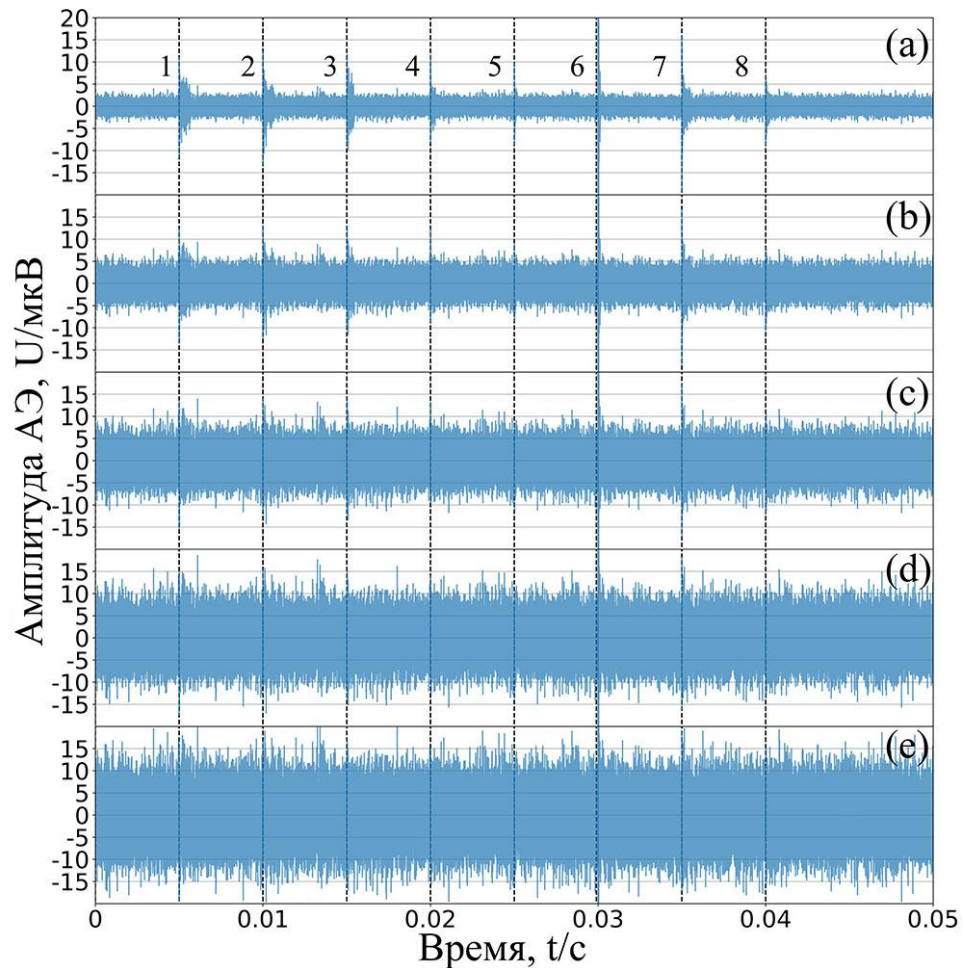


Рисунок 2.10 – Сконструированные сигналы, содержащие 8 реальных событий АЭ, показанных на рисунке 2.9 и смешанных с реальным шумом, нормированном соответствующим образом для имитации пяти уровней зашумленности (а-е). Пунктирные вертикальные линии указывают времена событий.

Таблица 1. Отношение сигнал-шум для восьми событий и пяти уровней шума, соответствующих рисунку 2.10 (дБ).

Уровень шума	Номер события							
	1	2	3	4	5	6	7	8
1	6.0	7.2	7.8	4.2	3.7	21.5	6.8	4.3
2	0	1.2	1.8	-1.9	-2.3	15.5	0.8	-1.7
3	-3.5	-2.3	-1.7	-5.4	-5.9	12.0	-2.7	-5.2
4	-6.5	-4.8	-4.2	-7.9	-8.4	9.5	-5.2	-7.7
5	-8.0	-6.7	-6.2	-9.8	-10.3	7.5	-7.2	-9.7

Для второго теста был сконструирован длинный сигнал АЭ, содержащий тысячу событий. При этом использовались те же восемь реальных событий, как и в первом тесте (рисунок 2.9). Времена событий генерировались случайно, образуя процесс Пуассона. Принадлежность события тому или иному виду из восьми предложенных также задавалась случайно законом равномерного распределения. То есть присутствие каждого из восьми типов события в общем потоке равновероятно, а временные расстояния между событиями случайны и независимы. Затем был добавлен нормированный шум для имитации пяти различных уровней зашумленности. Небольшие фрагменты сигналов, сконструированных для второго теста, с различным уровнем шума показаны на рисунке 2.11.

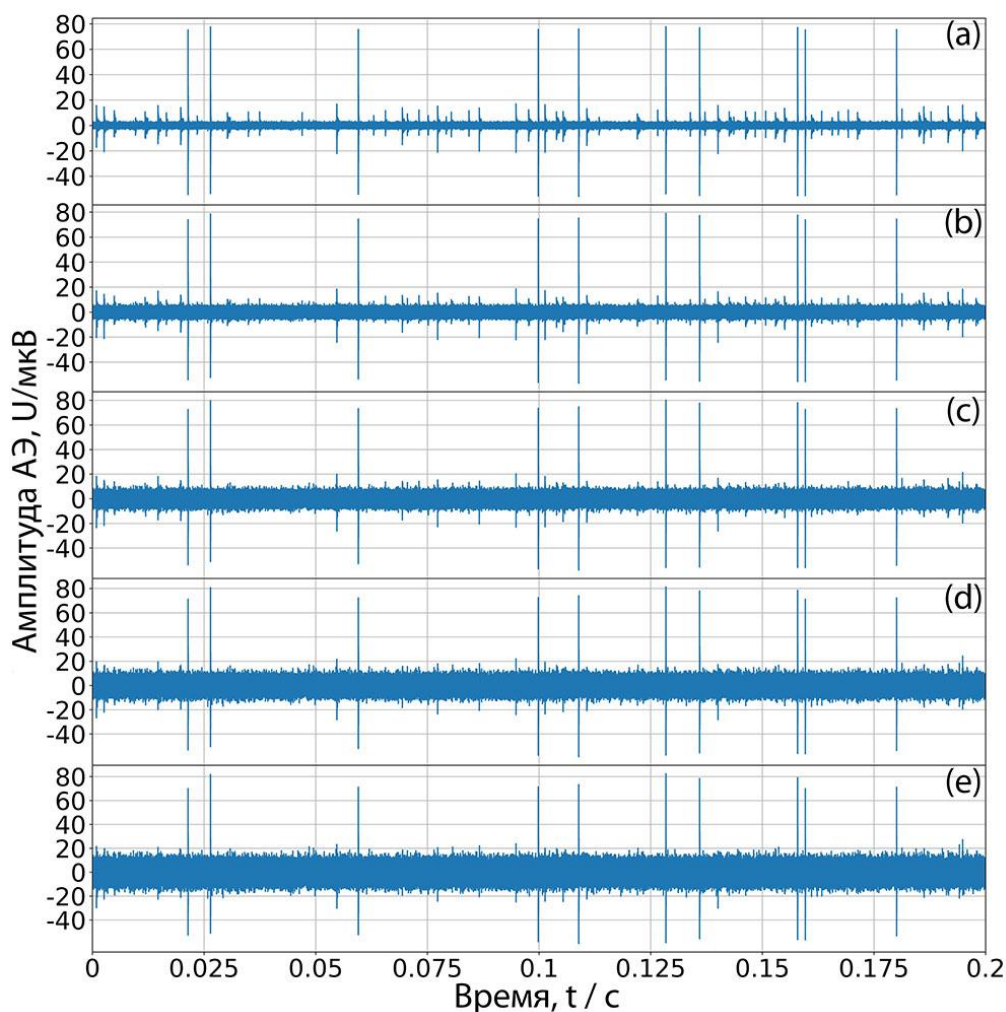


Рисунок 2.11 – Сконструированные сигналы, содержащие 1000 реальных событий АЭ, показанных на рисунке 2.9 и смешанных с реальным шумом, нормированном соответствующим образом для имитации пяти уровней зашумленности (а-е). Времена событий и принадлежность к одному из восьми видов генерировались случайным образом.

Тестовые сигналы имеют довольно большое сходство с реальными сигналами АЭ, регистрируемыми при деформации материалов. Ведь в реальном сигнале АЭ амплитуды событий зачастую очень сильно отличаются, так же, как и длительности, спектр и другие характеристики. Кроме того, как и на практике, в наших сигналах события могут происходить очень быстро одно за другим, а может наблюдаться относительно большой интервал тишины.

Для сравнения эффективности предложенного нами метода детектирования было выбрано два традиционных наиболее популярных метода: пороговый детектор и метод STA/LTA, а также алгоритм «FilterPicker», выбранный в качестве представителя передовых методов обработки сигналов [156]. Первые два метода подробно рассмотрены в главе 1. Последний же представляет широкополосный детектор, разработанный для сейсмического мониторинга в реальном времени и раннего предупреждения о землетрясениях. Метод «FilterPicker» использует эффективный алгоритм, который стабильно работает с непрерывными широкополосными сигналами, минимизирует ложные срабатывания в хвостах событий, позволяет с высокой точностью определять времена и амплитуды событий. На практике исходный сигнал разбивается на набор временных рядов, пропущенных через ряд полосовых частотных фильтров с разными центральными частотами. Для каждой полосы частот определяются характеристическая функция. Событие считается задетектированным, когда в пределах временного окна предварительно определенной ширины интеграл от максимальной характеристической функции превышает заранее установленный порог [157].

Результаты сравнения эффективности четырех методов сведены в таблицы 3 и 4 для первого и второго тестов соответственно.

Таблица 3. Сравнение эффективности четырех методов детектирования на сигнале, состоящем из восьми событий. Все сигналы этого теста для пяти уровней шума показаны на рисунке 2.10.

Уровень шума	Амплитудный порог	STA/LTA	φ-параметр	«FilterPicker»
	Число верно задетектированных событий (из8)/число ложных срабатываний			
1	8/0	8/0	8/0	8/0
2	7/0	8/0	8/0	8/1
3	5/0	8/1	8/0	8/3
4	1/0	5/1	8/0	5/1
5	1/0	3/1	6/0	2/1

Таблица 4. Сравнение эффективности четырех методов детектирования на сигнале, состоящем из тысячи случайно расположенных событий. Небольшие фрагменты сигналов этого теста для пяти уровней шума показаны на рисунке 2.11.

Уровень шума	Амплитудный порог	STA/LTA	φ-параметр	«FilterPicker»
	Число верно задетектированных событий (из 1000)/число ложных срабатываний			
1	1000/3	986/19	1000/0	988/11
2	926/55	975/51	977/19	925/72
3	570/49	888/48	919/51	832/256
4	314/54	674/53	780/35	542/67
5	186/37	431/59	630/38	309/36

Как и ожидалось, все без исключения методы демонстрируют хороший результат при обнаружении сигналов с высоким отношением сигнал-шум (уровень шума 1). При этом исходя из второго теста наилучший результат показывает пороговый метод и алгоритм φ-параметра. Согласно результатам второго теста, методы STA/LTA и «FilterPicker» обнаруживают небольшой процент ложных событий. Можно заключить, что они, имея высокую чувствительность, лишены той гибкости, которой обладает метод φ-параметра. Поэтому не удастся подобрать для них настройку, полностью исключающую ложные события.

На втором уровне шума метод φ-параметра и STA/LTA одинаково хорошо справляются с задачей и выглядят более гибкими и чувствительными, чем остальные два метода. Несколько неожиданно, что эффективность работы алгоритма «FilterPicker» на втором уровне шума сравнима с пороговым методом, но число ложных срабатываний у него даже больше.

Начиная с третьего уровня шума, пороговый метод начинает упускать значительное число полезных сигналов (43 % согласно второму тесту) и сильно уступает остальным методам. Метод «FilterPicker» упускает меньшее число событий (17% согласно второму тесту), однако демонстрирует появление очень большого числа ложных событий (порядка 25%). Методы STA/LTA и метод φ-параметра показывают приблизительно одинаковую эффективность, точнее, последний метод демонстрирует наилучший результат.

На четвертом и пятом уровнях шума пороговый метод практически перестает справляться с задачей. Результаты обоих тестов указывают на явное превосходство метода φ-параметра над остальными в случае низкого отношения сигнал-шум. Так, например, для первого теста на пятом уровне шума пороговый метод детектирует лишь самое высокоамплитудное событие, тогда как метод φ-параметра детектирует верно шесть событий из восьми без ложных срабатываний, остальные два метода достигают промежуточной эффективности (рисунок 2.12).

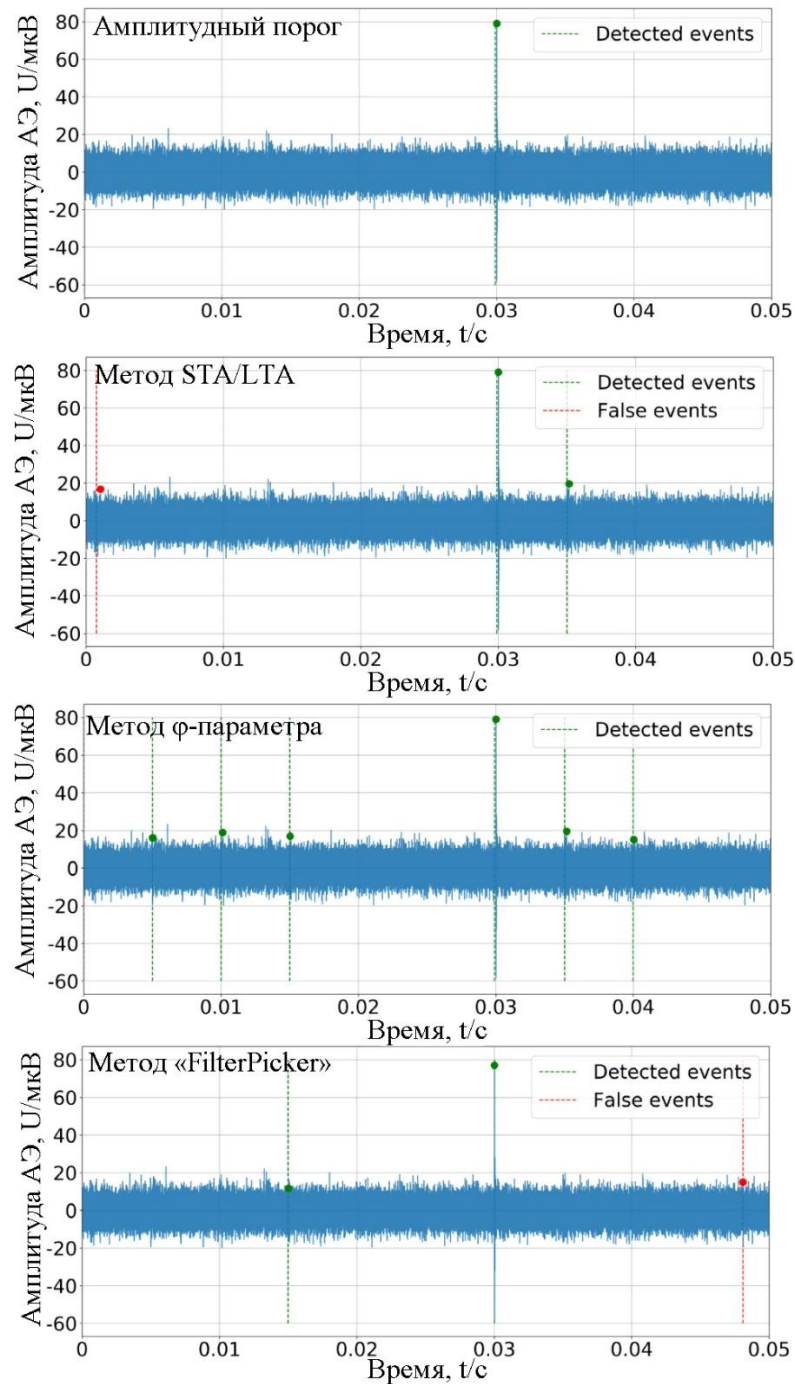


Рисунок 2.12 – Результаты детектирования первого тестового сигнала на пятом уровне шума всеми четырьмя методами. Метод ϕ -параметра правильно улавливает 6 из 8 событий. Тогда как остальные методы упускают гораздо больше событий.

Таким образом, эффективность детектирования методом ϕ -параметра значительно выше, чем у других методов: доля правильно идентифицированных событий значительно выше, в то время как частота ложных срабатываний меньше, чем у других методов особенно в случае низкого отношения сигнал-шум (рисунок 2.13). Приложения предложенного нами метода детектирования в исследовании процессов пластической деформации металлов будут рассмотрены в Главе 3.

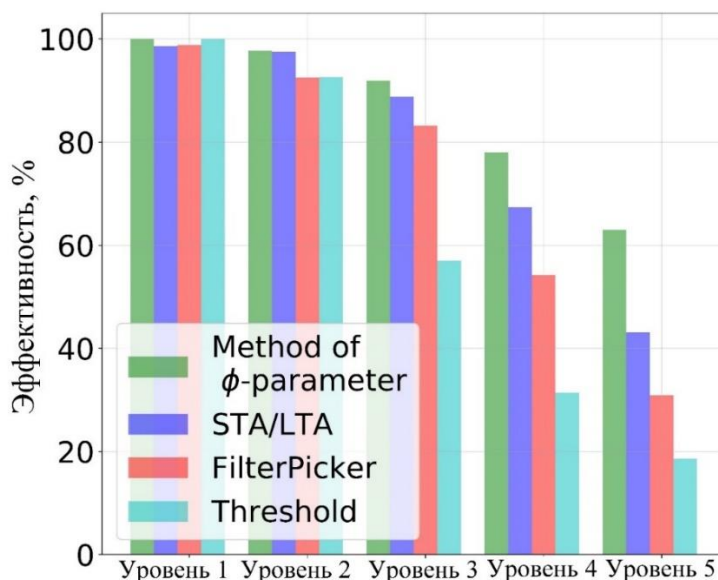


Рисунок 2.13 – Сравнение эффективности четырех методов детектирования на сигнале, состоящем из тысячи случайно расположенных событий. Эффективность рассчитывается как отношения числа правильно задетектированных событий к общему числу событий в целом сигнале.

2.2.1 Выводы к разделу 2.2

1. Сравнение метода ϕ -параметра с наиболее распространенными методами детектирования: амплитудным пороговым методом, STA/LTA и алгоритмом “FilterPicker”. выявило значительное превосходство предложенного метода по сравнению с указанными по результатам детектирования двух тестовых сигналов с различным уровнем зашумления. Новый метод ϕ -параметра обеспечивает втрое большую, чем пороговый метод, долю правильно идентифицированных событий низкой амплитуды при минимальной частоте ложных срабатываний в пределах наблюдаемых отношений сигнал-шум (от -6 до -8 дБ) [157].

2. Метод ϕ -параметра особенно эффективен по сравнению с другими методами при малом отношении сигнал-шум, порядка от -6 до -8 дБ и позволяет обнаружить в шумовом сигнале очень слабые события, не обнаружимые другими методами.

2.3. Алгоритм обнаружения критических точек в потоке событий на основе байесовской логики

Настоящий раздел посвящен проблеме обнаружения переходов между эволюционными стадиями некоторого процесса по временному ряду, характеризующему данный процесс. Такой формулировкой мы хотим подчеркнуть универсальность предлагаемого нами метода. Применительно к методу АЭ проблема проявляется в идентификации особенностей непрерывного случайного сигнала, характеризующих переход от одного процесса (или его стадии), протекающего в материале под нагрузкой, к другому. Например, к переходам такого рода относится появление ранних признаков локализации пластической деформации и разрушения [134,135], смена ведущего механизма пластической деформации [136], переход объектов АЭ контроля в опасное предкритическое состояние [137] и т.д. В главе первой было рассмотрено несколько популярных методов обнаружения скачкообразных изменений сигналов. Они достаточно просты и основаны на примитивных математических моделях исследуемого сигнала, что позволило включить эти методы в системы автоматического контроля качества и идентификации разладки на производстве. Однако, ввиду сложности природы акустической эмиссии распознавание различных режимов и трендов в нестационарных сигналах АЭ является более сложной задачей. Большинство используемых на практике методов принадлежит к классу непараметрических, что предполагает минимальное априорное знание о природе сигнала. В качестве альтернативы непараметрической парадигме предлагаемый в настоящей работе количественный подход анализа АЭ временных рядов основан на байесовском выводе. Важной стороной байесовского подхода является использование априорных знаний об объекте исследования, что позволяет создавать более качественные модели, отражающие существенные для каждой отдельно поставленной задачи признаки реальных процессов, ответственных за генерацию АЭ.

В главе первой было рассмотрено множество величин, характеризующих сигнал акустической эмиссии как непрерывный случайный процесс. Во многих случаях достаточно характеризовать наблюдаемый сигнал совокупностью времен возникновения событий и их амплитудами. При наличии надежного метода детектирования определение времен событий и амплитуд не вызывает принципиальных трудностей. Более того, на первом этапе можно отбросить амплитуды и рассматривать только временную структуру процесса в терминах совокупности времен прихода событий. Другими словами, можно рассматривать сигнал АЭ как временной нестационарный точечный процесс [158]. Он может быть полностью представлен набором времен прихода или набором временных интервалов между последовательными событиями (называемых также временами ожидания).

Предположим, что наблюдаемые данные (в форме совокупности времен приходов событий) являются единственными имеющимися данными. Предполагается, что существует некая математическая модель, отражающая существенные стороны реального процесса, генерирующего наблюдаемые данные. Параметры этой модели θ_i неизвестны и поэтому описываются вероятностно. Для проверки наших предположений о параметрах модели применяется байесовский подход. При таком подходе понятие вероятности включает в себя и неточности гипотез в терминах вероятностных распределений параметров, и ограничение наших знаний об истинной природе генерации изучаемых данных [159]. Другими словами, байесовская вероятность характеризует наши знания о некоторой величине на основе предварительной имеющейся у нас информации. Формальный вывод требует задать априорное распределение $P(\theta_i)$, которое будет отражать наше наилучшее представление о параметрах модели θ_i без учета наблюдаемых данных E . Кроме того, необходимо вычислить функции правдоподобия $P(E|\theta_i)$, то есть вероятность возникновения наблюдения при условии, что предполагаемая гипотеза о модели верна. Для нахождения реальных (апостериорных) распределения параметров модели применяется формула Байеса:

$$P(\theta_i | E) = \frac{P(E | \theta_i)P(\theta_i)}{\sum_i P(E | \theta_i)P(\theta_i)}. \quad (2.19)$$

, где в знаменателе находится нормировочный коэффициент.

Ключевым компонентом в проведенном статистическом анализе является априорная формулировка модели. Модель должна быть физически аргументирована и нацелена на получение определенного результата. Предлагаемый нами способ идентификации перехода от одного процесса генерации потока событий АЭ (или стадии процесса), к другому основан на следующих предположениях:

1. Сигналы АЭ, генерируемые в течение двух этапов различны, так как различны источники излучения.
2. Источники АЭ действуют случайным образом и независимо от друг друга.

Сигнал АЭ, представленный в терминах времен прихода событий, моделируется стационарным пуассоновским процессом, который полностью определяется скоростью потока (числом событий в единицу времени) или, эквивалентно, средним временем ожидания [160]. В точке перехода от одного процесса генерации АЭ к другому скорость потока изменяется ступенчато, то есть различные режимы деформации характеризуются различными скоростями потока событий АЭ. Таким образом, модель формулируется следующим образом:

- Наблюдаемыми величинами в данной статистической модели является множество временных интервалов между последующими событиями $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots, \tau_N$, где $\tau_i = t_{i+1} - t_i$ а t_i - время i -того события.
- Совокупность событий АЭ представляют собой процесс Пуассона. Так, каждое событие не зависит от других и временные интервалы между каждой парой последующих событий подчиняется экспоненциальному распределению с параметром λ , соответствующим средней скорости (или активности) процесса. Функция плотности вероятности временных интервалов запишется в виде

$$\rho(\tau) = \lambda \cdot e^{-\lambda\tau}. \quad (2.20)$$

- Скорость потока представляет положительную ступенчатую функцию

$$\lambda(t) = \begin{cases} \lambda_1, & C_1 < t < C_2 \\ \lambda_i, & C_i < t < C_{i+1} \\ \lambda_N, & C_{N-1} < t < C_N \end{cases}. \quad (2.21)$$

- Здесь, в пределах каждого i -го интервала скорость λ_i является константой, принадлежащей к нормальному распределению со средним μ и стандартным отклонением σ . Значения C_i определяет время, при котором величина параметра λ ступенчато изменяется, так называемый брейкпойнт. Граничные значения всегда $C_0 = 0$ и $C_N = T$, где T – длина наблюдаемой реализации. Общее число брейкпойнтов является внешним параметром модели, который устанавливается вручную. Остальные параметры являются внутренними, то есть являются гипотезами байесовской модели. В качестве иллюстрации сгенерированная случайным образом функция λ с четырьмя брейкпойнтами показана на рисунке 2.14.

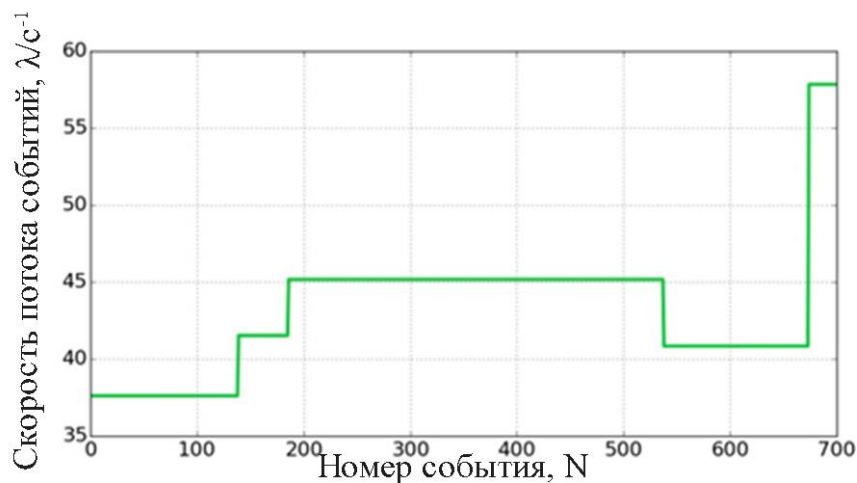


Рисунок 2.14 – Пример случайно сгенерированной функции (2.21) с 4 брейкпойнтами.

- Среднее нормального распределения μ является ещё одним параметром модели и определяется как обратное от среднего времени ожидания:

$$\mu = N / \sum_i^N \tau_i, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (2.22)$$

, где $N+1$ это суммарное число событий.

- Предполагается, что брейкпойнты C_i равномерно распределены в диапазоне от 0 до N . Таким образом, полный набор параметров модели имеет вид $\mathcal{G} = \{\lambda_i, C_i, \mu, \sigma\}$; а априорная вероятность определяется как $P(\theta_i) = \prod_i P(\lambda_i) \prod_i P(C_i)$
- Далее вычисляются апостериорные распределения параметров (скорость потока λ_i и брейкпойнты C_i) согласно выражению (2.19). Получаемые аналитические выражения для всего пространства параметров слишком сложны, чтобы быть вычисленными напрямую. Поэтому для их вычисления удобно использовать симуляции Монте-Карло. А для достижения большей точности и скорости симуляций используется метод Монте-Карло по схемам цепей Маркова (MCMC) [161]. При таком способе стохастическое моделирование заменяется цепями Маркова [162-164]. В настоящей работе используется библиотека PyMC, реализующая байсовское моделирование на языке python [165, 166].
- Исходя из полученных апостериорных распределений определяется искомая величина - положение брейкпойнта, или, другими словами, время смены механизмов генерации сигналов АЭ. Время начала/конца перехода рассчитывается как среднее апостериорного распределения брейкпойнтов плюс/минус три стандартных отклонения того же распределения.

2.4 Выводы к главе 2

1. Реализация инновационных подходов при разработке алгоритмов обработки сигналов привела к созданию нового метода детектирования сигналов малых амплитуд во временных рядах акустической эмиссии с низким отношением сигнал-шум. Метод основан на так называемом параметре эволюции источников АЭ (ϕ -параметре), в основе вычисления которого лежит формализм передаточной функции.

2. Сравнение нового метода с наиболее распространенными методами детектирования: амплитудным пороговым методом, STA/LTA и алгоритмом "FilterPicker". выявило значительное превосходство предложенного метода по сравнению с указанными по результатам детектирования двух тестовых сигналов с различным уровнем зашумления. Новый метод ϕ -параметра обеспечивает втрое большую, чем пороговый метод, долю правильно идентифицированных событий низкой амплитуды при минимальной частоте ложных срабатываний в пределах наблюдаемых отношений сигнал-шум (от -6 до -8 дБ).

3. Метод ϕ -параметра особенно эффективен по сравнению с другими методами при малом отношении сигнал-шум, порядка от -6 до -8 дБ и позволяет обнаружить в шумовом сигнале очень слабые события, не обнаружимые другими методами.

4. Дальнейшее развитие внедренных в алгоритмизацию подходов привело к созданию метода обнаружения критических переходов в сигналах АЭ, основанного на байесовской статистике. Такой подход сочетает в себе предположения об изучаемом процессе и фактическую информацию, полученную экспериментальным путем. Это обеспечивает основу для построения эффективных методик анализа сигналов АЭ в различных приложениях.

5. Создание метода ϕ -параметра и метода, основанного на байесовской статистике, открывают прямой путь эффективного использования метода АЭ в физике пластической деформации при анализе событий малых амплитуд и получении фактической информации по обнаружению критических переходов в твердом теле. Реализация этих методов будет представлена в главах 3 и 4 и будет верифицирована показательными экспериментами и моделями, их описывающими.

3 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ НА ПРИМЕРАХ МОДЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ И СПЛАВОВ -Fe, Ti, Mg И ДР.

3.1 Применение алгоритма обнаружения критических точек в потоке событий на основе байесовской логики к изучению пластической деформации при царапании титановых образцов с покрытием.

Испытание на царапание в сочетании с измерениями АЭ пользуется все более широким признанием в качестве практического метода оценки свойств материалов, и в частности свойства покрытий [167, 168, 169], качества адгезии и характеристик отслаивания поверхности [170-173], а также процессов сильно локализованного разрушения [174-176]. Тем не менее, обнаружение повреждений и определение момента перехода индентора от покрытия к подложке часто является сложной задачей, даже если используются спектральные техники анализа АЭ [173, 177]. На основании большинства исследований, в том числе упомянутых, можно сделать однозначный вывод о том, что увеличение амплитуды АЭ сигнала служит основным показателем инициации микроразрушения. Этот вывод носит лишь качественный, а зачастую и субъективный характер, однако он используется в качестве основного практического критерия для определения инициации микротрещин во всем многообразии испытаний на царапание и индентирование. Тем не менее, вопрос количественного описания усиления АЭ сигнала и определение момента этого усиления остается открытым и выступает на первый план в системах автоматического контроля качества. Как будет показано ниже, традиционный анализ АЭ не пригоден для выявления ступеней деформации и разрушения при низком отношении сигнал-шум, в то время как предложенный в данной работе подход оказался перспективным для использования в автоматических системах. В данном разделе рассматривается использование предложенного в прошлой главе подхода к определению критических точек в сигналах АЭ, порождённых локальной пластической деформацией, для определения момента инициации растрескивания покрытия при испытании на контролируемое царапание металлической поверхности.

3.1.1 Методика проведения эксперимента

Испытание на царапание в контролируемых условиях проводилось на коммерческом сплаве титана Ti-Al-Zr-Mo марки VT20, покрытым тонким слоем оксида циркония [178]. Использовались два типа образцов: (А) с семислойным оксидным покрытием и (В) с пятнадцати-

слоиным покрытием. Эксперименты проводились с использованием сткрэтч-установки Nanovea, оснащенной коническим индентором (с углом при вершине 90° и радиусом кривизны 100 мкм). По мере движения индентора вдоль поверхности со скоростью 10 мм/мин, нагрузка линейно возрастала от 0,1 Н до 15 Н. Испытание останавливалось по достижении длины царапины 5 мм. Скорость нагружения была установлена на уровне 0,5 Н / с.

Широкополосный АЭ датчик 900S-WB компании NF-Electronics (Япония) был надежно закреплен на держатель индентора. Данный датчик имеет пик чувствительности при 200-250 кГц в полосе рабочих частот от 100 до 900 кГц в соответствии с калибровочной диаграммой. Использовалось предварительное усиление на 60 дБ при помощи малошумного усилителя PASC2/4/6/ со встроенным полосовым фильтром 50кГц - 1МГц. Запись осуществлялась с помощью системы сбора АЭ данных PCI-2 AE в непрерывном режиме (без использования амплитудного порога) с частотой сэмплирования 2 МГц и разрядностью АЦП 16 бит.

3.1.2 Результаты экспериментов

В начале испытаний нагрузка низка, и индентор проникает только в слой покрытия, не касаясь подложки. Значение сигнал-шум на данном этапе не превышало 5 Дб. По мере линейного увеличения нагрузки также увеличивается глубина проникновения индентора. Наконец покрытие постепенно разрушается и царапается уже сам металл. В этот момент меняется соответствующий источник сигналов АЭ. Таким образом, в этом модельном эксперименте отчетливо выделяются две стадии: (I) царапание слоя покрытия, и (II) царапание металлической подложки. Основная цель анализа АЭ - определить этот конкретный момент разрушения покрытия, который никак не отражается на данных нагрузки.

Типичное поведение среднеквадратического значения АЭ (РМС) показано на рисунке 3.1 вместе с металлографическим изображением царапины (светлый контраст на изображении соответствует подложке, тогда как серый контраст - покрытию). Момент перехода обозначен стрелкой. По всей видимости, традиционный подход на основе РМС (или на основе скорости счета) не может обнаружить какие-либо особенности поведения АЭ при переходе индентора с покрытия на подложку. Проблема значительно усложняется низким соотношением сигнал-шум исходного сигнала АЭ. Это приводит к низкому флуктуирующему значению РМС и малому количеству хорошо различимых событий в сигнале, что недостаточно для надежного статистического анализа.

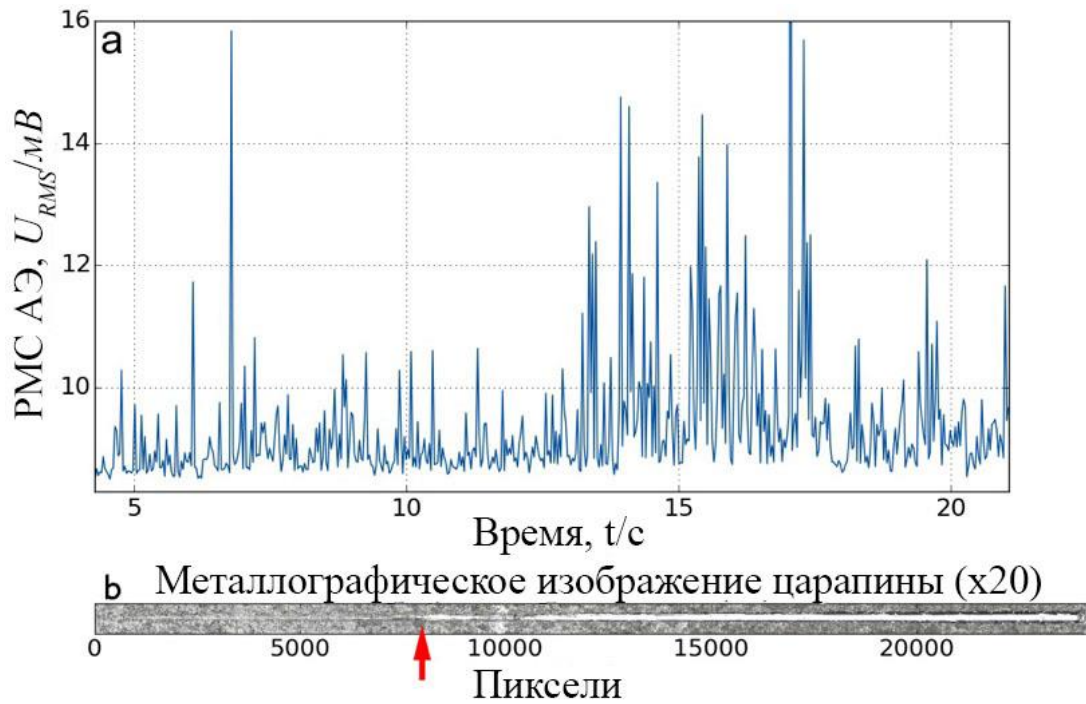


Рисунок 3.1 – RMS АЭ сигнала в зависимости от времени (а). Соответствующее металлографическое изображение цапаины (б). Стрелка указывает приблизительный момент проникновения индентора в подложку.

Таким образом, обработка сигнала проводилась в два этапа:

- (1) предложенный в главе 1.1 метод детектирования на основе параметра эволюции источников АЭ был применен к исходным акусто-эмиссионным данным с целью выявить события малых амплитуд в зашумленном АЭ сигнале,
- (2) к полученным данным был применен предложенный в главе 1.3 метод статистического байесовского анализа.

3.1.3 Результаты обработки сигналов акустической эмиссии

В результате применения нашего алгоритма детектирования был обнаружен ансамбль микро-событий, показанный на рисунке 3.2. Сплошной красной линией показаны результаты интерполяции экспериментальных данных. Как видно, не представляется возможным определить положение точки перехода, используя обычный временной или частотный анализ, включая процедуры сглаживание и/или усреднения.

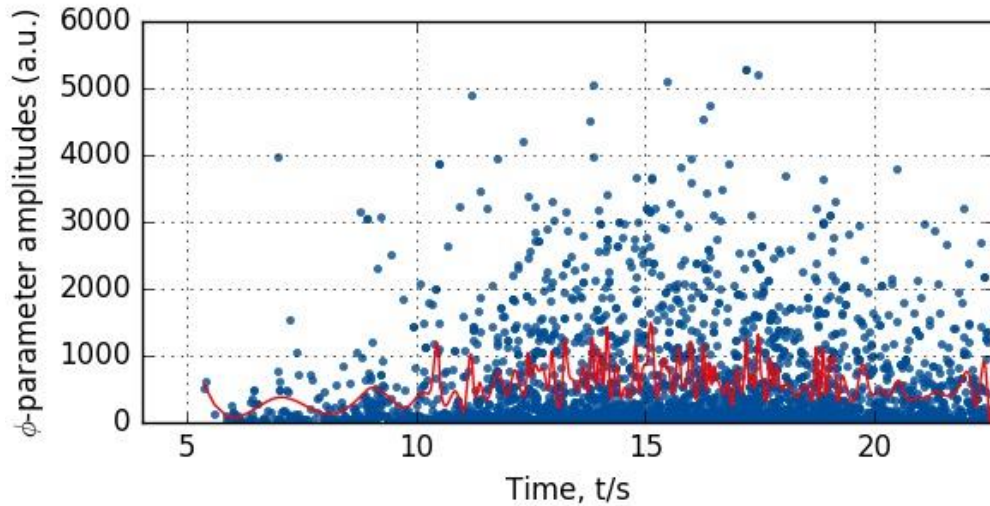


Рисунок 3.2 – Ансамбль обнаруженных событий АЭ при испытании на царапание. Сплошная красная кривая показывает результат сплайн-интерполяции.

Множество времен ожидания $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_N$, полученное после испытания образца (А) показано на рисунке 3.3. Эти данные позволяют представить сигнал АЭ как одномерный точечный процесс и являются входными для нашего метода анализа.

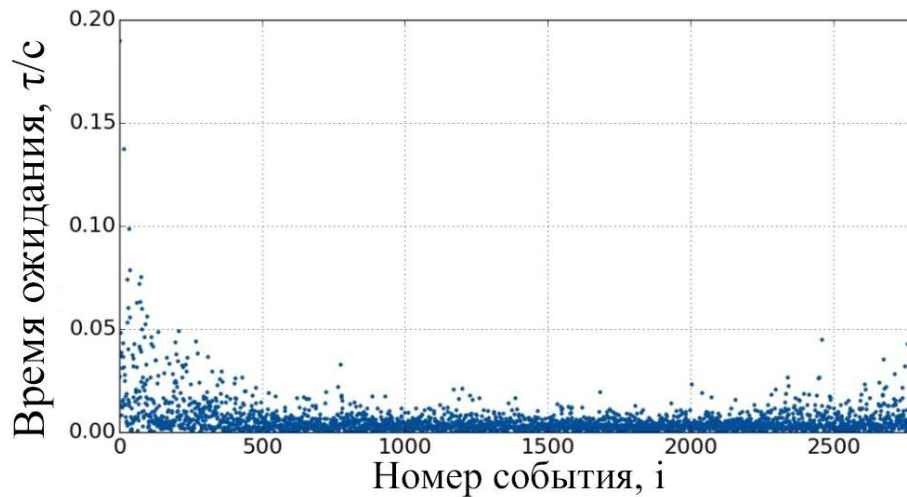


Рисунок 3.3 – Множество времен ожидания событий потока АЭ, полученное при испытании образца типа А.

В результате процедуры Байесовского вывода, описанной в предыдущей главе, были получены распределения брейкпойнтов C_i , изображенные на рисунках 3.4 и 3.5 для образцов (А) и (В) соответственно. Из апостериорного распределения брейкпойнтов согласно описанной ранее

схеме были вычислены начало и конец перехода между царапанием покрытия и царапанием металла.

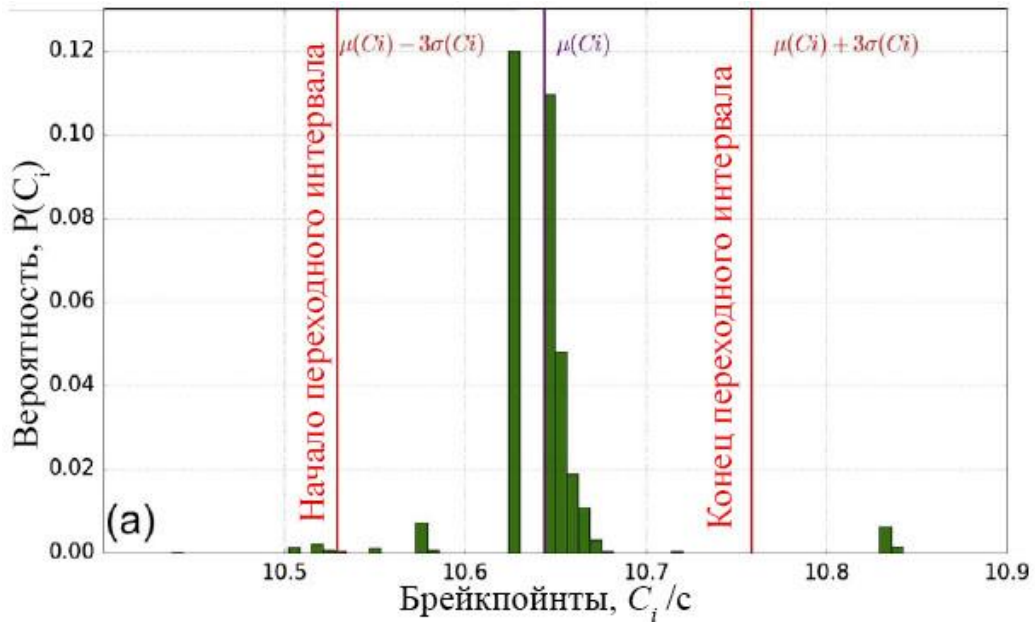


Рисунок 3.4 – Апостериорное распределение брейкпойнтов C_i в образце (А).

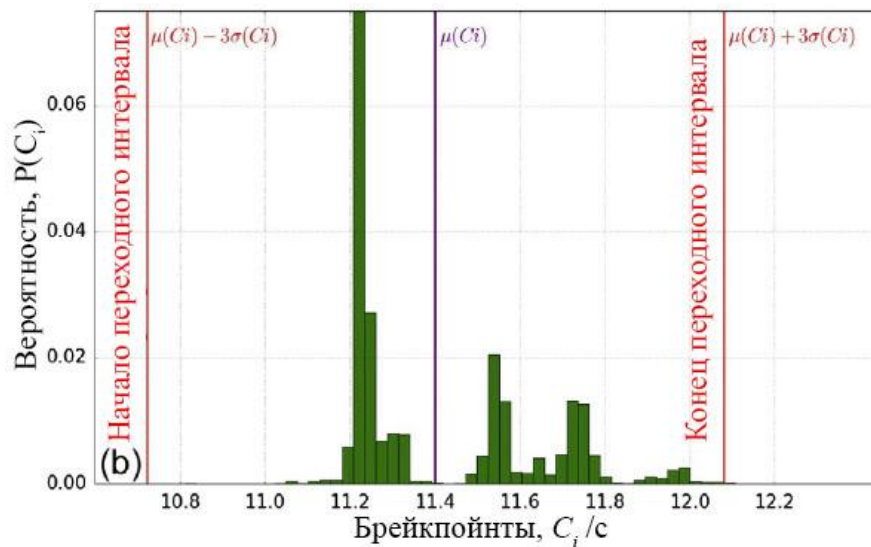


Рисунок 3.5 – Апостериорное распределение брейкпойнтов C_i в образце (В).

Для проверки достоверности определения интервала растрескивания покрытия, вычисленные характеристики сопоставлялись на одном графике с изображением царапины (рисунки 3.6 а и б). Вычисленные в результате байесовского анализа интервалы перехода от покрытия к подложке показаны красными прямоугольниками. Как и среднеквадратичное значение, показанное на рисунке 3.1, скорость счета потока событий АЭ λ изменяется значительно и нерегулярно в течение всего эксперимента. Поэтому скорость потока не может служить надежным показателем какой-либо конкретной стадии процесса царапания. В

противоположность к этому, положение интервала перехода, выделенное красным цветом на рисунке 3.6, и рассчитанное по нашей байесовской схеме, указывает на момент разрушения покрытия с высокой точностью, что подтверждается микроскопическими наблюдениями [178].

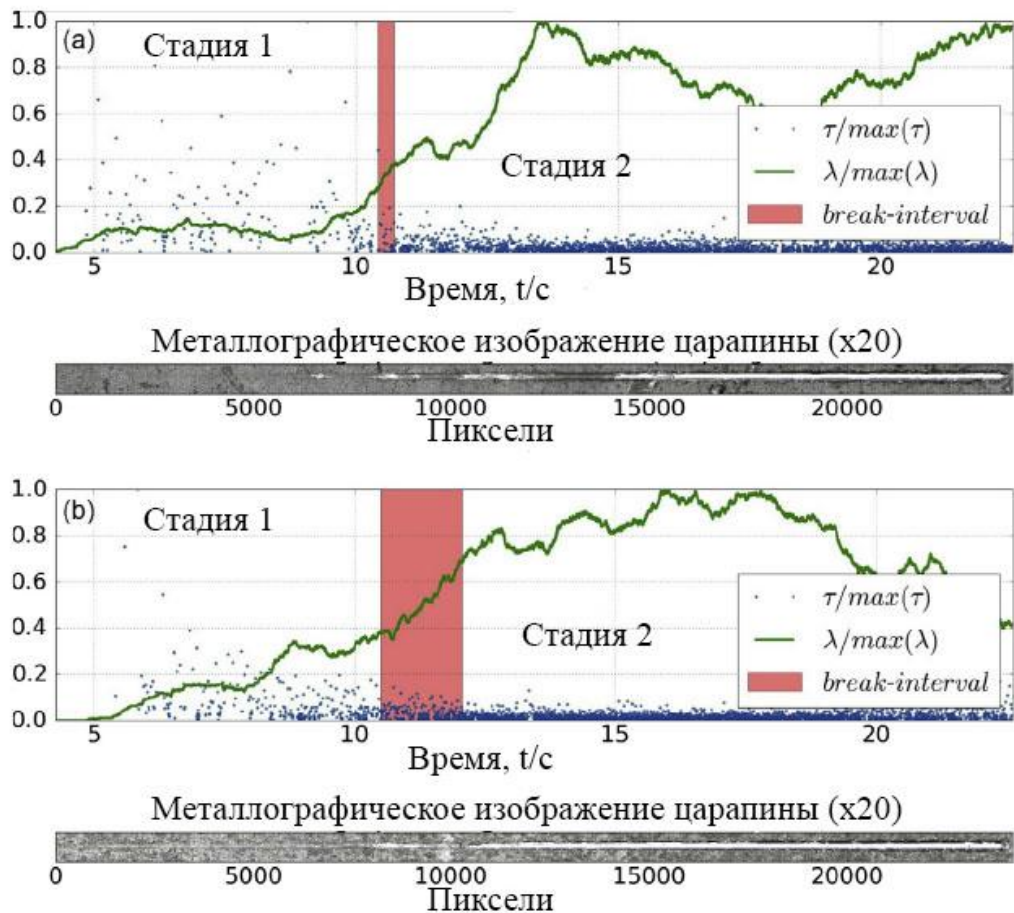


Рисунок 3.6 – Сопоставление вычисленных характеристик и изображения царапины для образцов А и В. Синие точки соответствуют событиям φ -параметра. Зеленым цветом показана скорость счета потока событий (активность источников АЭ). Красный прямоугольник показывает полученный при байесовском статистическом моделировании интервал перехода от царапания покрытия к царапанию металла.

Хотя предлагаемый метод является эффективным и мощным инструментом поиска точек изменения в сигналах АЭ, это ни в коем случае не единственный способ, пригодный для решения частных технических задач, подобных рассмотренной в данной работе. Как было показано в главе 1, широкий набор методов был разработан в теории контроля качества, где акцент делается на идентификации отклонений от технических условий. Так, например, алгоритм кумулятивной суммы (CUSUM) позволяет обнаруживать изменения в распределениях наблюдаемых последовательностей случайных величин. Эта техника потенциально может быть использована для обнаружения точек перехода. Тем не менее, рассмотренный в данной работе байесовский

подход отличается от любых других методов одной важной особенностью. Непараметрические описательные методы не могут привести к пониманию процессов и механизмов, управляющих поведением временных рядов, в то время как модель на основе байесовского вывода предоставляет такую возможность.

Можно выделить два преимущества байесовского метода: (1) он позволяет получить распределения вероятностей, а не единственную оценку и её доверительный интервал; (2) предварительные сведения об изучаемом процессе, в том числе известные взаимосвязи параметров, задаются явно, тем самым, чем больше мы знаем о возможных сценариях поведения системы, тем точнее и качественнее будут предположения, закладываемые в прогностическую модель. Это обеспечивает основу для построения эффективных интеллектуальных систем машинного обучения и автоматизированных АЭ систем управления качеством.

3.1.4 Выводы к разделу 3.1

Предложенный байесовский подход к анализу сигналов АЭ был апробирован на испытаниях по царапанию тонкого покрытия диоксида циркония на титановой подложке. Предсказанное положение интервала перехода индентора от царапания покрытия к металлу полностью подтвердилось металлографическими наблюдениями [178]. Хотя испытание по царапанию было выбрано в качестве проверки правдивости концепции, используемая методология ни в коем случае не ограничена данным методом испытания и может быть применена к различным АЭ сигналам, испытывающим переходы от одних режимов активности к другим.

3.2 Исследование кинетики механического двойникования алгоритмами анализа потока событий АЭ в чистом магнии и его сплавах.

В настоящее время магний и его сплавы становятся весьма популярным конструкционным материалом в автомобильной и аэрокосмической промышленности в связи с большим спросом на материалы с высокой удельной прочностью и пластичностью. Магний, обладая ГПУ решеткой, демонстрирует деформационное поведение, отличное от металлов с кубической решеткой. При ограниченном количестве систем скольжения механическое двойникование дает существенный вклад в общую деформация кристалла за счет разориентировки решетки на 86° относительно исходной и активации дополнительного скольжения в благоприятно разориентированном кристалле. Зависимость механизмов деформации и их взаимодействия в ГПУ металлах от ориентации и текстуры на различных стадиях деформационного упрочнения

изучена недостаточно. Каждый механизм деформации создает уникальный отклик АЭ, охарактеризовать который количественно весьма затруднительно без использования современных методов обработки и анализа АЭ данных. Кроме того, интерференция механизмов существенно усложняет анализ и интерпретацию результатов АЭ. Для активации основных механизмов деформации в изоляции друг от друга необходимо создать строго контролируемые условия деформации. А этого можно достичь правильной ориентацией осей сжатия относительно ориентации решетки. Настоящий раздел посвящен использованию метода АЭ для изучения механизмов деформации и, в частности, коллективной динамики дефектов в магнии.

3.2.1 Исследование кинетики механического двойникования в монокристаллах магния

Были проведены тесты на одноосное сжатие монокристаллов магния, ориентированных соответствующим образом вдоль оси приложенной нагрузки для активации дислокационного скольжения или механического двойникования в качестве доминирующего механизма деформации. В частности, при сжатии вдоль оси $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ активируется базисное скольжение, в то время как при сжатии вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ основным режимом деформации является двойникование. Был проведен детальный статистический анализ сигналов АЭ, а также *in-situ* микроскопические исследования, позволяющие отследить эволюцию микроструктуры во время нагрузки [179].

3.2.1.1 Материалы и методы эксперимента

Для испытаний были использованы монокристаллы магния с коммерческой чистотой 99,95%, выращенные по модифицированной вертикальной технологии Бриджмена. С помощью электро-искрового станка были вырезаны образцы размером $5 \times 5 \times 6$ мм³. Проводились испытания на сжатие на универсальной испытательной машине Instron 5882 при постоянной номинальной скорости деформации 10^{-3} с⁻¹ при комнатной температуре. Ось сжатия была ориентирована двумя способами: вдоль оси монокристалла $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ для активации базисного скольжения, и вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ для активации двойникования. Первоначальная ориентация образцов определялась с помощью рентгеновского дифрактометра Panalytical (CuK α -излучение).

Механические испытания сопровождалась регистрацией сигналов АЭ в беспороговом режиме. Использовалась система на основе платы PCI-2 (PAC), с частотой дискретизации 2 МГц. Миниатюрный пьезоэлектрический преобразователь MST8S (Dakel-ZD Rpety, Чехия), имеющий диаметр 3 мм и полосу рабочих частот 100–600 кГц, был прикреплен к оснастке в непосредственной близости от образца. Уровень предварительного усиления составлял 40 дБ.

Для верификации результатов анализа АЭ сигналов и отслеживания эволюции микроструктуры во время испытаний выполнялись in-situ исследования микроструктуры в камере сканирующего электронного микроскопа Zeiss Crossbeam Auriga, оборудованного приставкой MTEST Quattro. Механические испытания периодически приостанавливались для получения микроструктуры при различных увеличениях. Наблюдаемая поверхность была отшлифована и отполирована с использованием алмазной пасты дисперсностью 0.25 мкм, и электролитически отполирована в электролите Struers AC2 при 18 В, -40 ° С в течение 30 с.

3.2.1.2 Методика анализа сигналов АЭ

Обработка сигналов АЭ включала в себя три этапа:

- 1) детектирование событий методом ф-параметра;
- 2) статистический анализ потока задетектированных событий;
- 3) кластеризация сигналов методом ASK (описанном в главе 1).

На первом этапе временной ряд АЭ сводится к совокупности времен прихода событий $\{t_0, t_1 \dots t_i \dots t_N\}$. На практике более удобно рассматривать временные интервалы между последующими событиями (времена ожидания) $\tau_i \equiv \Delta t_i = t_{i+1} - t_i$. Статистический анализ на втором этапе основывался на следующей логике. Пологая, что источники релаксации локальных напряжений независимы, должен наблюдаться пуассоновский поток событий АЭ в форме серии единичных импульсов $\delta(t - t_k)$ с амплитудами U_k

$$A(t) = \sum_{k=1}^N U_k \delta(t - t_k). \quad (3.1)$$

В этом случае, распределение времен ожидания удовлетворяет экспоненциальному закону с функцией плотности вероятности

$$\rho(\Delta t) = \frac{1}{\bar{\tau}} \exp(-\tau / \bar{\tau}) = \lambda \exp(-\lambda \tau) \quad (3.2)$$

, где $\bar{\tau}$ - это среднее время ожидания (усредненное в некотором временном интервале T) и $\lambda = 1/\bar{\tau}$ - это средняя скорость потока событий АЭ. Напротив, при наличии корреляций между событиями, или памяти о прошлом в потоке событий, должно наблюдаться отклонение от экспоненциального закона (3.2).

Весь поток событий был разделен на набор последовательных перекрывающихся кадров длиной T секунд. В каждый кадр попадало N_j событий, составляющих выборку, где j – номер кадра. Затем оценивалась эмпирическая плотность распределения времен ожидания, а также

скорость потока $\lambda_j = N_j / T$. Для проверки соответствия распределения времен ожидания каждой выборки экспоненциальному закону применялся статистический критерий согласия χ^2 .

Дислокационное скольжение и двойникование существенно различаются по динамике источников сброса локальных напряжений и, следовательно, генерируют различный АЭ отклик (шумоподобные и низкоамплитудные сигналы от скольжения дислокация, высокоамплитудные всплески при двойниковании [27, 200]). Рассмотренный в первой главе алгоритм кластеризации сигналов АЭ (ASK) оказался эффективным для разделения источников АЭ в случайных временных рядах на классы путем группировки сигналов со схожим спектром. В качестве меры сходства функций спектральной плотности мощности, рассчитанным по методу Велча (см. главу 1), использовалась симметричная метрика Кульбака-Лейблера.

3.2.1.3 Результаты статистического анализа сигналов АЭ

Результаты статистического анализа и кластеризации сигналов АЭ, полученных при сжатии монокристалла вдоль оси $\langle 11\bar{2}2 \rangle$, показаны на рисунке 3.7. Цветные маркеры на рисунке 3.7а показывают среднюю скорость потока АЭ $\lambda(t)$. Цвет отображает результат теста Пирсона для каждой выборки: зеленый соответствуют фрагментам потока АЭ, где распределение времен прихода подчиняется экспоненциальному закону (3.2), красный цвет соответствуют выборкам с непугассоновским поведением источников. Другими словами, зеленый цвет обозначает выборки со случайными и независимыми событиями, а красный – выборки с временной корреляцией между последующими событиями. Результаты говорят о том, что наблюдается пуассоновский поток событий с экспоненциальным распределением времен ожидания, на протяжении всего эксперимента, за исключением самого начального этапа нагружения, когда при малых нагрузках возникали множественные «ложные» события АЭ из-за настройки и трения в разрывной машине (этот участок был исключен из анализа). Эволюция распределения времен ожидания показана на рисунке 3.8, где сравниваются экспериментальные гистограммы и теоретическое экспоненциальное распределение (зеленая кривая). Значение p теста Пирсона много большее уровня значимости ($\alpha=0.05$) свидетельствует о невозможности отвергнуть гипотезу об экспоненциальности распределения времен ожидания (пуассоновости потока). Учитывая, что базисное скольжение при данной ориентации монокристалла является благоприятной модой деформации, можно предположить, что именно дислокационное скольжение генерирует пуассоновский поток событий.

появления первых двойников. Затем он продолжает расти, хотя можно заметить легкое уменьшение скорости накопления событий в момент, когда второй кластер выходит на насыщение, что указывает на тесную взаимосвязь между этими механизмами. Учитывая сходство кривых накопления событий между первым и вторым кластерами естественно предположить, что третий кластер представляет собой дислокационное скольжение в переориентированной после двойникования решетке.

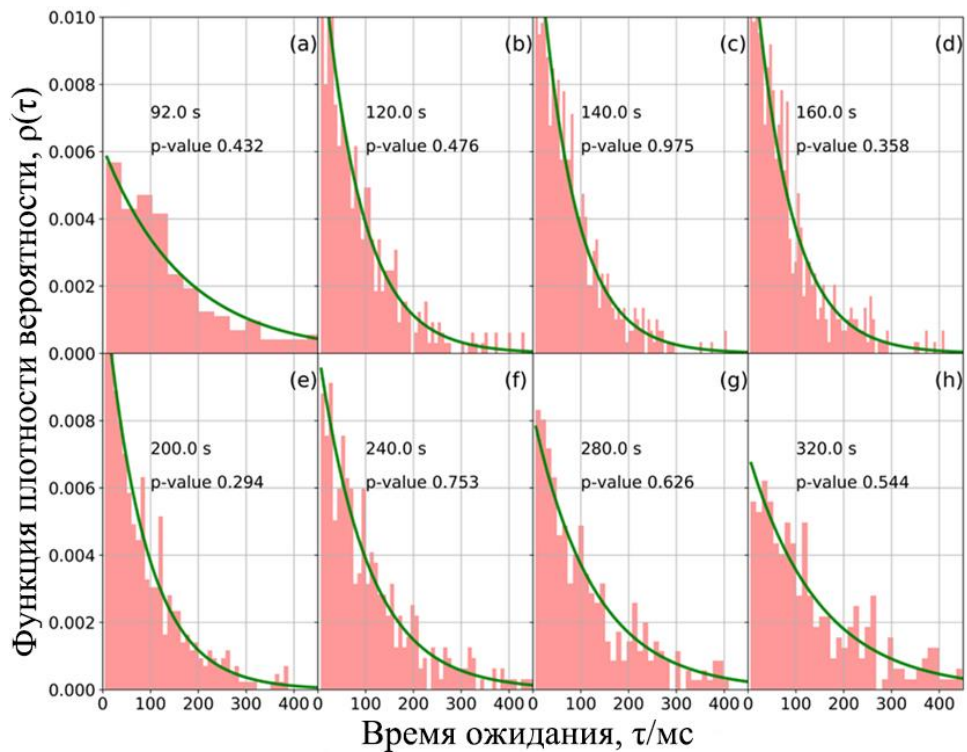


Рисунок 3.8 – Эволюция функции распределения времен ожидания потока событий АЭ, соответствующего рисунку 3.7. Гистограммы показывают экспериментальную функцию плотности вероятности времен ожидания, зеленые кривые соответствуют теоретическому экспоненциальному распределению согласно формуле (3.2).

В случае сжатия вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ наблюдается широкий пик интенсивности АЭ при нагрузке от 0 до 120 с (рисунок 3.9). В этом же интервале времени согласно результатам теста Пирсона, наблюдается непурассоновский поток событий АЭ, что свидетельствует о некоторых временных корреляциях в поведении источников излучения. Учитывая, что данная ориентация монокристалла благоприятна для возникновения двойников растяжения $\{10\bar{1}2\}$, можно предположить, что коррелированному потоку соответствует процесс двойникования. Экспериментальные распределения времен ожидания на рисунке 3.10 отклоняются от экспоненциального закона при масштабах времени порядка нескольких миллисекунд, то есть наблюдаемые корреляции вызваны влиянием событий двойникования на ближайших соседей. На

зрелой стадии деформации (приблизительно 120-300 с) до начала шейкообразования, поток событий АЭ постепенно снова становится пуассоновским (рисунок 3.9) с экспоненциальным распределением времен ожидания, показанном на рисунках 3.10 г и h.

Алгоритм ASK выявил два кластера (рисунок 3.9b). Первый кластер (красная кривая) активно растет на начальном этапе нагружения и состоит из высокоамплитудных событий, а потому ассоциируется с коррелированным потоком, вызванным двойникованием. Второй кластер, состоящий из низкоамплитудных событий, вступает с некоторым опозданием за первым и начинает доминировать на зрелой стадии деформации, когда первый кластер выходит на насыщение. Естественно предположить, что второй кластер соответствует пуассоновскому потоку событий, вызванному дислокационным скольжением в переориентированном после двойникования кристалле.

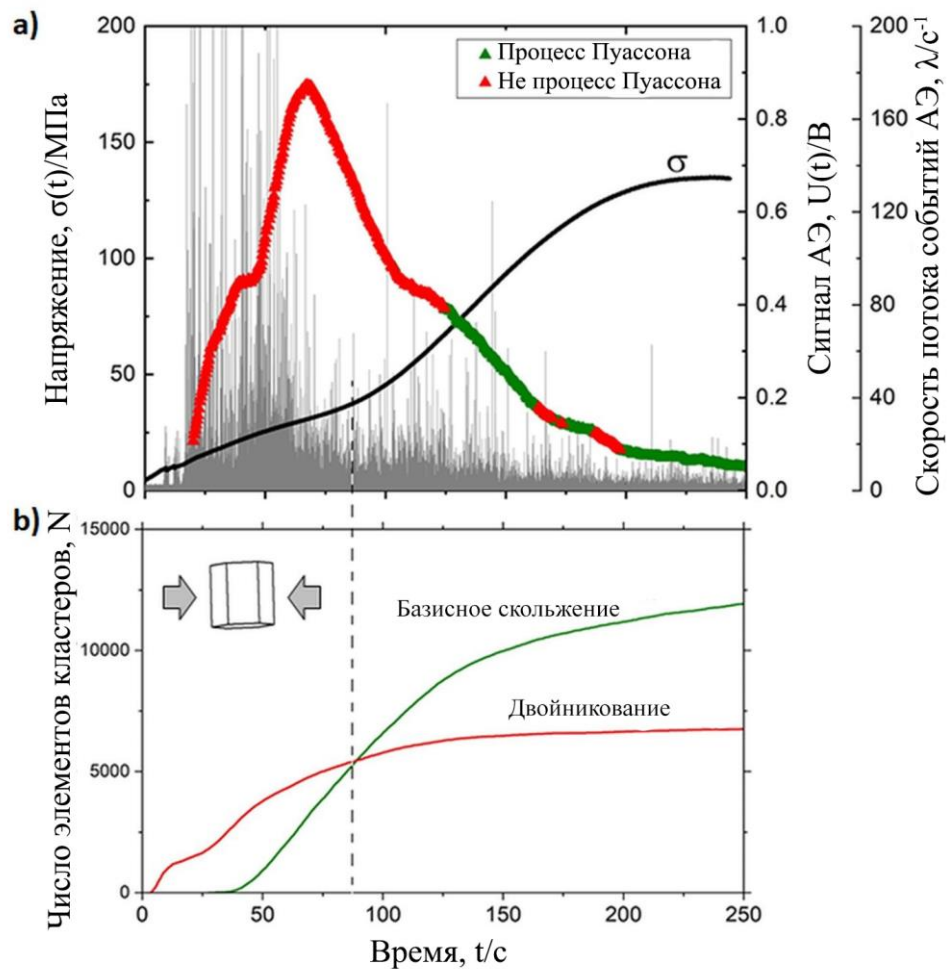


Рисунок 3.9 – Результаты анализа сигналов АЭ при одноосном сжатии монокристалла магния вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$: (а) Исходный сигнал АЭ, скорость потока АЭ, сопоставленные с кривой деформации; цвет маркеров означает результат теста Пирсона – зеленый соответствует процессу Пуассона, красный – непуассоновскому процессу; (б) результаты кластерного анализа сигналов АЭ.

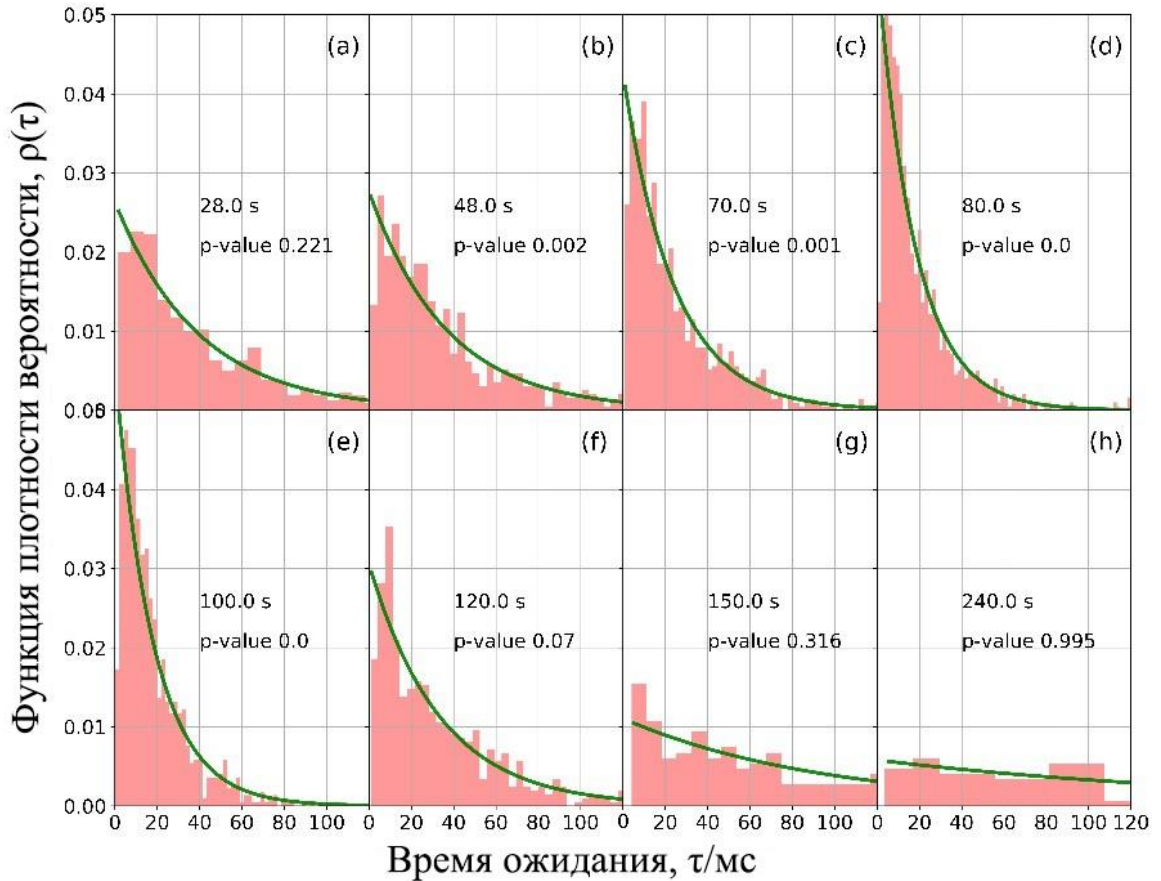


Рисунок 3.10 – Эволюция функции распределения времен ожидания потока событий АЭ, соответствующего рисунку 3.9. Гистограммы показывают экспериментальную функцию плотности вероятности времен ожидания, зеленые кривые соответствуют теоретическому экспоненциальному распределению согласно формуле (3.2).

3.2.1.4 Эволюция микроструктуры при деформировании монокристаллов магния

Для подтверждения предположений, сделанных по результатам анализа АЭ данных, была получена серия СЭМ изображений, отражающих эволюцию микроструктуры при деформировании образцов.

При ориентации $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ на свободной поверхности образца появляются только отдельные линии скольжения вдоль базисной плоскости (рисунок 3.11). По мере развития деформации эти линии становятся все более заметными. В отличие от поликристаллов, где линии скольжения появляются случайно и независимо в зернах с разной ориентацией, все линии скольжения в монокристалле принадлежат к одному семейству базисных плоскостей. Несмотря на то, что данная ориентация монокристалла идеальна для базисного скольжения, на снимке, соответствующем зрелой стадии деформации (примерно 200 с) появляется несколько мелких двойников растяжения $\langle 11\bar{2}0 \rangle \{10\bar{1}2\}$. Однако рост появившихся двойников незначителен при

дальнейшей деформации, что подтверждает затруднительные условия для двойникования при данной ориентации.

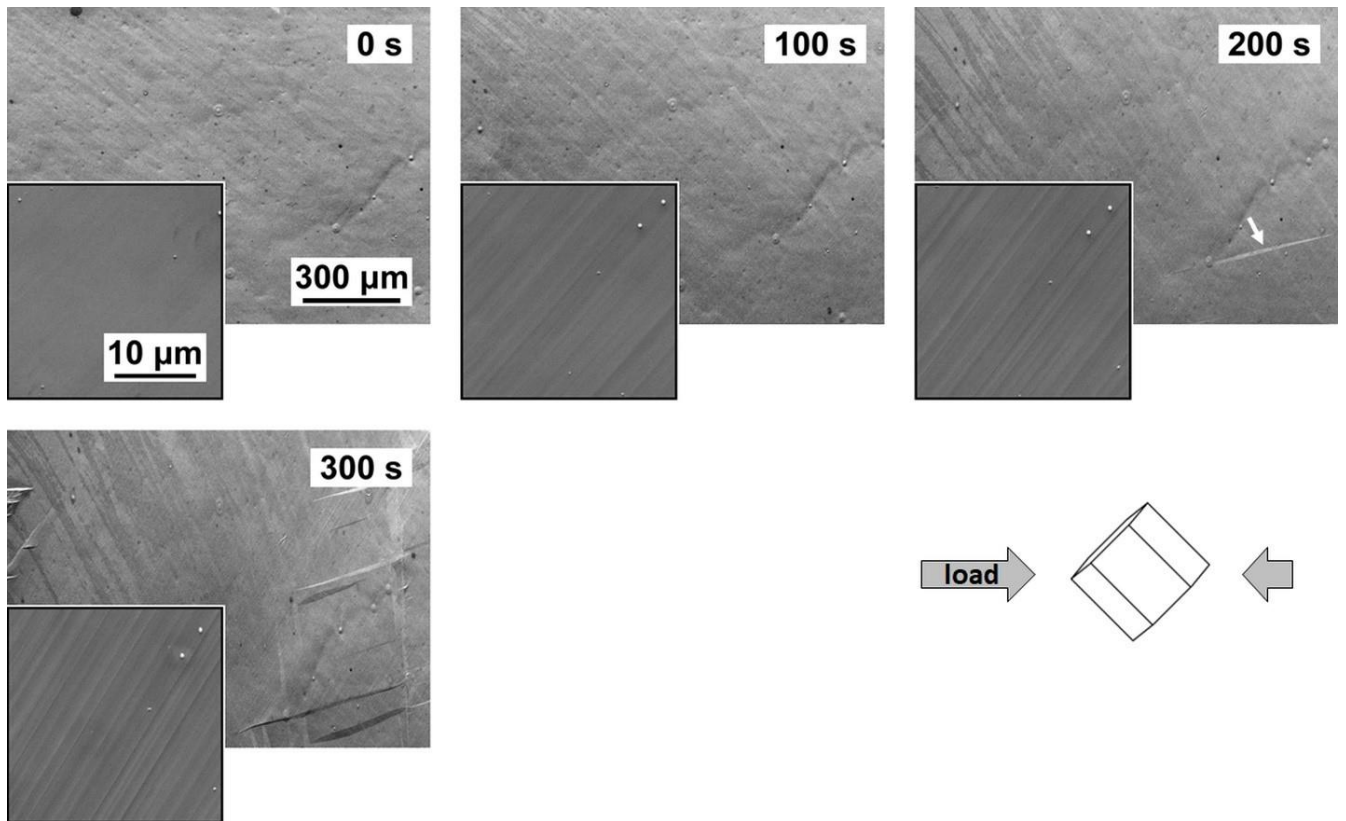


Рисунок 3.11 – Эволюция микроструктуры, полученная с помощью in-situ СЭМ в случае сжатия вдоль оси $\langle 11\bar{2}2 \rangle$, благоприятном для базисного скольжения дислокаций. Изображения получены с одной и той же области, изменение оттенка серого вызвано изменением рабочего расстояния до поверхности образца.

В случае сжатия вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ практически с самого начала испытания появляются широкие двойники растяжения $\langle 11\bar{2}0 \rangle \{10\bar{1}2\}$ (рисунок 3.12). Они активно растут по мере деформирования монокристалла (что хорошо видно на изображении, полученном через 50 с после начала испытания). Судя по следующему изображению, уже на 75 секунде практически весь кристалл переориентировался на угол $86,3^\circ$, характерный для двойников растяжения, и появляются следы скольжения дислокаций на свободной поверхности кристалла (хорошо видимые при масштабе 5 мкм).

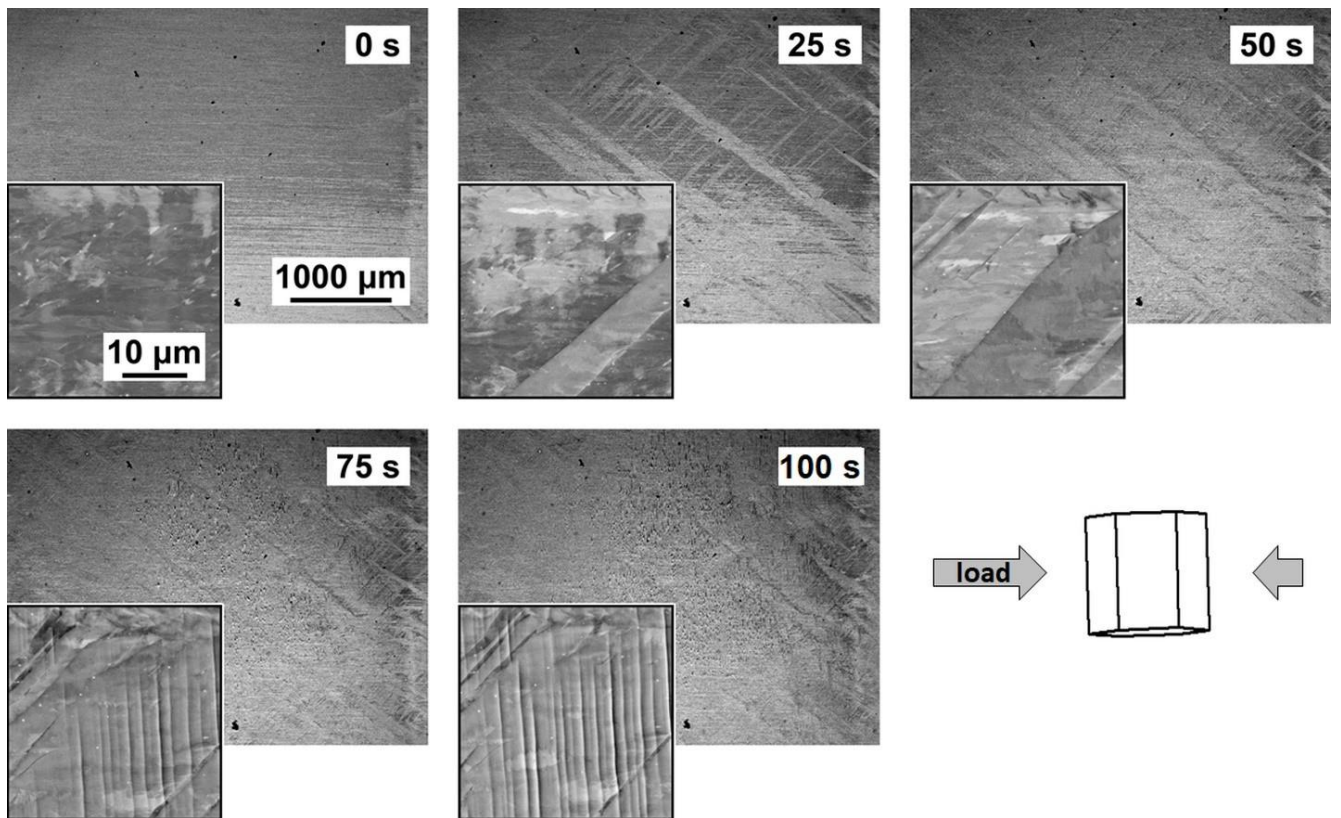


Рисунок 3.12 – Эволюция микроструктуры, полученная с помощью in-situ СЭМ в случае сжатия вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$, благоприятном для двойникового растяжения $\{10\bar{1}2\}$. Изображения получены с одной и той же области, изменение оттенка серого вызвано изменением рабочего расстояния до поверхности образца.

3.2.1.5 Сопоставление результатов анализа АЭ сигналов и микроструктурных исследований

Микроструктурные исследования показали, что при сжатии монокристаллов магния вдоль оси $\langle 11\bar{2}2 \rangle$ на свободной поверхности образца появляются отдельные линии скольжения вдоль базисной плоскости (рисунок 3.11). По мере развития деформации эти линии становятся все более заметными. На зрелых стадиях деформации появляются отдельные двойники, тогда как исходя из кластерного анализа, двойникование начинается гораздо раньше (~ 50 с). Эту разницу во времени можно объяснить, с одной стороны, ограничениями получаемых in-situ СЭМ изображений, не отображающих очень маленькие двойники при небольших увеличениях и ограниченных узким двумерным полем зрения. С другой стороны, метод АЭ чувствителен только к зарождению двойников со всего объема образца, но не к их утолщению (это было показано в работе [40]). Следовательно, существует естественная задержка между временем зарождения

двойников, улавливаемом сигналами АЭ, и моментом, когда двойник вырастает и становится различим на полученных in-situ СЭМ изображениях.

Тем не менее основным механизмом деформации в данном случае является дислокационное скольжение, о чем свидетельствует наблюдаемая эволюция микроструктуры. Гипотеза, об отнесении доминирующего кластера (рисунок 3.7 b) с дислокационным скольжением, подтверждается, как и предположение о соответствии двух других более слабых кластеров механическому двойникованию и скольжению в переориентированной решетке. Учитывая, что наблюдаемый поток событий АЭ носит пуассоновский характер, можно с уверенностью заключить, что дислокационное скольжение состоит из независимых и случайных элементарных актов.

Как известно, зарождение и рост двойников растяжения в монокристалле магния может быть достигнут при сжатии вдоль оси, перпендикулярной оси c (что эквивалентно сжатию вдоль $\langle 11\bar{2}0 \rangle$) [201, 224]. В этом случае значения коэффициента Шмидта для системы двойников растяжения составляет 0.5, тогда как для систем призматического и базисного скольжения – 0.43 и 0 соответственно. Анализ микроструктуры, проведенный в нашей работе, подтвердил эти теоретические положения - двойникование является доминирующим механизмом при сжатии вдоль оси $\langle 11\bar{2}0 \rangle$, а дальнейшая деформация переориентированного кристалла обеспечивается дислокационным скольжением по базисной и призматической плоскостям. Действительно, на микроструктуре наблюдается множество двойников растяжения с постепенным появлением полос скольжения (рисунок 3.9). Тем самым подтверждается разделение сигналов АЭ на два кластера, один из которых активно включается с самого начала испытания и соответствует двойникованию, второй же появляется с запозданием и соответствует скольжению в переориентированном зерне. На ранних стадиях деформации вклад скольжения в общий результат статистического анализа не велик, при этом наблюдается непуассоновский коррелированный поток событий АЭ. Другими словами, двойникование проявляет себя как коррелированный процесс с памятью о прошлом (физическая природа этих корреляций рассматривается в следующем разделе). На зрелых же стадиях деформации доминирует скольжение, порождающее случайный некоррелированный поток событий, как и в случае сжатия вдоль оси $\langle 11\bar{2}2 \rangle$.

3.2.1.6 Выводы к разделу 3.2.1

На основании анализа микроструктуры и статистического анализа сигналов АЭ, полученных при сжатии монокристаллов магния, было выявлено, что механическое двойникование относится к коррелированным процессам с памятью о прошлом. При этом,

согласно распределению времен ожиданий потока событий АЭ, наблюдаемые корреляции вызваны влиянием событий двойникования на ближайших соседей. Дислокационное скольжение же напротив проявляется как процесс, состоящий из случайных и независимых друг от друга элементарных актов.

3.2.2 Исследование кинетики механического двойникования в поликристаллах магния

В настоящем разделе мы переходим к исследованию процессов пластической деформации в поликристаллическом магнии на примере популярного сплава ZK60. Как и в случае с монокристаллами, мы применим комплексный подход к обработке АЭ данных с углубленным анализом временной структуры потока событий на основе элементов теории точечных процессов с целью выявления корреляций в коллективной динамике механических двойников [181].

3.2.2.1 Материалы и методика эксперимента

В качестве материала исследования был взят магниевый сплав ZK60 (5.8 % Zn, 0.44 % Zr) со средним размером зерна 70 мкм после горячего прессования. Механические свойства и микроструктура сплава подробно описана в [27, 180]. В качестве представителя материалов, деформирующихся при комнатных температурах исключительно за счет дислокационного скольжения, было взято чистое α -Fe (99,99 %). Были вырезаны образцы с размерами $10 \times 4 \times 3$ мм³ электроэрозионным способом и механически отполированы до зеркального блеска. Проводились испытания на растяжение до разрушения с номинальной скоростью деформации 5×10^{-3} с⁻¹. В непосредственной близости от измерительной части образца на лопатке был закреплен широкополосный АЭ датчик PICO. В качестве связующей среды использовалось вакуумное масло. Сигнал усиливался на 60 дБ в полосе частот от 50 до 1200 кГц и передавался в систему сбора данных АЭ на основе 16-битной платы PCI-2 (PAC, США). Запись АЭ осуществлялась непрерывно в беспороговом режиме с частотой дискретизации 2 МГц.

3.2.2.2 Методика обработки и анализа сигналов АЭ

Методика обработки сигналов АЭ была существенно дополнена по сравнению с предыдущим разделом и включала в себя пять этапов: (1) детектирование событий методом ф-параметра; (2) статистический анализ потока задетектированных событий – проверка гипотезы об экспоненциальности распределения времен ожидания с помощью статистического критерия χ^2 ; (3) проверка независимости событий в потоке альтернативным методом – Би-тест; (4)

кластеризация сигналов методом ASK; (5) подгонка модели точечного процесса к потоку данных АЭ, верификация модели.

Исходный сигнал АЭ, совмещенный с диаграммой нагружения, показан на рисунке 3.13а. Небольшие фрагменты сигнала также изображены на рисунках 3.13 б и с, где можно легко увидеть множество событий АЭ различной амплитуды и длительности. В результате детектирования методом ϕ -параметра была определена совокупность времен прихода всех событий непрерывного сигнала АЭ $\{t_0, t_1 \dots t_i \dots t_N\}$ (рисунок 3.13 с).

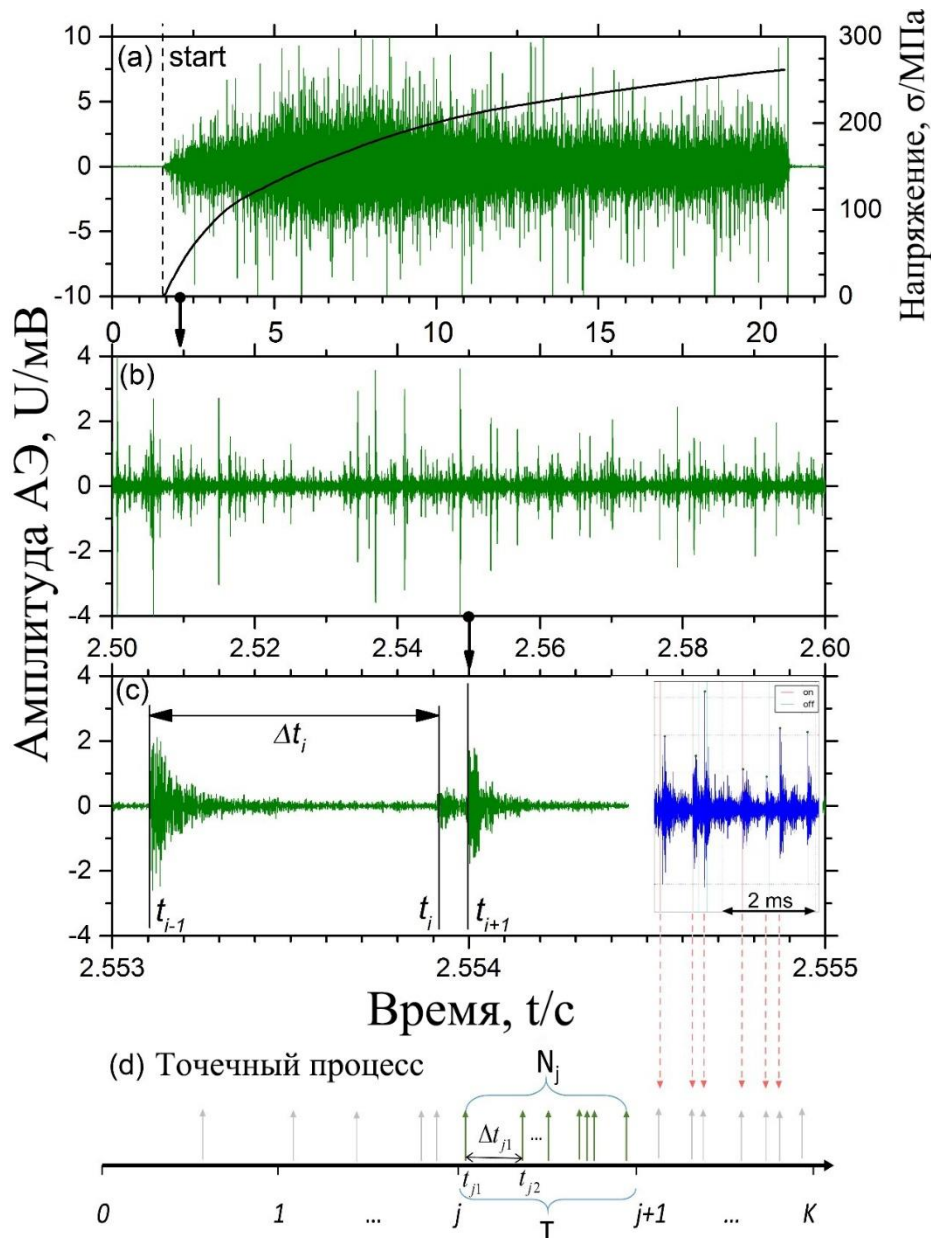


Рисунок 3.13 – Сигнал АЭ, синхронизированный с диаграммой растяжения магниевого сплава ZK60: (а) сигнал целиком; (б) и (с) - увеличенные фрагменты сигнала, (с) времена прихода событий, определенные в результате детектирования; (д) схема представления сигнала АЭ как точечного процесса, характеризуемого совокупностью времен прихода событий.

Весь поток событий был разделен на набор последовательных перекрывающихся кадров длиной T секунд, В каждый кадр попадало N_j событий, составляющих выборку, где j – номер кадра. Затем оценивалась эмпирическая плотность распределения времен ожидания, а также скорость потока $\lambda_j = N_j / T$. Для проверки соответствия распределения времен ожидания каждой выборки экспоненциальному закону применялся статистический критерий согласия χ^2 .

В качестве подтверждения результатов проверки гипотезы о наличии локальных корреляций между событиями АЭ был использован так называемый Би тест [182], применимый также в случаях сильно нестационарных процессов. Для каждого времени события t_k вычисляется некоторая величина

$$B_k = \frac{\Delta_k}{\Delta_k + \delta_k / 2} \quad (3.3)$$

, где $\Delta_k = \min[t_k - t_{k-1}; t_{k+1} - t_k]$ это временное расстояние до ближайшего события (вперед и назад во времени), а δ_k - это временное расстояние до второго ближайшего события

$$\delta_k = \begin{cases} t_{k-1} - t_{k-2} & \text{if } \Delta_k = t_k - t_{k-1} \\ t_{k+2} - t_{k+1} & \text{if } \Delta_k = t_{k+1} - t_k \end{cases} \quad (3.4)$$

Если изучаемый точечный процесс подчиняется локальному пуассоновскому закону, величина B_k должна быть равномерно распределена между 0 и 1 со средним значением $\langle B \rangle = 1/2$. Отклонение экспериментальной кумулятивной функции распределения $F(B_k)$ от теоретического равномерного закона указывает на корреляцию между событиями. Для проверки соответствия распределения $F(B_k)$ равномерному закону применялся статистический критерий Колмогорова-Смирнова с уровнем значимости $\alpha=0.05$.

Для кластеризации сигналов АЭ по форме их спектральной плотности мощности применялся описанный в главе 1 алгоритм ASK. В качестве меры сходства PSD использовалась симметричная метрика Кульбака-Лейблера.

3.2.2.3 Методика анализа сигналов АЭ на основе теории точечных процессов

Как было сказано ранее, точечный процесс полностью задается совокупностью времен прихода событий, или временных интервалов между последующими событиями. Вообще говоря, точечный процесс полностью определен его функцией условной интенсивности [183, 158], задаваемой выражением

$$\lambda^*(t)_{H_i} = \frac{f^*(t)}{1 - F^*(t)} \quad (3.5)$$

, где индекс H_t обозначает зависимость от истории процесса, содержащей совокупность точек, произошедших к текущему моменту времени (т.е. λ^* в данный момент, вообще говоря, зависит от всех $t_i < t$); $f^*(t)$ это функция условной плотности вероятности и $F^*(t)$ это условная кумулятивная функция распределения. Здесь термин «условный» указывает на зависимость от истории процесса. Следовательно, функция условной интенсивности характеризует точечный процесс в настоящий момент времени в зависимости от его истории. Если условная функция интенсивности некоторого точечного процесса не зависит от истории, то есть $\lambda^*(t)_{H_t} = \lambda(t)$, то такой процесс, в общем случае, относят к классу процессов восстановления (renewal process). В частном случае независимых и случайных временных интервалов получаем процесс Пуассона (однородный в случае $\lambda(t) = const$, и нестационарный при $\lambda(t) \neq const$). Если условная функция интенсивности зависит от истории, то такой процесс относят к классу процессов Вольда (Wold process). К этому классу, в частности, относится предложенный в 1971 году самовозбуждающийся процесс Хокса [184, 185], лежащий в основе модели эпидемической сейсмичности афтершоков [186]. Зависимость от истории в этом процессе задается так, что возникновение события увеличивает вероятность возникновения новых событий, приводя к лавинообразным последовательностям. Условная функция интенсивности зависит от истории H_t и задается как:

$$\lambda^*(t)_{H_t} = \mu + \sum_{t_i < t} a e^{-C(t-t_i)}. \quad (3.6)$$

, где $\mu \in (0, \infty)$ определяет базовую интенсивность потока, а $\phi(t-t_i) = a e^{-C(t-t_i)}$ - это самовозбуждающееся ядро, определяющее вероятность возникновения нового события при истории $t_i < t$, скорость самовозбуждения и затухания контролируется положительными константами a и C [187]. Согласно выражению (3.6), при возникновении нового события, условная интенсивность резко возрастает на коэффициент a и затем экспоненциально убывает с коэффициентом затухания C до уровня фоновой интенсивности μ . Таким образом, функция условной интенсивности зависит от набора параметров $\Theta = \{\mu, a, C\}$ и истории $t_i < t$.

Как только теоретическая модель процесса выбрана, необходимо проверить степень согласия её с данными. Для этой цели в теории точечных процессов часто используется теорема о случайном изменении времени [183] Она основана на принципиальной возможности преобразовать широкий класс точечных процессов в однородный пуассоновский процесс. Утверждается, что если $\{t_1, t_2, \dots, t_n\}$, где $(t_i \in [0, T], \forall i)$ является реализацией точечного процесса с положительной функцией условной интенсивности $\lambda^*(t)_{H_t}$ и если функции

$$\Lambda(t) = \int_0^t \lambda^*(s)_{H_i} ds \quad (3.7)$$

строго возрастает, и $\Lambda(t) < \infty$, то преобразование $\{t_1^*, t_2^*, \dots, t_n^*\} = \{\Lambda(t_1), \Lambda(t_2), \dots, \Lambda(t_n)\}$ образуют пуассоновский процесс с единичной интенсивностью [183]. Если данные действительно порождены модельной функцией условной интенсивности $\lambda^*(t)_{H_i}$, то трансформированный временной ряд $\{t_1^*, t_2^*, \dots, t_n^*\} = \{\Lambda(t_1), \Lambda(t_2), \dots, \Lambda(t_n)\}$, называемый остаточным процессом (или более точно, масштабированным остаточным процессом) обязательно должен быть процессом Пуассона с единичной интенсивностью. Другими словами, распределение временных интервалов $\{\tau_1^*, \tau_2^*, \tau_3^*\} = \{t_1^*, t_2^* - t_1^*, t_3^* - t_2^*\}$ должно подчиняться экспоненциальному распределению с единичной интенсивностью $\lambda = 1$ и плотностью вероятности $f(\tau^*) = \exp(-\tau^*)$. Поскольку точечный процесс определяется функцией условной интенсивности

$$\lambda^*(t)_{H_i} = f(t, \Theta)_{H_i} \quad (3.8)$$

, которая является функцией времени t , и набора параметров Θ , специфического для данной модели, то вполне естественно начинать моделирование с подгонки выбранной модели к данным путем численного расчета параметров модели Θ_{opt} , обеспечивающих максимальное значение функции правдоподобия. Для этой цели использовался метод численной оптимизации Нелдера-Мида [186]. Оптимальные параметры Θ_{opt} используется для вычисления модельной функции интенсивности $\lambda^*(t)_{H_i}$. И наконец, используется теорема о случайном изменении времени для проверки степени согласия подогнанной модели с данными. Для этого выполняется четыре независимые статистические процедуры:

1. Степень согласия модели и наблюдаемых данных можно визуально оценить на графике квантиль-квантиль. На нем сравниваются квантили распределения временных интервалов трансформированного процесса τ^* с квантилями экспоненциального распределения $\exp(-\tau^*)$.
2. С помощью преобразования временных интервалов трансформированного процесса по формуле

$$U_i = 1 - \exp(-\tau_i^*) \quad (3.9)$$

можно получить набор равномерно распределенных величин $U \in [0, 1]$. Можно проверить независимость интервалов построением точечного графика U_i от U_{i-1} . Если интервалы независимы на всей области определения, то будет наблюдаться равномерное

распределение точек на графике. Появление кластеров на графике означает наличие корреляции между последующими событиями трансформированного процесса.

3. Кумулятивная функция распределения для равномерно распределенных величин должна иметь вид прямой линии. Построив экспериментальную кривую $F(U)$, можно увидеть, насколько сильно она отклоняется от прямой.
4. Критерий согласия Пирсона можно использовать для количественной проверки соответствия распределения временных интервалов трансформированного процесса τ_i^* экспоненциальному распределению с единичной интенсивностью.

3.2.2.4 Результаты обработки данных АЭ

Исходные данные, представляющий сигнал АЭ, записанный в ходе испытания на растяжение сплава ZK60, показаны на рисунке 3.13 в разных масштабах, раскрывающих множество дискретных сигналов АЭ, смешанных с непрерывным фоновым шумом.

Основные результаты статистического анализа показаны на рисунках 3.14 и 3.15 для чистого α -Fe и сплава ZK60 соответственно. Скорость потока АЭ λ изображена цветной кривой, а цвет символов, как и ранее, отображает результат теста Пирсона для каждой выборки: зеленый соответствуют фрагментам потока АЭ, где распределение времен прихода подчиняется экспоненциальному закону (3.2), красный цвет соответствуют выборкам с непуассоновским поведением источников. Графики совмещены с диаграммой нагружения $\sigma(t)$ и сырым сигналом АЭ.

Известно, что отклик АЭ в чистом Fe формируют отдельные линии скольжения, выходящие на свободную поверхность в результате коллективного движения дислокаций, [30]. Хотя каждый элементарный акт скольжения включает в себя коррелированное движение большого числа атомов, многочисленные линии скольжения появляются случайно и независимо друг от друга в различных зернах [20]. Поэтому вполне естественно ожидать пуассоновский поток событий АЭ за исключением случаев появления коллективных эффектов в дислокационных ансамблях при пластической неустойчивости [189, 190]. Действительно, из рисунка 3.14 видно, что наблюдается пуассоновский поток событий с экспоненциальным распределением времен ожидания на протяжении практически всего эксперимента, за исключением стадии распространения полосы Людерса, где обнаруживается коррелированный поток, что соответствует литературным данным [189, 190].

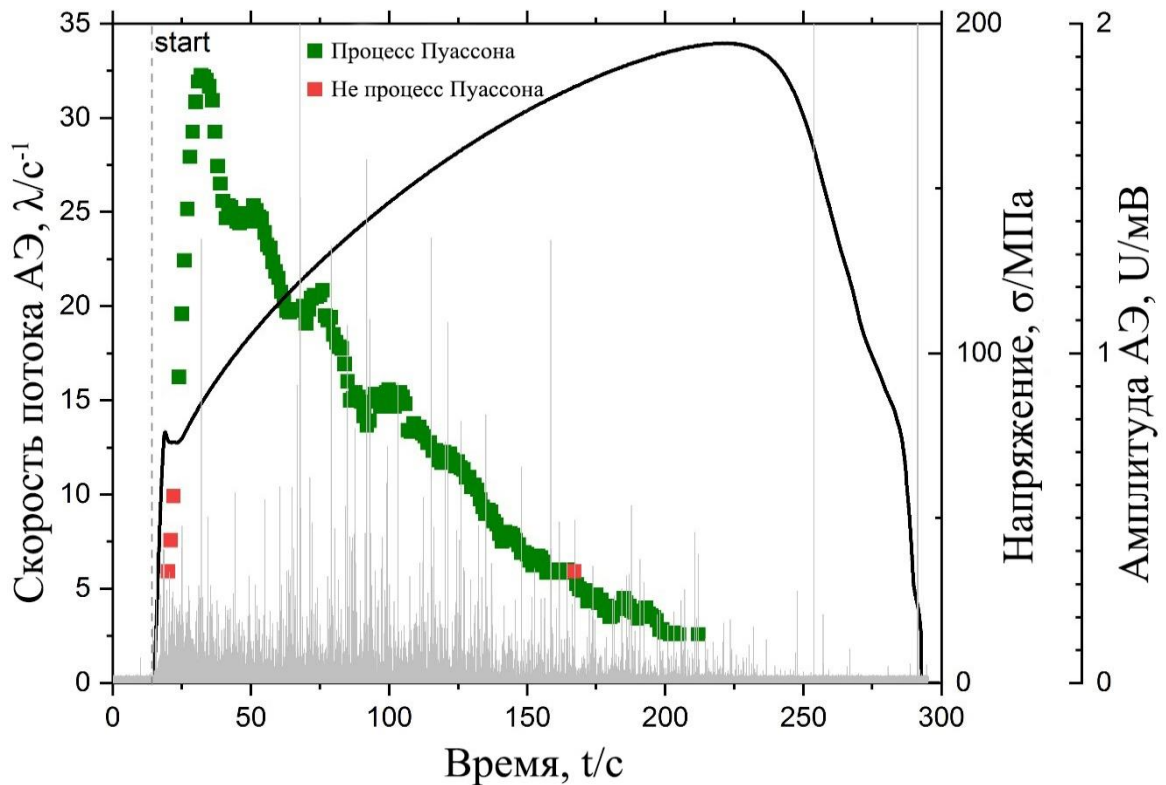


Рисунок 3.14 – Результаты анализа сигналов АЭ при одноосном растяжении чистого железа. Совмещены исходный сигнал АЭ, скорость потока АЭ λ , диаграмма растяжения $\sigma(t)$. Цвет маркеров указывает результат теста Пирсона – зеленый соответствует процессу Пуассона, красный – непуассоновскому процессу.

Результаты статистического анализа для сплава ZK60, показанные на рисунке 3.15, обнаруживают совершенно иную картину. В самом начале деформации, поток событий АЭ является процессом Пуассона, на что указывают зеленые точки в начале кривой скорости потока. Пуассоновский поток событий также наблюдается и на зрелой стадии деформации (отрезок 12-20 секунд) перед шейкообразованием и разрушением. В противоположность этому в интервале 5-12 секунд тест согласно тесту χ^2 гипотеза об экспоненциальности распределения времен ожидания отвергается, на что указывают красные точки. Другими словами, в этом временном промежутке наблюдается коррелированный непуассоновский поток событий. Этот временной интервал соответствует появлению широкого пика интенсивности АЭ, который часто ассоциируется с доминированием двойникования при пластической деформации Mg и его сплавов [191-193].

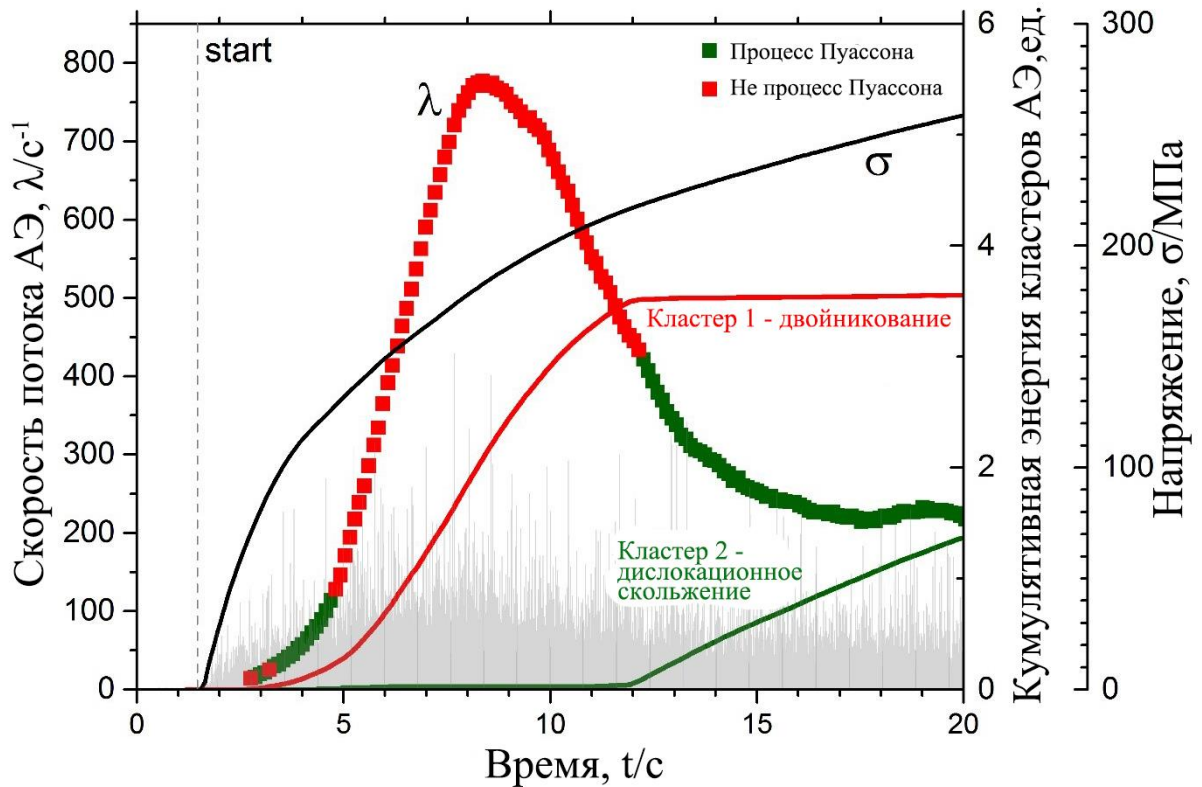


Рисунок 3.15 – Результаты анализа сигналов АЭ при одноосном растяжении Сплава ZK60.

Совмещены исходный сигнал АЭ, скорость потока АЭ λ , диаграмма растяжения $\sigma(t)$, результаты кластеризации сигналов АЭ алгоритмом ASK. Цвет маркеров указывает результат теста Пирсона – зеленый соответствует процессу Пуассона, красный – непуассоновскому процессу.

Типичные случайно выбранные экспериментальные распределения времен ожидания, наблюдаемые на разных этапах деформации сплава ZK60 показаны на рисунке 3.16, где сравниваются экспериментальные гистограммы и теоретическое экспоненциальное распределение (зеленая кривая). Значение p теста Пирсона много больше уровня значимости ($\alpha=0.05$) на ранней и зрелой стадиях деформации (0-5, 12-20 секунд) свидетельствует о невозможности отвергнуть гипотезу об экспоненциальности распределения времен ожидания (пуассоновости потока). Напротив, во временном интервале 5-12 секунд наблюдаются сильные отклонения распределения времен ожидания от экспоненциального закона, и гипотеза о пуассоновости наблюдаемого потока событий АЭ отвергается.

Необходимо учитывать, что приведенная методика анализа распределений времен ожидания первоначально разработана для стационарных процессов. Естественно полагать, что наблюдаемые отклонения распределения временных интервалов от экспоненциального закона могут быть вызваны нестационарностью наблюдаемых сигналов АЭ. Строго говоря, сигналы АЭ в масштабе одной реализации следует рассматривать как квазистационарные. Тем не менее,

чтобы убедиться, что нестационарность не является причиной наблюдаемых отклонений, тот же алгоритм обработки сигналов был применен к синтетическим временным рядам, имитирующим сильно неоднородный пуассоновский процесс с интенсивностью, меняющейся от 0 до 600 c^{-1} в течение 20 с в соответствии с синусоидальным законом. Во всех проведенных тестах, наш алгоритм корректно идентифицирует процесс как нестационарный процесс Пуассона, даже если изменение интенсивности гораздо сильнее, чем в реальных АЭ данных. Таким образом, наблюдаемые отклонения от экспоненциальности не могут быть вызваны нестационарностью медленно меняющихся сигналов АЭ.

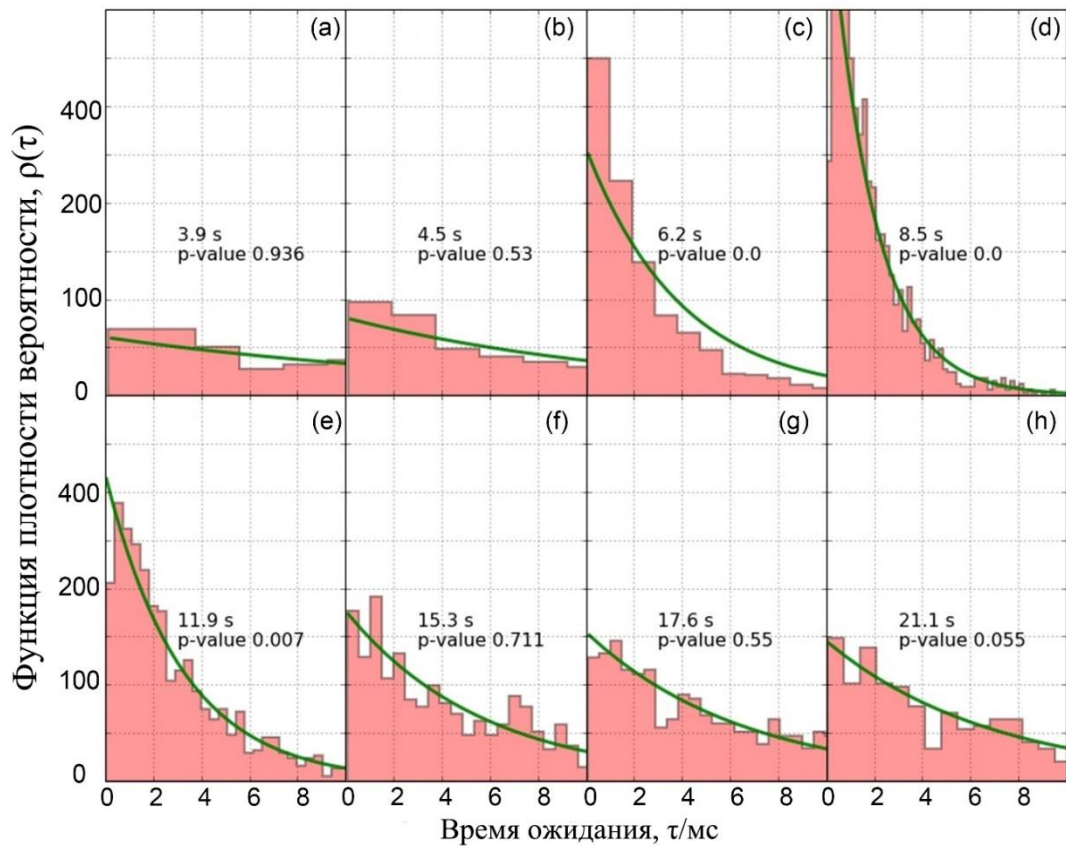


Рисунок 3.16 – Эволюция функции распределения времен ожидания потока событий АЭ, соответствующего рисунку 3.15. Гистограммы показывают экспериментальную функцию плотности вероятности времен ожидания, зеленые кривые соответствуют теоретическому экспоненциальному распределению согласно формуле (3.2).

Для подтверждения результатов статистического критерия проверки гипотез χ^2 и более глубокого понимания природы корреляций событий был проведен Би-тест. Его применение к наблюдаемым данным плавающим окном полностью подтвердило результаты теста χ^2 . В частности, в тех выборках, где гипотеза об экспоненциальности распределения времен ожидания отклоняется, Би-тест также обнаруживает наличие локальных корреляций в потоке событий

(отвергается гипотеза об однородности величины B (3.3)). Таким образом, совпадение результатов обоих независимых тестов оставляет без сомнения факт обнаружения корреляций в потоке событий АЭ на некоторой стадии (5-12 с) деформирования сплава ZK60.

Точно также, как и при испытаниях на сжатие монокристаллов, ориентированных для активации двойникового (рисунок 3.9), в поликристаллах наблюдается существенно непассоновское поведение потока событий АЭ, что служит следствием своего рода статистической корреляции между двойниками. Так как пластическая деформация при двойниковании в отдельном зерне довольно мала [194], часть пластической деформации обеспечивается скольжением, и оба механизма сосуществуют в процессе пластической деформации. Это означает, что практически любой сигнал АЭ при испытании поликристаллов будет содержать вклады от обоих механизмов. Вклад каждого из механизмов можно определить с помощью кластерного анализа. Как уже упоминалось ранее, кластерный анализ основан на предположении, что скольжения и двойникование существенно отличаются по своей динамике и, следовательно, генерируют отклик АЭ с различной волновой формой или спектром. Результаты кластеризации методом ASK для сплава ZK60 показаны на рисунке 3.15. Важно понимать, что число кластеров не задается и не фиксируется, а автоматически определяется в ходе кластеризации. Таким образом, было выявлено два кластера. Функции спектральной мощности их центроидов показаны на рисунке 3.17. Они значительно отличаются относительной долей низко- и высокочастотных компонент в спектре.

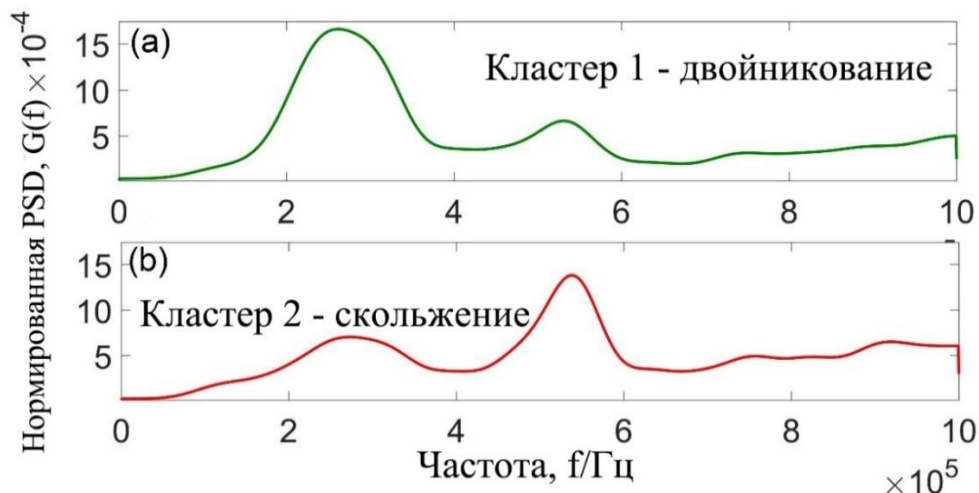


Рисунок 3.17 – Центроиды нормированных функций спектральной плотности мощности двух кластеров АЭ, показанных на рисунке 3.15: (а) кластер 1, соответствующий дислокационному скольжению и (б) кластер 2, соответствующий механическому двойникованию.

Шумоподобный первый кластер характеризуется более низкими преобладающими частотами и низкой амплитудой АЭ, что обычно связывают с дислокационным скольжением.

Второй кластер состоит из более высокочастотных и высокоамплитудных сигналов, которые обычно связывают с двойникованием. Таким образом, следуя логике, приведенной в [27, 195, 196], первый кластер был связан с дислокационным скольжением, второму же кластеру сопоставлен процесс двойникования.

Уточнить природу обнаруженных корреляций в потоке событий можно с помощью подборки подходящей модели точечного процесса. Простой и надежной моделью процесса с памятью, как было показано ранее, является процесс Хокса. Поэтому на последнем этапе статистической обработки выполнялась подгонка и верификация модели Хокса к данным с использованием описанной ранее процедуры. Алгоритм оптимизации Нелдера-Мида определил оптимальные значения параметров модели $\Theta_{opt} = \{\mu, a, C\} = \{170, 14.04, 9.86\}$, обеспечивающие максимальную функцию правдоподобия. Чтобы убедиться, что модель действительно подходит для описания наблюдаемых данных, был использован ряд численных и визуальных критериев согласия:

1. График квантиль-квантиль, показал, что распределения временных интервалов трансформированного процесса τ^* практически совпадают с экспоненциальным распределением $\exp(-\tau^*)$ (рисунок 3.18b).
2. Точки на графике зависимости U_i от U_{i-1} практически равномерно распределены, что означает независимость интервалов трансформированного процесса на всей области определения (рисунок 3.18c).
3. Кумулятивная функция распределения $F(U)$ для равномерно распределенных величин имеет вид прямой линии (рисунок 3.18a).
4. Нулевая гипотеза о том, что распределение временных интервалов трансформированного процесса соответствует экспоненциальному распределению $\exp(-\tau^*)$, не может быть отвергнута со значением $p \gg 0.05$. Что означает согласие между моделью и данными. В тоже время, распределение времен ожидания наблюдаемого процесса не является экспоненциальным по результатам того же тестирования (рисунок 3.18d).

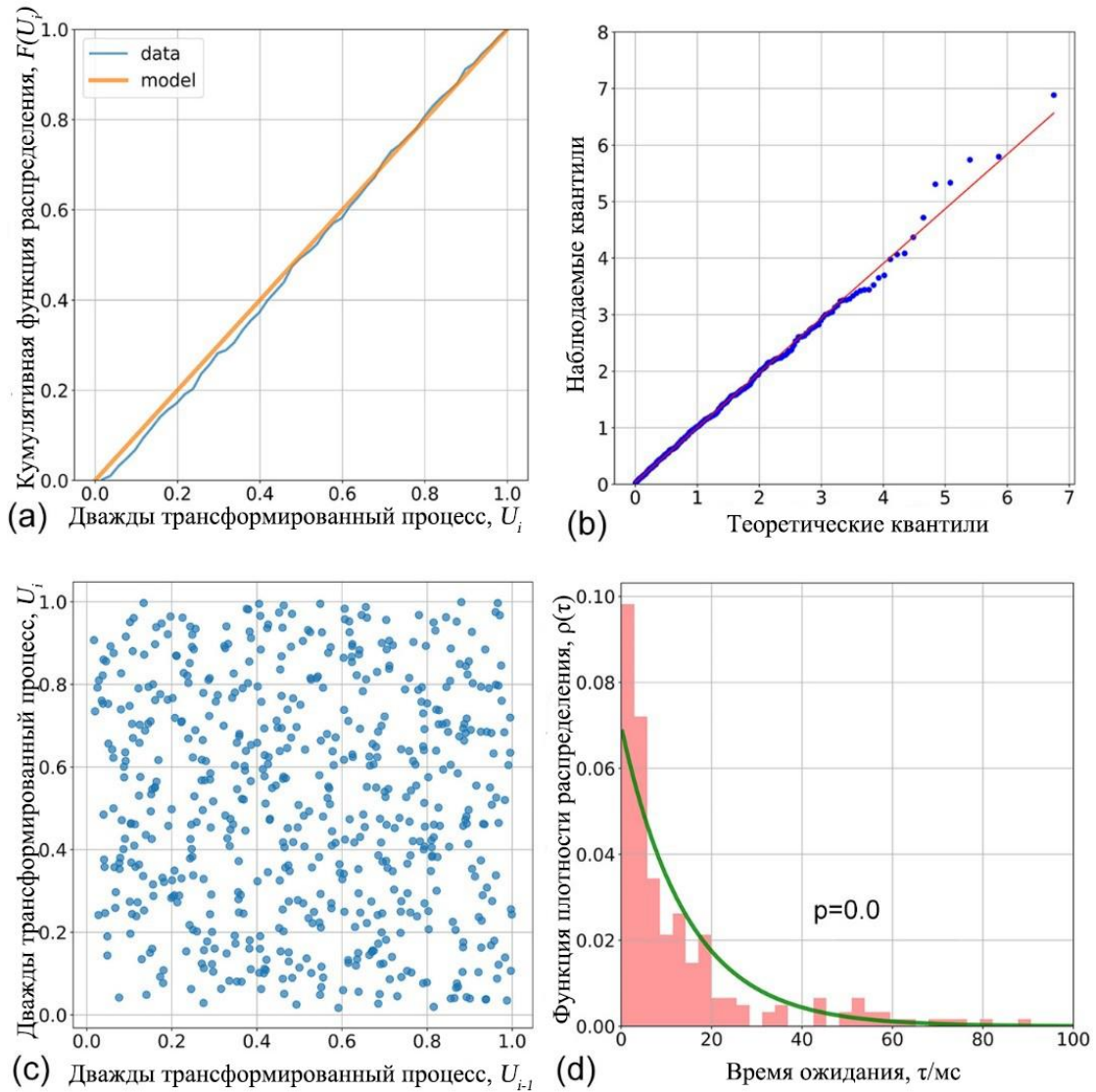


Рисунок 3.18 – Результаты проверки согласия модели Хокса с потоком событий АЭ, соответствующим двойникованию, доминирующему на отрезке 5-12 с испытания на растяжения сплава ZK60. (a) Кумулятивная функция распределения для переменной U (b) график квантиль-квантиль трансформированного процесса τ^* (c) График корреляции дважды трансформированного процесса U_i от U_{i-1} (d) Распределение времен ожидания наблюдаемого процесса τ .

Таким образом, процедуры верификации модели показали, что создаваемый двойникованием отклик АЭ может быть адекватно описан моделью самовозбуждающегося процесса Хокса.

Стоит также отметить очень точное совпадение результатов двух независимых процедур: кластеризации и статистической обработки потока событий. При непурассоновском поведении потока событий, доминирует двойникование. Когда же преобладает дислокационное

скольжение, поток становится пуассоновским. Учитывая результаты, полученные при испытании монокристаллов, можно с уверенностью заключить, что движение дислокаций при равномерном пластическом течении можно рассматривать как случайный процесс, состоящий из независимых и случайных источников, тогда как механическое двойникование является коррелированным процессом с некоторой памятью о прошлом.

3.2.2.5 Возможные физические модели корреляции в процессе двойникования

Практически любые вероятностные модели отражают лишь некоторые важные аспекты описываемого явления, при этом упуская другие менее интересные в данном случае детали. Процесс Хокса отражает наиболее характерную черту механического двойникования в магнии – наличие корреляции в коллективной динамике двойниковых ансамблей, и потому является не плохим выбором для описания наблюдаемого поведения потока АЭ в первом приближении. Он также предполагает, что эта память обусловлена в первую очередь влиянием актов двойникования на ближайшие по времени события в пределах долей миллисекунд, на что указывает положение максимумов распределений времен ожидания (рисунок 3.16).

Взаимодействие между двойниками и их взаимодействие с дислокациями достаточно активно освещается в литературных источниках, на основе которых можно сделать предположения о физических механизмах наблюдаемой корреляции [197-200]. Можно выделить четыре возможных механизма корреляции:

- a) активация дислокационного скольжения у фронта распространяющегося двойника [197, 201], что позволяет снять напряжения, накопившиеся на двойниковой вершине, находящейся внутри кристалла [202, 203] (рисунок 3.19a);
- b) инициирование образования зародыша двойника на границе нового зерна, происходящее за счет накопившихся на границе напряжений при проскакивании двойника в соседнем зерне [204-209] (рисунок 3.19b);
- c) продольное распространение нескольких близких параллельных двойников в одном зерне [210, 211] (рисунок 3.19c);
- d) авто-коррелированное прерывистое движение фронта двойника, контролируемое излучением двойникующих дислокаций [212, 213].

Все перечисленные механизмы проиллюстрированы на рисунке 3.19, где также показаны последовательные снимки поверхности образца, полученные с помощью высокоскоростной камеры *in-situ* при деформации магния (эксперимент подробно описан в [214]).

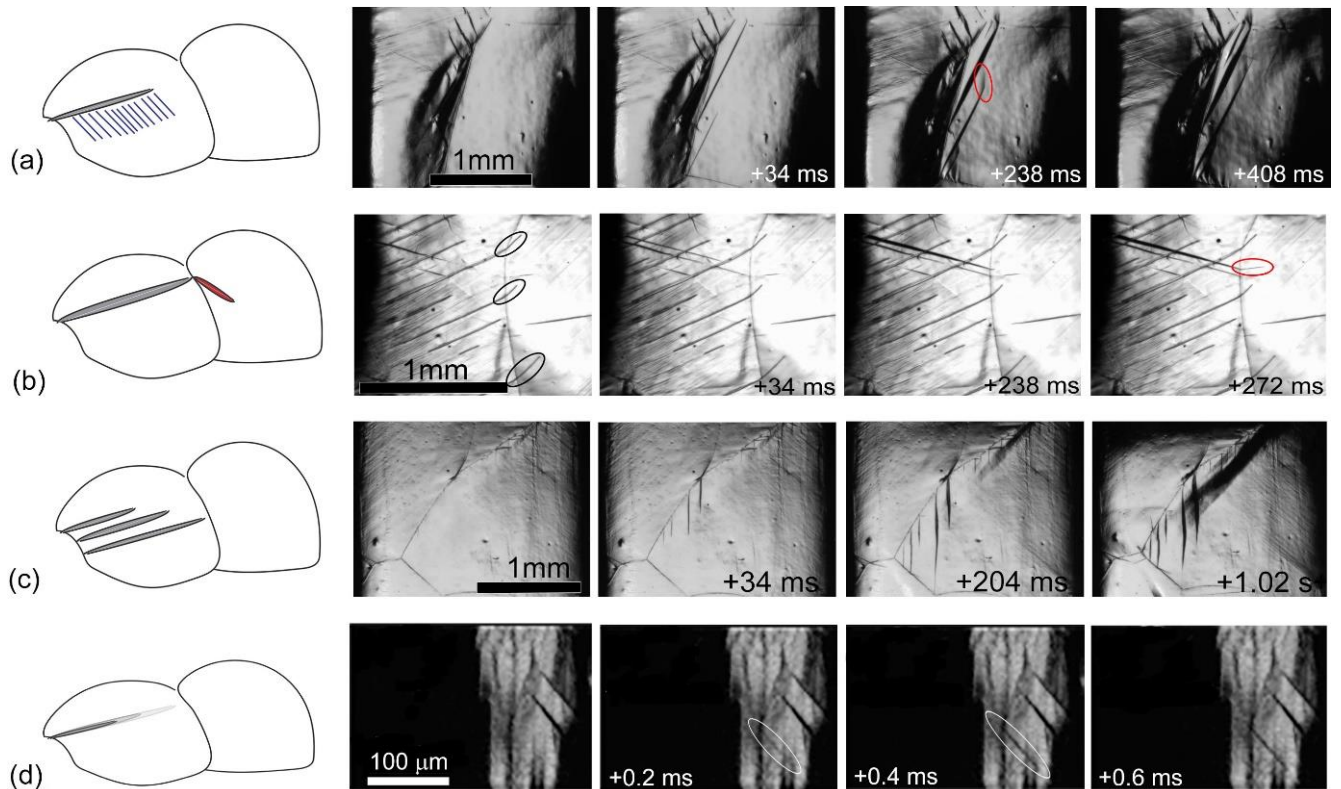


Рисунок 3.19 – Схематическая иллюстрация четырех возможных механизмов временной корреляции в потоке событий АЭ, индуцированном двойникованием: (а) активация дислокационного скольжения у фронта распространяющегося двойника; (б) инициирование образования зародыша двойника на границе нового зерна, происходящее за счет накопившихся на границе напряжений при проскакивании двойника в соседнем зерне; (в) продольное распространение нескольких близких параллельных двойников в одном зерне (д) автокоррелированное прерывистое движение фронта двойника, контролируемое излучением двойникообразующих дислокаций. Справа от схем показаны последовательные снимки поверхности образца, полученные с помощью высокоскоростной камеры in-situ при деформации магния.

Говоря о поликристаллах, невозможно полностью пренебречь ни одним из предложенных механизмов. Учитывая короткие временные масштабы, при которых наблюдается максимальное отклонение от экспоненциального закона распределения времен ожидания (рисунок 3.16), наиболее вероятным кажется четвертый механизм. Действительно, как показано на рисунке 3.19d, тонкая двойниковая ламель может распространяться сквозь зерно прерывисто с временным шагом порядка долей миллисекунд. В подтверждении этому в работе [40] было экспериментально выявлено, что даже маленькие двойники, длиной порядка микрометра, распространяясь со скоростью порядка скорости звука, вызывают хорошо различимый отклик АЭ.

3.2.2.6 Выводы к разделу 3.2.2

Новые алгоритмы обработки сигналов АЭ позволили сделать исключительные выводы о корреляции процессов динамики дефектов различной природы. В частности, на основании анализа микроструктуры и статистического анализа сигналов АЭ, полученных при растяжении поликристаллического магниевого сплава ZK60 и чистого α -Fe, было выявлено:

а) Дислокационное скольжение проявляется как процесс, состоящий из случайных и независимых друг от друга элементарных актов. Хотя каждый элементарный акт скольжения включает в себя коррелированное движение большого числа атомов, многочисленные линии скольжения появляются случайно и независимо друг от друга.

б) Механическое двойникование, напротив, относится к коррелированным процессам с памятью о прошлом. При этом согласно распределению времен ожиданий потока событий АЭ наблюдаемые корреляции вызваны влиянием событий двойникования на ближайших соседей. Механическое двойникование в магнии может быть адекватно описано моделью самовозбуждающегося процесса Хокса с короткой памятью о прошлом (порядка 1 мс и менее). Наиболее подходящим физическим механизмом, обеспечивающим такую корреляцию, является авто-коррелированное прерывистое движение фронта двойника, контролируемое излучением двойникующих дислокаций.

3.3 Выводы к главе 3

1. Использование предложенных нами в главе 2 методов статистического анализа временных рядов АЭ совместно с уже известными (метода ϕ -параметра, байесовский алгоритм обнаружения критических точек в непрерывном сигнале АЭ, метод детектирования событий на основе параметра эволюции источников, статистический подход к анализу потока событий на основе элементов теории точечных процессов, алгоритм адаптивной последовательной кластеризации сигналов АЭ ASK) показало, что метод АЭ, оснащенный современными подходами к анализу данных, открывает путь для тонкой количественной характеристики деталей эволюции источников эмиссии, в том числе дислокационных ансамблей и двойников. Совместное использование различных статистических методов в купе с другими методами анализа (например, микроструктурными исследованиями) позволяет получить убедительный и достоверный результат.

2. Предложенный байесовский подход к анализу сигналов АЭ был апробирован на испытаниях по царапанию тонкого покрытия диоксида циркония на титановой подложке. Предсказанное положение интервала перехода индентора от царапания покрытия к металлу

полностью подтвердилось металлографическими наблюдениями. Хотя испытание по царапанию было выбрано в качестве проверки правдивости концепции, используемая методология ни в коем случае не ограничена данным методом испытания и может быть применена к различным АЭ сигналам, испытывающим переходы от одних режимов активности к другим.

3. Новые алгоритмы обработки сигналов АЭ позволили сделать исключительные выводы о корреляции процессов динамики дефектов различной природы. В частности, на основании анализа микроструктуры и статистического анализа сигналов АЭ, полученных при сжатии монокристаллов магния, а также при растяжении поликристаллического магниевого сплава ZK60 и чистого α -Fe, было выявлено:

а) Дислокационное скольжение проявляется как процесс, состоящий из случайных и независимых друг от друга элементарных актов. Хотя каждый элементарный акт скольжения включает в себя коррелированное движение большого числа атомов, многочисленные линии скольжения появляются случайно и независимо друг от друга.

б) Механическое двойникование, напротив, относится к коррелированным процессам с памятью о прошлом. При этом согласно распределению времен ожиданий потока событий АЭ наблюдаемые корреляции вызваны влиянием событий двойникования на ближайших соседей. Механическое двойникование в магнии может быть адекватно описано моделью самовозбуждающегося процесса Хокса с короткой памятью о прошлом (порядка 1 мс и менее). Наиболее подходящим физическим механизмом, обеспечивающим такую корреляцию, является авто-коррелированное прерывистое движение фронта двойника, контролируемое излучением двойникующих дислокаций.

4. Апробация созданных методов обработки сигналов АЭ и их верификация на показательных экспериментах привела нас вплотную к попытке создания феноменологической модели деформационного упрочнения на основе совместного дислокационного скольжения и механического двойникования, результаты которой будут представлены в главе 4.

4. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕФОРМАЦИОННОГО УПРОЧНЕНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ В МАГНИИ И МАГНИЕВЫХ СПЛАВАХ

Хорошо известно, что деформационное упрочнение металлов с ОЦК и ГЦК решеткой управляется кинетикой дислокационного скольжения [198]. В то же время, для многих перспективных материалов ключевым механизмом деформации является двойникование, влияющие почти на все аспекты механического поведения. К таким материалам относят, например, высокопрочные аустенитные TWIP-стали [215, 216], наноструктурированные материалы [217-219], титановые сплавы [220], а также магний и его сплавы [221]. В связи с этим приобретает решающее значение понимание кинетики двойникования и его взаимодействия с дислокациями [222, 223]. В частности, для магния и его сплавов с ГПУ решеткой поведение деформационного упрочнения отличается такими особенностями, как вогнутая форма кривой напряжение-деформация и выраженная асимметрия предела текучести по отношению к растяжению/сжатию [224-228]. Роль двойникования и его кинетики в процессе деформационного упрочнения в ГПУ металлах и сплавах изучена еще недостаточно, что особенно верно для описания накопления двойников в процессе деформации. Буазиз и Гелтон [229] впервые предположили рассматривать объемную долю двойников как функцию деформации

$$F = 1 - \exp(-m\varepsilon) \quad (4.1)$$

, где m – константа, зависящая от энергии дефекта упаковки. Такая простая и общепринятая зависимость позволяет отразить в целом экспоненциальный тренд к насыщению кривой $F(\varepsilon)$. Однако сам подход не имеет под собой сильных физических оснований прежде всего потому, что двойникование управляется напряжением, а не деформацией [29, 230]. Возникает очевидная потребность в физически обоснованных и надежных феноменологических моделях деформационного упрочнения в ГПУ материалах, в том числе магнии и его сплавах. Поэтому в данной главе будет представлена мотивированная микроструктурой феноменологическая модель деформационного упрочнения материалов, сочетающих дислокационное скольжение и двойникование. Для подтверждения результатов моделирования будут использованы экспериментальные данные, полученные при испытаниях магния и его сплавов. Кроме того, метод акустической эмиссии будет использован для выявления конкурирующей роли дислокационного скольжения и двойникования [231].

4.1 Феноменологическая модель

При напряжениях, больших предела текучести, общая деформация ε складывается из упругой ε_{el} и пластической ε_{pl} компонент:

$$\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl}. \quad (4.2)$$

Общая скорость деформации при этом определяется условиями нагружения и является постоянной величиной

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{el} + \dot{\varepsilon}_{pl} = const = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \dot{\varepsilon}_{pl} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \dot{\varepsilon}^D + \dot{\varepsilon}^T \quad (4.3)$$

, где σ - механическое напряжение, E - модуль Юнга, точка обозначает производную по времени. Полная скорость пластической деформации $\dot{\varepsilon}_{pl}$ деформируемого образца определяется эволюцией дислокационной и двойниковой подсистем с соответствующими скоростями пластической деформации $\dot{\varepsilon}^D$ и $\dot{\varepsilon}^T$. При этом относительный сдвиг γ_{pl} представляет собой взвешенную сумму двух вкладов: от скольжения дислокаций γ^D и двойникового γ^T

$$d\gamma_{pl} = (1-F)d\gamma^D + \gamma^T dF \quad (4.4)$$

, где F - объемная доля двойников. Перейдем от дифференциалов к производным, а также от сдвиговых деформаций к продольным, используя ориентационный фактор Тейлора M

$$\dot{\varepsilon}_{pl} = \dot{\varepsilon}^D + \gamma^T \frac{\dot{F}}{M^T}, \quad (4.5)$$

$$\dot{\varepsilon}_{pl} = (1-F)\dot{\varepsilon}_u^D + \gamma^T \frac{\dot{F}}{M^T}. \quad (4.6)$$

Здесь $\dot{\varepsilon}_u^D$ обозначает скорость пластической деформации в области кристалла, где еще не произошло двойникование. Зависящий от текстуры ориентационный фактор для двойниковых подсистем M^T определяется как

$$M^T = \left\langle \frac{1}{SF(\Phi)} \right\rangle. \quad (4.7)$$

Здесь SF - это соответствующий фактор Шмида, а угловые скобки обозначают усреднение по углу Φ между c -осью и осью нагружения по следующему условию:

$$M^T = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{SF(\Phi)} \psi(\Phi) d\Phi \quad (4.8)$$

, где $\psi(\Phi)$ - функция распределения фактора SF по углу Эйлера Φ . Для заданной текстуры эта функция может быть найдена из полюсных фигур при анализе дифракции обратно рассеянных

электронов. Важно отметить, что дислокационное скольжение в переориентированном после двойникования кристалле не рассматривается в модели, однако может быть учтено в будущем.

Объединяя соотношения (4.3) и (4.6) приходим к следующему выражению для полной скорости деформации:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + (1-F)\dot{\varepsilon}_u^D + \gamma^T \frac{\dot{F}}{M^T}. \quad (4.9)$$

Скорость пластической деформации, связанная со скольжением дислокаций $\dot{\varepsilon}_u^D$, может быть естественным образом выражена с помощью известного уравнения для кинетики дислокаций Кокса-Мекинга-Эстрина (КМЭ). В нем накопление и аннигиляция дислокаций прямо включены в дифференциальные уравнения первого порядка, описывающие эволюцию плотности дислокаций [232-234]. Второй внутренней переменной нашей модели является объемная плотность двойников F , эволюция которой будет рассмотрена ниже.

В данной работе предлагается использовать модифицированный вариант кинетического уравнения КМЭ [235], в котором учитывается взаимодействие дислокация-двойник:

$$\frac{d\rho}{dt} = \dot{\varepsilon}_u^D M \left(\frac{k_0}{b\Lambda} - k_2\rho \right) - k_3\rho\dot{F}. \quad (4.10)$$

Здесь ρ - плотность дислокаций, b – вектор Бюргерса, Λ - средняя длина свободного пробега дислокаций, k_0 , k_2 и k_3 - феноменологические коэффициенты, описывающие кинетику рождения и аннигиляции дислокаций, и управляющие скоростью соответствующих процессов. Дополнительный член $k_3\rho\dot{F}$ отсутствует в оригинальном уравнении КМЭ и введен для учета динамического восстановления дислокаций за счет взаимодействия с границами двойников. Как и обычные границы зерен, двойниковые границы служат источниками и стоками дислокаций. Кроме того, двойниковые границы препятствуют перемещению дислокаций с одной стороны границы на другую [217]. Таким образом, естественно ожидать, что границы двойников приводят к накоплению плотности дислокации. Однако картина не столь однозначна, поскольку попадающие на границу дислокации могут активировать источники дислокаций на противоположной стороне границы [236-239]. В ранней работе Мюльнера и Соленталера [240] было показано, что остаточная плотность дислокаций в случае активного двойникования значительно меньше, чем в случае деформации, обусловленной только дислокационным скольжением. Этот факт подтвердился в работе [241], где было замечено, что активное двойникование в стали Гадфильда сопровождается снижением плотности дислокаций. Таким образом, вклад механического двойникования в деформационное упрочнение двоякий. С одной стороны, двойниковые границы уменьшают длину свободного пробега дислокаций, тем самым накапливая плотность дислокаций. С другой стороны, двойниковая граница вносит

дополнительный вклад в аннигиляцию дислокаций, что отражено с помощью третьего члена в уравнении (4.10). В предлагаемой модели не учитывается упрочнение за счет закрепления дислокаций на границах двойников [237, 238], а также не делается различий между системами скольжения.

Для получения зависимости плотности дислокаций от напряжения используем соотношение Тейлора

$$\sigma = \sigma_0 + \hat{\alpha} G b M \sqrt{\rho} \quad (4.11)$$

, где σ_0 - начальное упрочнение материала, G - модуль сдвига, $\hat{\alpha} = 0.1 \dots 0.5$ - феноменологический коэффициент, зависящий от моды деформации, температуры и скорости деформации [242]. Соотношение (4.11) справедливо для любой конфигурации дислокаций в металлах и сплавах и является важнейшей компонентой построения дислокационных теорий пластичности. Выражая из этого соотношения плотность дислокаций и подставляя в уравнение (4.9) после элементарных преобразований получим выражение для скорости пластической деформации, обеспеченной дислокационным скольжением $\dot{\varepsilon}_u^D$:

$$\dot{\varepsilon}_u^D = \frac{2(\sigma - \sigma_0)\dot{\sigma} + k_3(\sigma - \sigma_0)^2 \dot{F}}{\frac{k_0 M (\hat{\alpha} G b M)^2}{b \Lambda} - k_2 M (\sigma - \sigma_0)^2} \quad (4.12)$$

Средняя длина свободного пробега дислокаций Λ определяется препятствиями, среди которых дислокации леса, находящиеся внутри зерна, и сами границы зерен. Так как границы двойников являются сильными препятствиями для скольжения дислокаций, средняя длина свободного пробега может быть вычислена как [229, 243, 244]

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{D_m} + \frac{1}{t} \quad (4.13)$$

, где D_m - это средний размер зерна и t - это среднее расстояние между двойниками, которое можно рассчитать зная среднюю толщину двойника и используя стереологическое соотношение Фулмана [245, 246]

$$F = \frac{2h}{t + 2h}. \quad (4.14)$$

Исключая среднее расстояние между двойниковыми границами из соотношений (4.13) и (4.14) получаем длину свободного пробега дислокации Λ в виде

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)}. \quad (4.15)$$

Подставляя последнее соотношение в формулу (4.12) получим выражение для скорости деформации, обеспеченной дислокационным скольжением:

$$\dot{\varepsilon}_u^D = \frac{2(\sigma - \sigma_0)\dot{\sigma} + k_3(\sigma - \sigma_0)^2\dot{F}}{k_0Mb(\hat{\alpha}GM)^2 \left(\frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)} \right) - k_2M(\sigma - \sigma_0)^2} . \quad (4.16)$$

Подстановка выражения (4.16) в (4.9) приводит к следующей формуле для полной скорости деформации

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{(1-F)(2\dot{\sigma} + k_3(\sigma - \sigma_0)\dot{F})}{\frac{k_0Mb(\hat{\alpha}GM)^2}{(\sigma - \sigma_0)} \left(\frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)} \right) - k_2M(\sigma - \sigma_0)} + \gamma^T \frac{\dot{F}}{M^T} . \quad (4.17)$$

Для решения последнего уравнения требуется явный вид функциональной зависимости объемной доли двойников от времени $F = F(t)$. Для получения этой функции были сделаны некоторые допущения, основанные на предположении, что кинетика двойникования управляется напряжением, а не деформацией [29]:

- i. существует критическое напряжение, ниже которого двойникование не происходит;
- ii. напряжение, необходимое для зарождения двойников, выше, чем для их роста;
- iii. при напряжении, превышающем критическое напряжение зарождения двойников, двойник продольно распространяется через зерно и приобретает длину L порядка $L \sim D$, что часто наблюдается в экспериментах (рисунок 4.1a) [247, 214]. Снимки с высокоскоростной камеры, подтверждающие предлагаемый сценарий, приведены на рисунке 4.1b. Это предположение особенно хорошо работает в случае мелкозернистых материалов [248];
- iv. следуя аргументам, приведенным в [249], средняя толщина зародившегося двойника полагается независимой от его длины или размера зерна;
- v. однако, если сгенерированный двойник длиной L находится в равновесии, соблюдается формула Фриделя, связывающая отношение ширины двойника к его длине и приложенное напряжение [231, 250]:

$$\sigma = M^T \frac{G}{2} \gamma^T \frac{h}{L} \approx M^T \frac{G}{2} \gamma^T \frac{h}{D} \quad (4.18)$$

В настоящей работе мы ограничимся простейшим приближением, в котором не учитывается изменение распределения по размерам зерен, вносимое двойникованием. Кроме того, мы также не делаем различий между различными системами двойникования.

Как правило, распределение размеров зерен в поликристаллах имеет вид логнормального закона [251] с функцией плотности вероятности

$$f(D) = \frac{1}{D\sigma_D\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\ln(D/D_m)}{\sqrt{2}\sigma_D}\right)^2\right) \quad (4.19)$$

, где D_m - это средний размер зерна, определяемый как $D_m = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D f(D) dD$, и σ_D^2 - это дисперсия распределения. Логнормальное распределение обычно наблюдается в результате случайных процессов зарождения и роста, происходящих, например, при кристаллизации и рекристаллизации [252, 253].

Объем двойника, образующегося в зерне размером D , будет пропорционален величине $D^2 h$. Зерна с размером в интервале от D до $D + dD$ внесут следующий вклад в объемную долю двойников:

$$dF = \alpha \frac{hD^2}{D_m^3} f(D) dD \quad (4.20)$$

, где $\alpha = \alpha_T \bar{N}_T$ параметр модели, α_T - доля зерен, способных к двойникованию [249, 254], а \bar{N}_T среднее количество двойников в зерне. Значение чувствительного к текстуре параметра α_T колеблется от 0,3 до 0,5 согласно [255]. Среднее количество двойников в зерне в действительности зависит от размера зерна [256, 249, 257, 258]: в зернах меньшего размера наблюдается меньшее количество двойников по сравнению с зернами аналогичной ориентации, но большего размера. Деформационные двойники проявляются в виде тонких линзовидных (в ГПУ) или пластинчатых (в ОЦК) переориентированных слоев, ограниченных почти параллельными двойниковыми границами (рисунок 4.1).

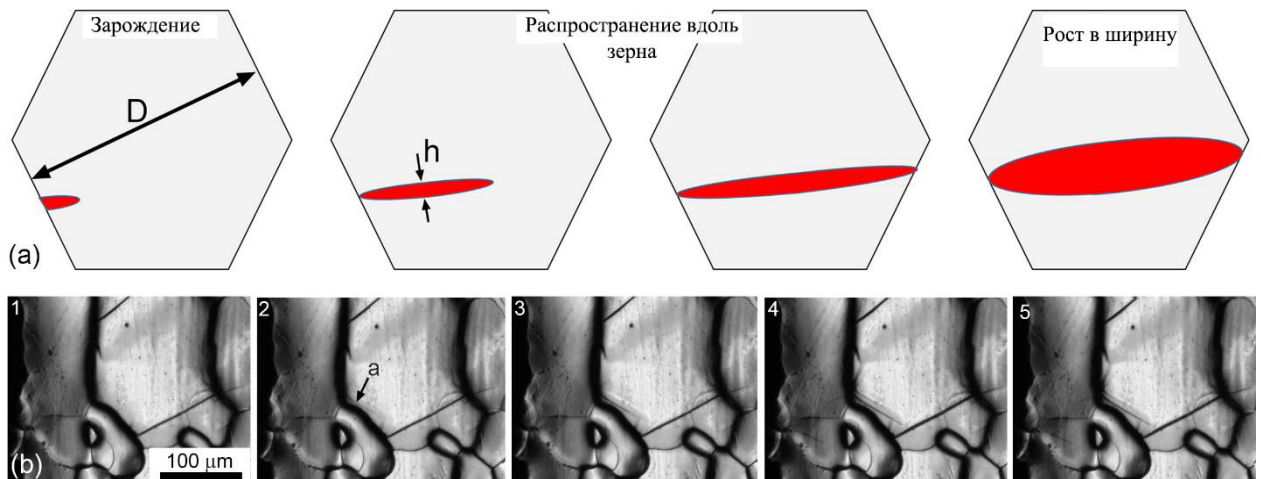


Рисунок 4.1 – Схемы зарождения, распространения и роста двойников (а), и снимки высокоскоростной камеры, иллюстрирующие этот процесс при сжатии Mg (б); стрелка на втором снимке указывает на зародившийся двойник. Частота съемки - 50 кадров в секунду (экспериментальная установка описана в [214]).

В работе [259] было отмечено, что размер зерна преимущественно влияет на геометрию двойников лишь на поздних стадиях роста, но не при их зарождении, когда толщина двойников

существенно не изменяется рисунок 4.1b. Нечувствительность h к размеру и ориентации зерна также подтверждается в других исследованиях [249, 260].

Используя формулу Фриделя (4.18) и выражения (4.19) и (4.20) можно получить объемную долю двойников как решение следующего уравнения [29]

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\alpha h^3 (M^T G \gamma^T)^2}{4\sqrt{2\pi} D_m^3 \sigma_D} \frac{1}{\sigma^3} \frac{d\sigma}{dt} \theta(\sigma - \sigma_{cr}) \exp \left(- \frac{\ln^2 \left(\frac{M^T G \gamma^T h}{2 D_m \sigma} \cdot \theta(\sigma - \sigma_{cr}) \right)}{2 \sigma_D^2} \right). \quad (4.21)$$

Здесь функция Хевисайда введена для учета критического напряжения, необходимого для инициации двойникового зерна. По достижению этого напряжения вовремя нагружения согласно формуле Фриделя двойникуются зерна с размером больше критического

$$D_c \cong \frac{M^T \gamma^T h G}{2 \sigma_c}. \quad (4.22)$$

Таким образом исходя из уравнений (4.17)-(4.19) предполагается, что двойникование начинает происходить сначала в крупных зернах и затем, по мере увеличения напряжения в процесс двойникового вовлекаются все более мелкие зерна. Это подтверждается прямыми наблюдениями за структурными изменениями с помощью высокоскоростной камеры [214], а также результатами статистического анализа двойниковых ламелей, проведенном на горячекатаном сплаве AZ31 [261].

Выражения (4.17) и (4.21) представляют собой полный набор уравнений, описывающих дислокационно-двойниковую динамику в деформируемом твердом теле. Этот набор уравнений можно представить в виде автономной нелинейной системы дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{cases} \dot{\sigma} = Z_1(\sigma; F) \\ \dot{F} = Z_2(\sigma; F) \end{cases} \quad (4.23)$$

, где $Z_1(\sigma; F)$ и $Z_2(\sigma; F)$ представляют собой алгебраические функции, явная форма которых приведена в Приложении Б. Полный перечень параметров модели указан в таблице 4.1.

Таблица 4.1 Параметры модели

Параметр	Описание параметра
σ_0 , МПа	Начальное упрочнение.
h , м	Толщина двойниковой прослойки.
M^T	Ориентационный фактор для двойниковой подсистемы.
k_0	Феноменологический коэффициент КМЭ-модели отвечающий за размножение дислокаций в объеме зерна.
k_2	Феноменологический коэффициент КМЭ -модели отвечающий за аннигиляцию дислокаций при их двухчастичном взаимодействии друг с другом.
k_3 , м ⁻²	Феноменологический коэффициент КМЭ-модели отвечающий за аннигиляцию дислокаций при одночастичном взаимодействии с двойниковой границей.
D_m , м	Средний размер зерна (параметр логнормального распределения)
σ_D	Дисперсия размера зерна (параметр логнормального распределения)
G , МПа	Модуль сдвига
E , МПа	Модуль Юнга
$\hat{\alpha}$	Феноменологический коэффициент в формуле Тейлора
α	Доля зерен, способных к двойникованию, помноженная на среднее число двойников в зерне
b , м	Вектор Бюргерса
M	Фактор Шмида
γ^T	Относительный сдвиг при пластической деформации, который обеспечивается механическим двойникованием
$\dot{\epsilon}$, с ⁻¹	Скорость деформации
σ_{cr} , МПа	Минимальное (пороговое) напряжение, при котором начинается двойникование

4.2 Методика решения уравнений модели

Итак, полученная модель представлена в виде автономной системы нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка (см. Приложение Б). Аналитическое решение такой системы не представляется возможным. Кроме того, некоторые фактические значения параметров модели, таких как коэффициенты k_0 , k_2 , k_3 и др., неизвестны. Для получения неизвестных параметров модели, вводимых в уравнениях (4.17) и (4.21), решения модели

подгонялись под экспериментальные данные путем сведения к минимуму целевой функции, определяемой как

$$f(\bar{p}) = \sum_{i=1}^N (\sigma(\bar{p})_i^{\text{model}} - \sigma_i^{\text{data}})^2 \quad (4.24)$$

,где $\sigma(\bar{p})_i^{\text{model}}$ - вектор напряжений, полученный решением модельной системы, σ_i^{data} - экспериментальный вектор напряжений, \bar{p} - набор параметров модельной системы, N – число точек (длина вектора напряжений). На вход алгоритма оптимизации подается начальный набор параметров \bar{p}_0 . На каждой итерации параметры варьируются согласно некоторому правилу (зависящему от метода оптимизации) и в пределах заданной области допустимых значений. Затем модельная система решается численно. Полученное решение используется для вычисления целевой функции. Итерации продолжаются, пока целевая функция не достигнет минимума.

Для численного решения системы двух автономных нелинейных дифференциальных уравнений использовался алгоритм LSODA/LSODE (Livermore Solver for Ordinary Differential Equations), популярный метод для решения обыкновенных дифференциальных уравнений [262]. Этот метод автоматически определяет, жесткой или нежесткой является система. Для решения нежесткой системы используется метод Адамса (предиктор-корректор). Для решения жесткой системы используются метод формул обратного дифференцирования (BDF). Возникающие при этом линейные системы решаются прямыми методами (например, LU-разложением).

В данном исследовании использовались два метода оптимизации для нахождения регулируемых параметров модели: AMPGO и метод дифференциальной эволюции. Алгоритм оптимизации AMPGO (Adaptive Memory Programming for Global Optimization [263]), представляет собой многозадачный метод, основанный на программировании адаптивной памяти, включающий структуры памяти, наложенные на локальный оптимизатор. В этом методе составляется набор кандидатов на глобальный минимум из локальных минимумов, полученных градиентным методом GRG (generalized reduced gradients). А адаптивная структура памяти определяет выбор отправных точек для локального оптимизатора, иными словами осуществляет переход из одной локальной области в другую для поиска минимума. Другим популярным методом прямого стохастического поиска экстремумов, широко используемым для оптимизации, является метод дифференциальной эволюции (DE) [264]. Это метод многомерной оптимизации, относящийся к классу безградиентных стохастических алгоритмов и использующий некоторые идеи генетических алгоритмов. Метод DE предназначен для нахождения глобального минимума (или максимума) недифференцируемых, нелинейных, мультимодальных функций от многих переменных. Оптимизация на основе обоих методов дала схожие результаты.

4.3 Материалы и методика эксперимента

Для верификации предлагаемой в настоящем исследовании модели деформационного упрочнения был выбран широкий набор образцов с различной текстурой, микроструктурой и механическими свойствами. В качестве основного материала был выбран чистый магний (99,95%) в литом состоянии, детальные микроструктурные исследования которого представлены в работе [210]. Механические испытания на растяжение и сжатие проводилось с использованием образцов цилиндрической формы диаметром 9 мм и длиной 20 мм. Испытания выполнялись с использованием горизонтальной разрывной машины с максимальным усилием 250 кН и со скоростью деформации 10^{-3} с^{-1} . Для этого материала определялась объемная доля двойников методом нейтронной дифракции на дифрактометре SMARTS. Для этого механические испытания останавливались на заданных уровнях деформации (0.1, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 6 %) в течение примерно 60 мин для проведения измерений. Полученные экспериментальным путем значения объемной доли двойников сравнивались с решениями системы уравнений (4.17) и (4.21) для проверки модели. Механические испытания сопровождалась беспороговой регистрацией сигналов акустической эмиссии с частотой дискретизации 2 МГц, усилением на 40 дБ и разрядностью АЦП 16 бит. Использовался широкополосный датчик компании DakeI. Сигналы АЭ обрабатывались алгоритмом кластеризации ASK, неоднократно упоминавшимся ранее.

В качестве дополнительного материала для испытания нашей модели были взяты чистый Mg после горячей экструзии (при температуре 350°C и коэффициентом экструзии 10:1) и слабо текстурированный отожженный сплав ZK60 (Mg-5.8Zn-0.44Zr массовых %). Детальные сведения о микроструктуре и механических свойствах изложены в [180]).

Для оценки распределения по размерам зерен во всех исследуемых образцах проводились исследования микроструктуры с помощью оптической микроскопии и EBSD анализа. Типичные примеры бинаризованных изображений морфологии зерен в исследуемых образцах приведены на рисунке 4.2.

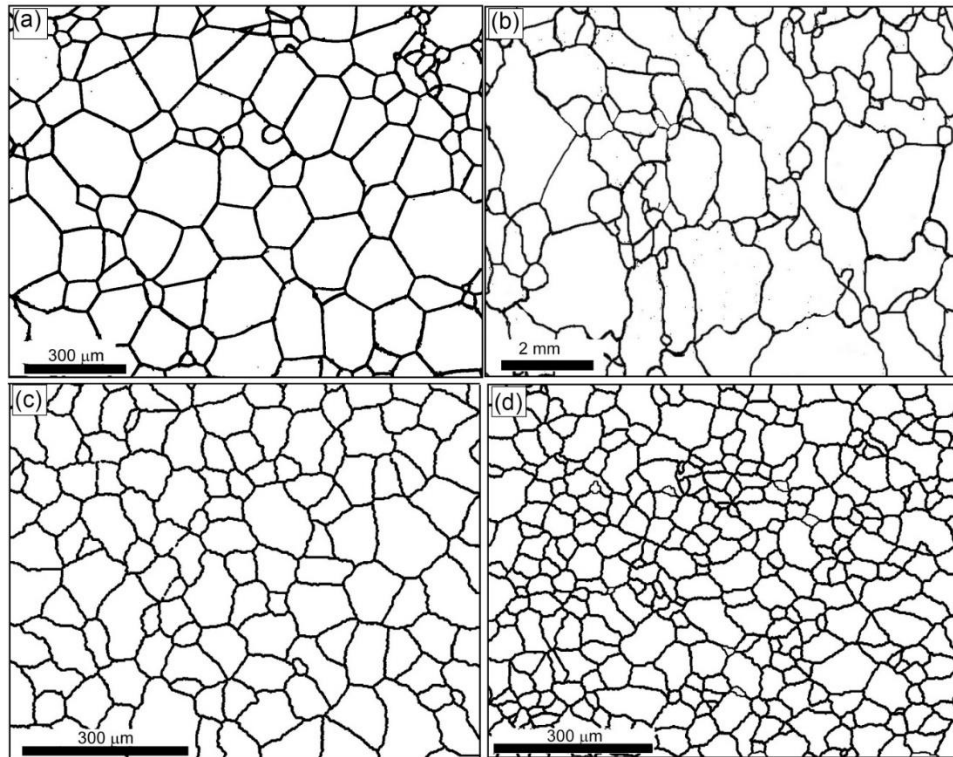


Рисунок 4.2 – Примеры бинаризованных изображений микроструктуры, используемых для получения распределений размеров зерен в чистом магнии и сплаве ZK60: (a) литой чистый магний с относительно мелким зерном, (b) литой чистый магний с крупным зерном и значительным разбросом по форме и размерам зерен, (c) чистый магний после горячей экструзии, и (d) сплав ZK60 после горячего прессования.

Для измерения размеров зерен использовалось программное обеспечение ImageJ [265] а также метод эквивалентного диаметра. Полученные распределения по размерам зерен показаны на рисунке 4.3, где экспериментальные данные представлены в виде гистограмм, а сплошные линии получены с помощью подгонки теоретической логнормальной функции. Можно видеть, что предположение о логнормальном распределении размеров зерен правдиво для всех испытываемых образцов.

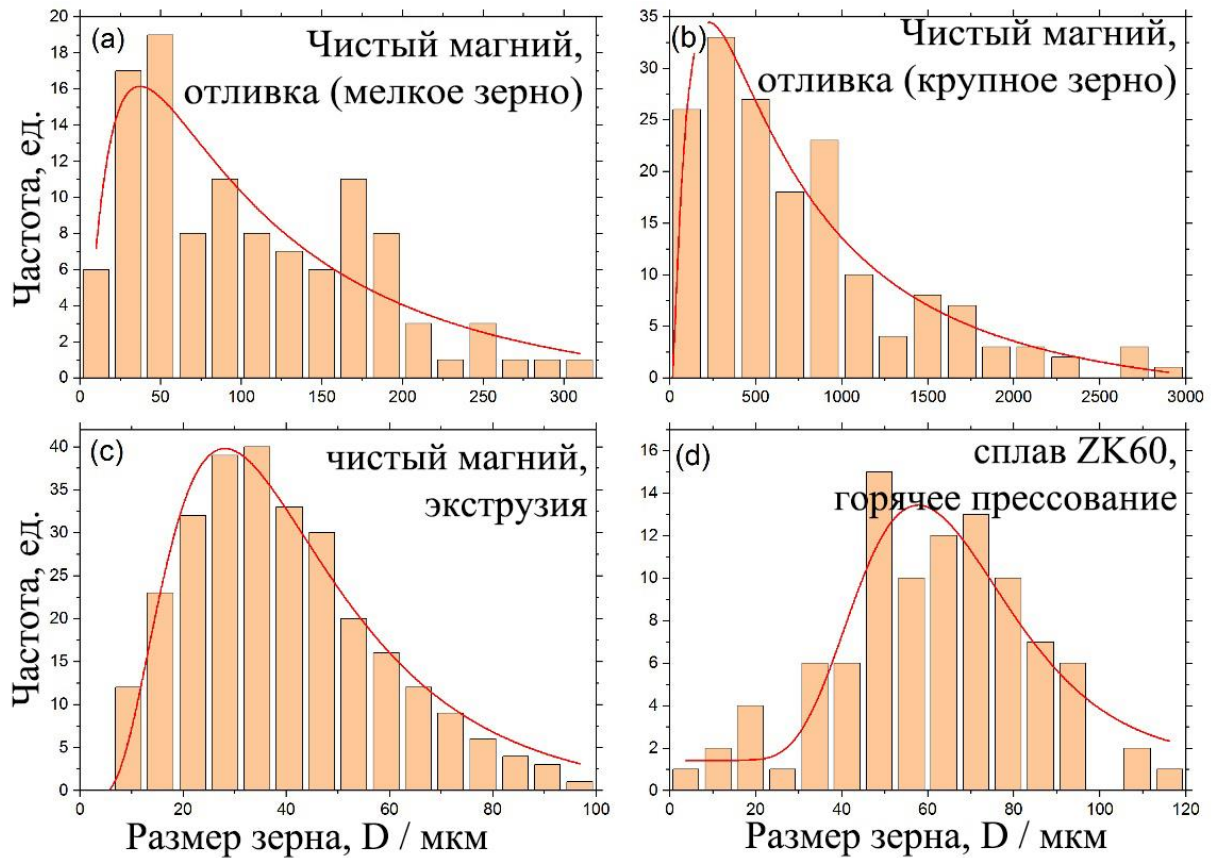


Рисунок 4.3 – Распределения размеров зерен, полученные с помощью программы *Imsgel* из бинаризованных изображений микроструктуры, показанных на рисунке 4.2: (а) литой чистый магний с относительно мелким зерном, (b) литой чистый магний с крупным зерном и значительным разбросом по форме и размерам зерен, (с) чистый магний после горячей экструзии, и (d) сплав ZK60 после горячего прессования.

Модули упругости E и G для Mg были приняты равными 44 и 16,3 ГПа, соответственно. Значения параметров $\hat{\alpha} = 0,3$, $b = 3,5 \times 10^{-10}$ м, $\gamma^T = 0,129$ и $M = 4,5$ во всех расчетах оставались неизменными (то есть фиксировались при оптимизации). Основываясь на работе [249] средней толщине двойников h изначально было присвоено значение 2 мкм, затем это значение варьировалось в узких пределах (от 0.5 до 5 мкм) в ходе оптимизации. Другие параметры модели, включая параметры логнормального распределения по размерам зерен и феноменологические коэффициенты уравнения КМЭ, приведены в таблице 4.1. Значения, показанные в таблице, были использованы для решения уравнений модели.

Таблица 4.1 Параметры модели и их значения, используемые при решении.

Параметр	Образец				
	Чистый Mg (литой) мелкое зерно, сжатие	Чистый Mg (литой) мелкое зерно, растяжение	Чистый Mg (литой), крупное зерно, сжатие	Чистый Mg (горячая экструзия) сжатие	ZK60 (горячее прессование) сжатие
Микро- структура	Рисунок 4.2a	Рисунок 4.2a	Рисунок 4.2b	Рисунок 4.2c	Рисунок 4.2d
Распределение по размерам зерен	Рисунок 4.3a	Рисунок 4.3a	Рисунок 4.3b	Рисунок 4.3c	Рисунок 4.3d
Диаграмма нагружения	Рисунок 4.5b	Рисунок 4.5a	Рисунок 4.4a	Рисунок 4.4b	Рисунок 4.4c
σ_0 , МПа	3	0.7	2.3	3.5	10
h , мкм	2.5	3.7	5	1.9	0.6
M^T	2.5	2.3	2.5	2.2	2.23
k_0	44	810	2	53	542
k_2	1	251	50	1.9	59
k_3 , M^{-2}	10	650	100	77	5
D_m , мкм	95	88	500	54	82
σ_D	0.19	0.5	1.07	0.39	0.20
α	2.71	1.90	3.9	3.65	3.04
$\dot{\epsilon}$, c^{-1}	1×10^{-3}	1×10^{-3}	8.4×10^{-4}	1.7×10^{-4}	7×10^{-4}
σ_{cr} , МПа	3	12	0.014	5	96

4.4 Верификация модели

Экспериментальные диаграммы нагружения были построены в единых координатах вместе с предсказаниями модели для всех испытанных материалов. Результаты для чистого литого мелкозернистого Mg в случае растяжения и сжатия показаны на рисунке 4.5, результаты для чистого литого крупнозернистого Mg, экструдированного чистого магния и сплава ZK60 после горячего прессования показаны на рисунке 4.4. Во всех случаях наблюдается высокая степень соответствия модели эксперименту. Важной особенностью модели является способность точно улавливать вогнутый участок диаграммы нагружения. Этот эффект, степень которого зависит от текстуры и распределения по размеру зерен, обычно ассоциируется с активным двойникованием и проявляется при механических испытаниях различных магниевых сплавов.

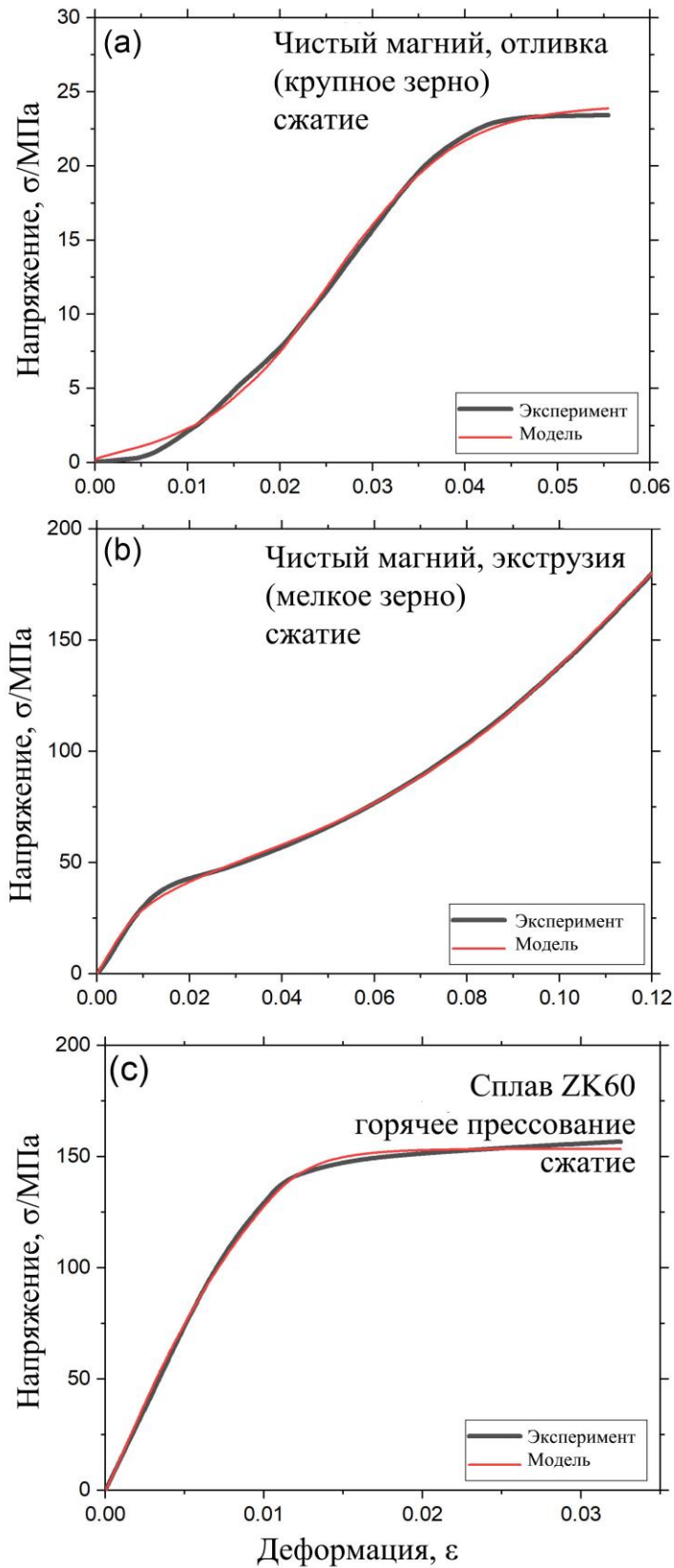


Рисунок 4.4 – Сравнение модельных и экспериментальных кривых напряжение-деформация для чистого Mg с различным распределением зерен и магниевого сплава ZK60, испытанных на сжатие при комнатной температуре. Микроструктура и распределение по размерам зерен для этих материалов показаны на рисунках 4.2 b-d и 4.3 b-d.

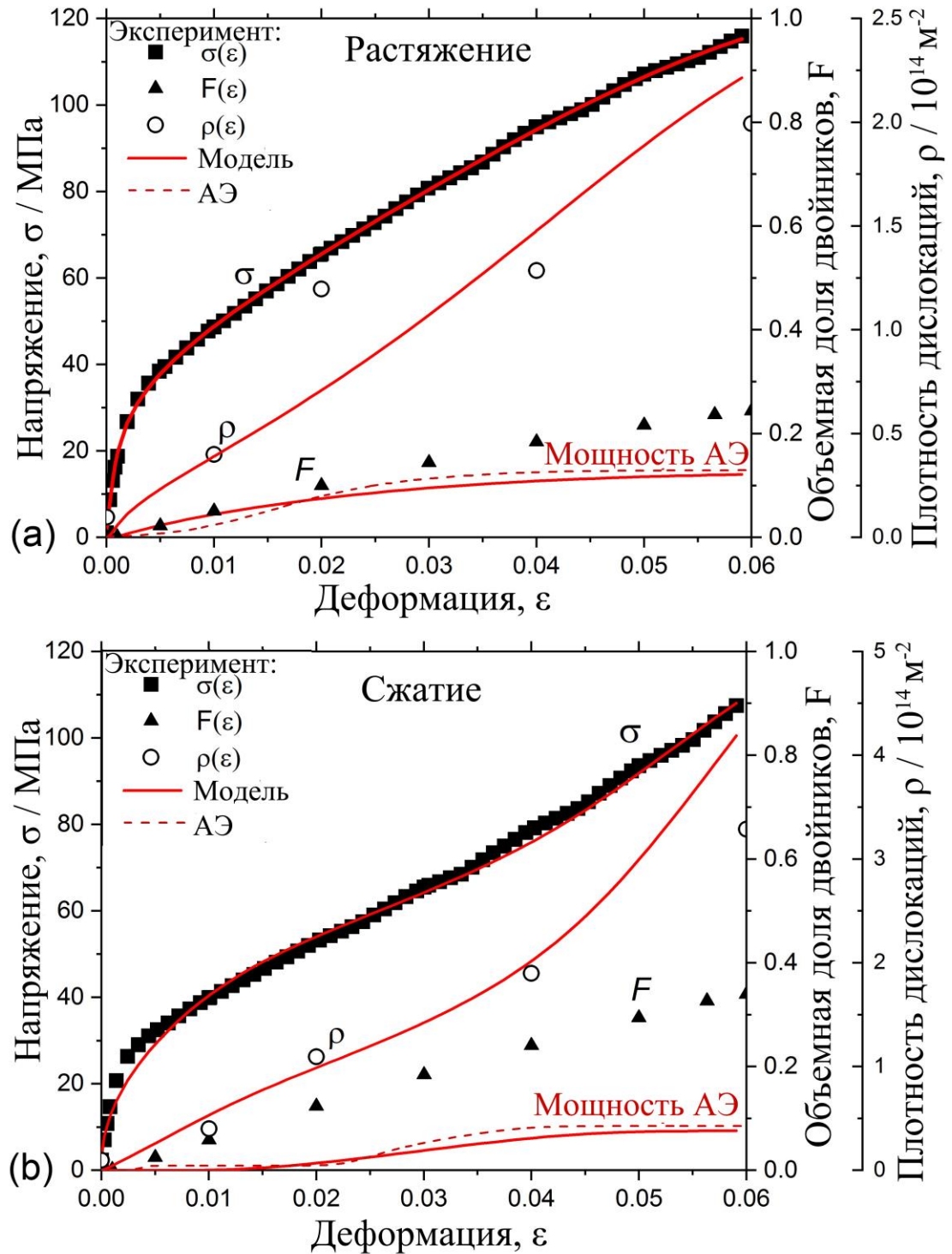


Рисунок 4.5 – Экспериментальные кривые напряжение-деформация для испытаний на растяжение (а) и сжатие (б) литых поликристаллических образцов из чистого магния Mg (соответствующих образцу (а) на рисунках 4.2 и 4.3). Красным показаны результаты моделирования. Также показаны плотность дислокаций и объемная доля двойников, определенные in-situ методом нейтронной дифракции (черные треугольники и кружки) и модельная объемная доля двойников (красная сплошная кривая). Кумулятивная энергия АЭ (нормированная на единицу) показана красной пунктирной кривой.

На рисунке 4.5 также сравниваются модельные предсказания объемной доли двойников и плотности дислокаций с экспериментальными значениями, полученными методом *in-situ* нейтронографии при испытаниях на растяжение и сжатие чистого Mg (образец (а) на рисунках 4.2 и 4.3). Наблюдается хорошее согласие между экспериментальной и модельной плотностью дислокаций. В тоже время абсолютная величина вычисленной объемной доли двойников занижена по сравнению с экспериментальными данными. Объяснить такое расхождение можно тем, что в предлагаемой модели толщина двойника h полагается константой, и утолщение двойников, как правило наблюдаемое на практике, не учитывается. Несмотря на указанное несоответствие между модельной и измеренной объемной долей двойников, модель абсолютно корректно отражает функциональную зависимость $F(\varepsilon)$. Приближение уровня насыщения кривой $F(\varepsilon)$ к экспериментальному значению можно достичь вводом масштабного коэффициента, который учитывал бы рост двойников по сравнению с размером двойникового зародыша. Более реалистичный подход потребует ввода отдельного кинетического уравнения для процесса утолщения двойников, что значительно усложнит систему. Однако даже без такой детализации модель демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментальными результатами.

Необходимо отметить также, что при растяжении наблюдается лучшая степень согласия между модельной и экспериментальной объемной долей двойников чем при сжатии. Этот факт поддается логическому объяснению, исходя из следующих представлений кристаллофизики. В поликристаллах со случайной текстурой при испытаниях на сжатие и растяжение двойникование протекает по-разному [210, 255]. При растяжении количество возможных систем двойникования в пределах одного зерна увеличивается с увеличением коэффициента Шмида для двойников растяжения. Так, при идеальной ориентации зерна ($SF=0,5$) можно наблюдать появление двойниковых зародышей на всех шести возможных системах. При этом появившиеся двойники взаимно затрудняют свой же рост. Кроме того, двойники могут зарождаться и в зернах с низким фактором Шмида [255]. В случае сжатия, напротив, в зернах с благоприятной ориентацией работают только одна или две системы двойникования, поэтому зарождающиеся двойники легко растут и утолщаются. Так, экспериментально было определено пороговое значение отклонения кристаллографической оси $\langle c \rangle$ от направления сжатия ($46^\circ 51'$), выше этого значения двойникование не происходит [193]. Кроме того, общая доля зерен, благоприятно ориентированных для двойникования ($SF > 0,3$), значительно выше при растяжении (примерно 40% против 20% при сжатии).

Суммируя вышесказанное, отметим, что более высокая объемная доля двойников, наблюдаемая при сжатии (рисунок 4.5b), может быть вызвана их активным утолщением, а этот механизм не учитывается в настоящей модели, тем самым наблюдается недостаточная по

сравнению с экспериментом объемная доля двойников. В тоже время, как уже упоминалось ранее, метод АЭ способен обнаружить процессы зарождения и продольного распространения двойников [266]. И, поскольку утолщение двойников существенно медленнее процесса зарождения (на порядок) [40], этот процесс находится ниже порога чувствительности метода АЭ. Это означает, что энергия (или мощность) АЭ при двойниковании пропорциональна числу и длине зарождающихся двойников [40]. Таким образом, используя кумулятивную энергию АЭ можно восстановить кинетику изменения объемной доли двойников [196]. На рисунке 4.5 наряду с объемной плотностью двойников $F(\varepsilon)$, определенной методом нейтронной дифракции, показана кумулятивная энергия АЭ, соответствующая кластеру двойникования (красный пункт). Здесь, как и ранее, для кластеризации использовался алгоритм ASK. Кривая накопления энергии АЭ имеет сигмоидальную форму с тенденцией к насыщению, и совпадает с высокой точностью с решением модели.

Согласие между результатами кластеризации и решениями модели служит хорошим подтверждением адекватности развиваемого феноменологического подхода. Согласно одному из отправных пунктов нашей модели (выражение (4.3)), полная скорость пластической деформации $\dot{\varepsilon}_{pl}$ деформируемого образца определяется эволюцией дислокационной и двойниковой подсистем с соответствующими скоростями пластической деформации $\dot{\varepsilon}^D$ и $\dot{\varepsilon}^T$. Для более глубокого понимания нашей модели удобно проследить, как изменяются эти компоненты скоростей деформации в ходе механического испытания. Для вычисления компонент $\dot{\varepsilon}^D$ и $\dot{\varepsilon}^T$ использовались выражение (4.12) и третье слагаемое в уравнении (4.9). Результаты вычислений представлены на рисунке 4.6, где наряду с вычисленными компонентами скоростей деформации представлены диаграммы нагружения (модельные и экспериментальные) а также результаты кластеризации. На рисунке 4.6а показаны относительная активность источников АЭ, определённая в результате кластеризации алгоритмом ASK. На рисунке 4.6б представлен кумулятивный счет трех кластеров, отнесенных к механизмам дислокационного базисного скольжения, двойникования, и не базисного скольжения.

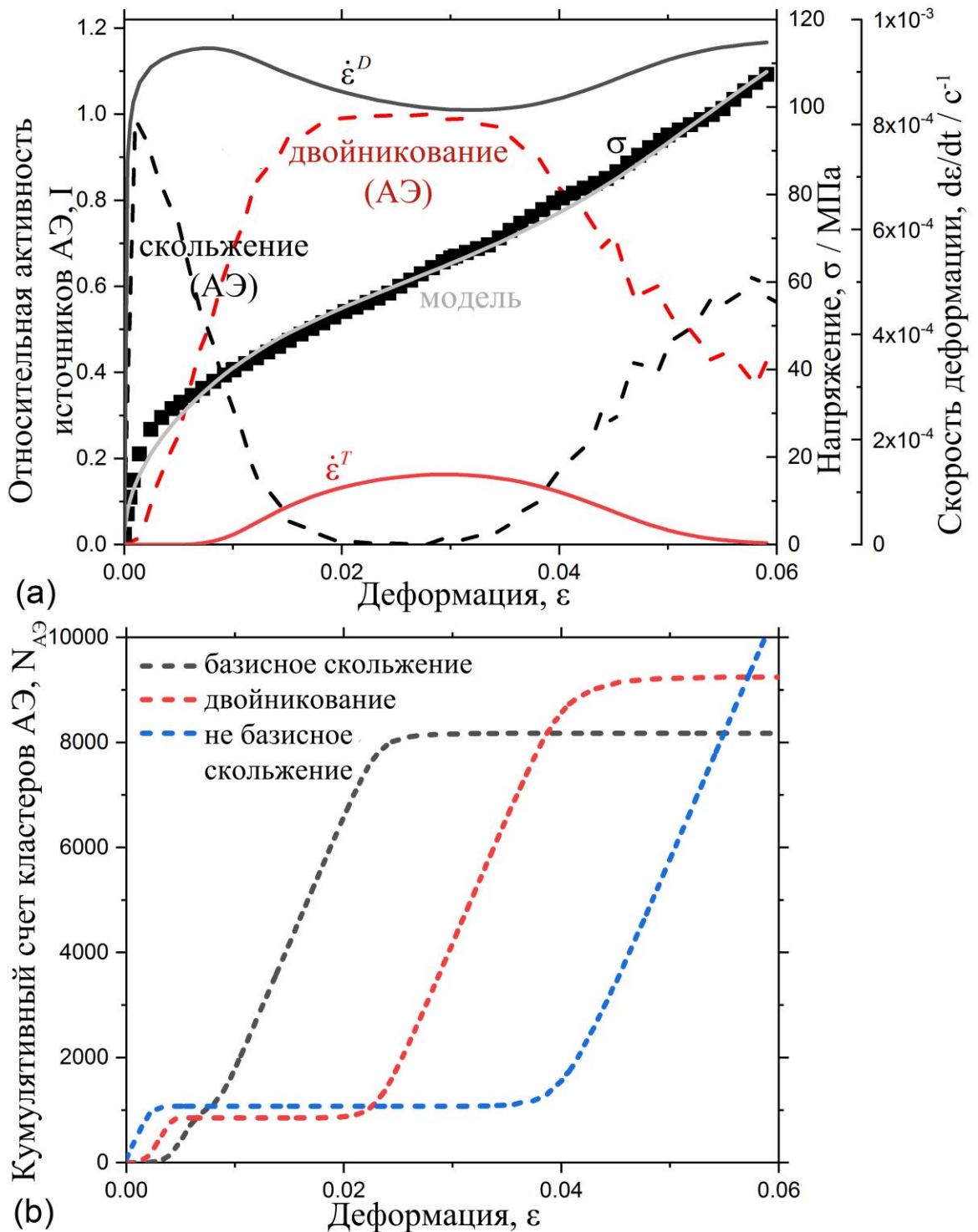


Рисунок 4.6 – Результаты моделирования кривых напряжение-деформация (черные точки и серые кривые) для испытаний на сжатие литых поликристаллических образцов из чистого магния Mg (совпадают с рисунком 4.4), совмещены с расчетными скоростями пластической деформации, обеспеченной дислокационным скольжением и двойникованием (сплошные черные и красные кривые на рисунке а). Результаты анализа активности двух механизмов деформации методом АЭ, показанные прерывистыми кривыми, сравниваются с модельными

значениями $\dot{\epsilon}^D$ и $\dot{\epsilon}^T$.

Как видно из графиков, согласно решениям модели, в начале пластического течения доминирует механизм дислокационного скольжения, соответствующая скорость пластической деформации возрастает, достигает своего максимума, а затем падает, когда активируется двойникование, вносящее значительный вклад в суммарную скорость деформации. Очевидно, что оба механизма работают одновременно на протяжении всего испытания. Замечательным результатом является совпадение поведения скоростей деформации с активностью АЭ после независимой кластеризации, с той лишь разницей, что метод АЭ обнаруживает активное двойникование с самого начала эксперимента, тогда как скорость деформации двойникования начинает возрастать с некоторой временной задержкой. Это различие объясняется тем, что так метод АЭ имеет высокую чувствительность к такому быстрому и энергетическому процессу как зарождение и распространение двойника, и потому способен обнаружить даже очень маленькие двойники. Несмотря на более раннее начало двойникования согласно методу АЭ, характер изменения активности источников точно совпадает с поведением скоростей деформации. Так, активность АЭ для двойникования плавно увеличивается, и после достижения максимума уменьшается параллельно с уменьшающейся с компонентой скорости деформации $\dot{\epsilon}^T$. Активность дислокационного скольжения, напротив, после быстрого достижения максимума стремительно уменьшается, а затем снова растет, отражая тот же тренд в поведении соответствующей компоненты скорости деформации $\dot{\epsilon}^D$.

В заключение этого раздела, рассмотрим вопрос о роли третьего слагаемого в уравнении КМЭ (4.10), поскольку этот член вносит важные особенности в дислокационно-двойниковую кинетику. Это слагаемое отражает уменьшение плотности дислокаций за счет взаимодействия дислокаций с двойниками. Так как граница растущего двойника служит стоком для дислокаций, кинетика плотности дислокаций контролируется скоростью накопления объемной доли двойников и величиной параметра скорости k_3 . Было смоделировано семейство кривых напряжение-деформация с различными значениями параметра k_3 , что показано на рисунке 4.7. Можно заметить, что увеличение параметра k_3 уменьшает скорость деформационного упрочнения, и постепенно уменьшается прогиб кривых напряжение-деформация. Это особенно отчетливо проявляется в диапазоне деформаций, где объемная доля двойников изменяется наиболее быстро. Таким образом, модель предсказуемого реагирует на изменение параметра k_3 , тем самым еще раз подтверждается адекватность разрабатываемого феноменологического подхода.

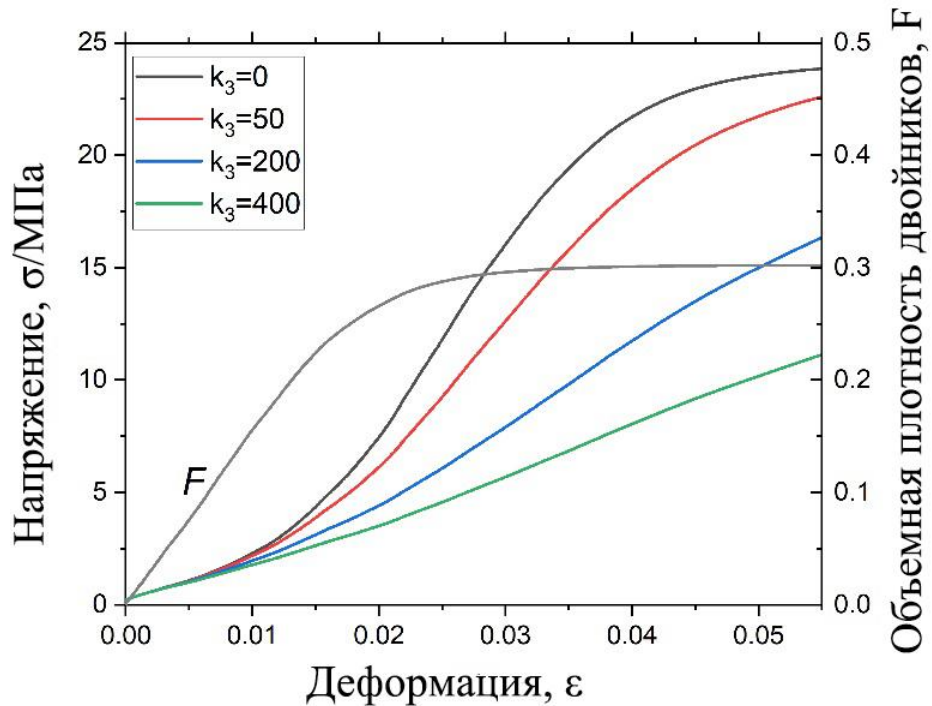


Рисунок 4.7 – Семейство модельных кривых напряжение-деформация, иллюстрирующих эффект аннигиляции дислокации за счет увеличения объемной плотности двойников (получено изменением коэффициента k_3 при фиксировании остальных параметров). Кривая объемной плотности одина для всех четырех решений модели и отмечена буквой F .

4.5 Выводы к главе 4

Была разработана феноменологическая модель деформационного упрочнения на основе взаимодействия механизмов дислокационного скольжения и механического двойникового. Предлагаемая модель основана на двух внутренних переменных: плотности дислокаций и объемной доли двойников, отражающих эволюцию дислокационного скольжения и двойникового, а также их взаимодействие.

Была численно решена система уравнений, решением которой являются кривые напряжение-деформация $\sigma(\epsilon)$ и эволюция объемной плотности двойников $F(\epsilon)$. Полученные решения $\sigma(\epsilon)$ сравнивались с экспериментальными кривыми напряжение-деформация, полученными при испытаниях на растяжение и сжатие чистого Mg и магниевого сплава ZK60 в различном микроструктурном состоянии. Эволюция объемной плотности двойников была экспериментально оценена с помощью разработанных ранее методов обработки сигналов АЭ и метода нейтронной дифракции.

Было отмечено хорошее согласие между экспериментальными наблюдениями и модельными решениями, что подтверждает правильность предлагаемого феноменологического подхода и постулатов, лежащих в его основе. Несмотря на свою простоту, модель точно восстанавливает деформационное поведение чистого Mg и магниевго сплава ZK60. Модель также точно улавливает характерный вогнутый участок кривой нагружения, вызванный активным двойникованием.

Сопоставление результатов анализа сигналов АЭ разработанными ранее методами с компонентами скоростей деформации показало, что предложенные нами методы обработки сигналов АЭ успешно может применяться для выявления взаимной роли механизмов деформации, ответственных за деформационное поведение материала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод акустической эмиссии является мощным средством, обеспечивающим непрерывное наблюдение за эволюцией внутренней структуры материала при деформации. Хотя повсеместно применяемый традиционный способ детектирования сигналов АЭ пороговым методом успешно используется в случаях мощных источников, он становится крайне неэффективным при обработке сигналов с низким отношением сигнал/шум, что является критическим моментом при исследовании процессов пластической деформации.

В результате настоящего исследования, проведенного в рамках решения ряда фундаментальных и прикладных задач физики прочности и пластичности, и реализации новых подходов к обработке сигналов, была существенно повышена чувствительность и расширены возможности метода АЭ на основе следующих методов: метода детектирования, основанного на параметре эволюции источников, метода обнаружения критических переходов в сигналах АЭ, основанного на байесовской статистике, метода анализа потока событий на основе элементов теории точечных процессов.

Применение новых методов анализа сигналов АЭ, обеспечило более глубокое понимание разномасштабных механизмов пластической деформации и разрушения и их сложного взаимодействия в процессе нагружения. Сочетание метода АЭ с другими *in-situ* методами исследований, такими как нейтронная дифракция и электронная микроскопия, позволило добиться более однозначной и ясной интерпретации сигналов АЭ. В частности, тонкий анализ сигналов АЭ, полученных при испытании на растяжение и сжатие моно- и поликристаллического магния, и его сплавов, показал, что в отличие от дислокационного скольжения, механическое двойникование относится к классу непуассоновских процессов, т.е. проявляется как процесс с корреляцией между элементарными событиями или памятью о прошлом. Этот весьма нетривиальный результат требует дальнейшего изучения как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения.

Важным достижением в исследовании процессов пластической деформации в ГПУ металлах стала разработка феноменологической модели деформационного упрочнения на основе взаимодействия механизмов дислокационного скольжения и механического двойникования. Было отмечено хорошее согласие между экспериментальными наблюдениями и модельными решениями, что подтверждает правильность предлагаемого феноменологического подхода и постулатов, лежащих в его основе. Сопоставление результатов анализа сигналов АЭ с решениями модели еще раз доказало, что метод АЭ может быть успешно применен для выявления взаимной роли механизмов деформации, ответственных за деформационное поведение материала.

Выводы

1. С целью повышения эффективности использования метода АЭ в физике конденсированного состояния был предложен и апробирован новый метод детектирования сигналов малых амплитуд во временных рядах акустической эмиссии с низким отношением сигнал-шум. Метод основан на так называемом параметре эволюции источников АЭ (ϕ -параметре), в основе вычисления которого лежит формализм передаточной функции.

2. Сравнение нового метода с наиболее распространенными методами детектирования: амплитудным пороговым методом, STA/LTA и алгоритмом “FilterPicker” выявило значительное превосходство предложенного метода по сравнению с указанными по результатам детектирования двух тестовых сигналов с различным уровнем зашумления. Новый метод ϕ -параметра обеспечивает втрое большую, чем пороговый метод, долю правильно идентифицированных событий низкой амплитуды, при минимальной частоте ложных срабатываний в пределах наблюдаемых отношений сигнал-шум (от -6 до -8 дБ).

3. Был создан метод обнаружения критических переходов в сигналах АЭ, основанный на байесовской статистике. Новый метод был апробирован во время эксперимента по царапанию тонкого покрытия диоксида циркония на титановой подложке. Предсказанное методами АЭ положение интервала перехода индентора от царапания покрытия к царапанию подложки полностью подтвердилось металлографическими наблюдениями.

4. Применение новых методов обработки сигналов АЭ позволили сделать исключительные выводы о корреляции процессов динамики дефектов различной природы. В частности, на основании анализа микроструктуры и статистического анализа сигналов АЭ, полученных при сжатии монокристаллов магния, а также при растяжении поликристаллического магниевого сплава ZK60 и чистого α -Fe, было выявлено:

4.1 Дислокационное скольжение проявляется как процесс, состоящий из случайных и независимых друг от друга элементарных актов. Хотя каждый элементарный акт скольжения включает в себя коррелированное движение большого числа атомов, многочисленные линии скольжения появляются случайно и независимо друг от друга.

4.2 Механическое двойникование, напротив, относится к коррелированным процессам с памятью о прошлом. При этом согласно распределению времен ожиданий потока событий АЭ наблюдаемые корреляции вызваны влиянием событий двойникования на ближайших соседей. Механическое двойникование в магнии может быть адекватно описано моделью самовозбуждающегося процесса Хокса с короткой памятью о прошлом (порядка 1 мс и менее).

5. Была разработана феноменологическая модель деформационного упрочнения на основе взаимодействия механизмов дислокационного скольжения и механического двойникования.

Предлагаемая модель основана на двух внутренних переменных: плотности дислокаций и объемной доли двойников, отражающих эволюцию дислокационного скольжения и двойникования, а также их взаимодействие.

6. Было отмечено хорошее согласие между кривыми напряжение-деформация, полученными при испытаниях на растяжение и сжатие чистого Mg и магниевого сплава ZK60 в различном микроструктурном состоянии, и решениями системы уравнений предложенной модели. Это подтверждает правильность предлагаемого феноменологического подхода и постулатов, лежащих в его основе. Несмотря на свою простоту, модель точно восстанавливает деформационное поведение и упрочнение чистого Mg и магниевого сплава ZK60.

7. Сопоставление результатов анализа сигналов АЭ разработанными ранее методами с компонентами скоростей деформации показало, что предложенные нами методы обработки сигналов АЭ успешно может применяться для выявления взаимной роли механизмов деформации, ответственных за деформационное поведение материала.

8. Использование предложенных в работе методов статистического анализа временных рядов АЭ совместно с уже известными (метод ϕ -параметра, байесовский алгоритм обнаружения критических точек в непрерывном сигнале АЭ, метод детектирования событий на основе параметра эволюции источников, статистический подход к анализу потока событий на основе элементов теории точечных процессов, алгоритм адаптивной последовательной кластеризации сигналов АЭ ASK) показало, что метод АЭ, оснащенный современными подходами к анализу данных, открывает путь для тонкой количественной характеристики деталей эволюции источников эмиссии, в том числе дислокационных ансамблей и двойников. Совместное использование различных статистических методов в купе с другими методами анализа (например, микроструктурными исследованиями) позволяет получить убедительный и достоверный результат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Portevin, A. Sur un phénomène observe lors de l'essai de traction d'alliages en cours de transformation/ A. Portevin, F. Le Chatelier // Compt. Rendus, 1923. – Т. 176. – С. 507-510
2. Классен-Неклюдова, М.В. О природе пластической деформации / М.В. Классен-Неклюдова М.В. // Журн.рус.физ.-хим. Об-ва. Ч. Физ., 1927, . – Том 59. – С. 509-515
3. Mason, W.P. Ultrasonic observations of twinning in tin / Mason, W.P., Moskimin S., Shockley W. // Phys. Rev., 1948. – Том 73, С. 1213-1216.
4. Kaiser, J. Untersuchungen über das Auftreten Gerauschen Beim Zugversuch / Kaiser, J. // Ph.D. thesis, Technisch Hochschule, Munich, 1950.
5. Авербух, И.И. Зависимость акустической эмиссии от деформации в разных материалах / И.И. Авербух, В.Е. Вайнберг // Дефектоскопия, 1973, № 4. - С. 25-32.
6. Tatro, C.A. Acoustic emission from crystalline substance / C.A. Tatro, Liptai R.G. // Proc. Symp. Phys. Nondestruct. Test. South-West Research Inst. San Antonio. 1962. – С. 145-173.
7. Carpenter, S.H. Sources of acoustic emission generated during the plastic deformation of 7075 aluminium alloy / S.H. Carpenter, F.P. Higgins // Metallurgical Transactions.- 1977.- V. 8A.- № 10. – С. 1629-1632.
8. Нацик, В.Д. Акустическая эмиссия при образовании дислокационного скопления источником Франка-Рида / В.Д. Нацик, К.А. Чижко // Физика твердого тела. 1978. – Том 20, № 7. – С. 1933-1936.
9. Imanaka, T. Dislocation attenuation and acoustic emission during deformation in copper single crystal / T. Imanaka, K. Sano, M. Shimizu // Crys. Lat. Def., 1973. – Том 4. – С. 57-64.
10. Fisher, R.M. Microplasticity detected by an acoustic emission technique / Fisher R.M., Lally L.S. // Canad.J.Phys., 1967. – Том 45, № 2. – С. 1147-1159.
11. Schofield, B.H. Research on the sources and characteristics of acoustic emission / B. H. Schofield // ASTM International, 1972. – С. 11-19.
12. Liptai, R.G., Acoustic emission – a surface phenomenon / R.G. Liptai, C.A. Tatro. В кн.: Proc. Of 4th Symp. On NDT of Aircraft and Missile Components. San Antonio (Texas), 1963. – С. 287-346.
13. Dunegan, H.L. Acoustic emission effects during mechanical deformation / H.L. Dunegan, C.A. Tatro // Techn. Metals Res., 1971. – Том 5, № 2. – С. 12-32.
14. Engle, R.B. Acoustic emission SW-detection as a toll for NDT and material evaluation / R.B. Engle, H.L. Dunegan // Intern. J. NDT, 1969. – Том 1, № 1. – С. 109-125.

15. Мерсон, Д.Л. Физическая природа акустической эмиссии при деформационных процессах в металлах и сплавах : дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07 / Д. Л. Мерсон. – Барнаул., 2001. – 327 с.
16. Hamstad, M. A. The dependence of acoustic emission on strain rate in 7075-T6 aluminum / M. A. Hamstad, A. K. Mukherjee // *Exp. Mech.*, 1974. – Том 14, № 1. – С. 33-41.
17. Gilman, J.J. Progress in microdynamical theory of dislocations / J.J. Gilman. – В кн.: *Proc. U.S.Nat. Congr. Appl.Mech. 5-th (Amer. Soc. Mechan. Eng.). New York.* – 1966. – С. 385-394.
18. Мерсон, Д.Л. Роль легирующих элементов в формировании пика акустической эмиссии в области предела текучести твердых растворов на основе меди / Д.Л. Мерсон, Л.И. Попова, Э.В. Козлов // *Деформация и разрушение.* – 2005. – №11. – С. 33–39.
19. Ono, K. Current understanding of mechanisms of acoustic emission / K. Ono // *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design.* – 2005. – Т. 40. – №. 1. – С. 1-15.
20. Vinogradov, A. Stochastic dislocation kinetics and fractal structures in deforming metals probed by acoustic emission and surface topography measurements / A. Vinogradov, I.S. Yasnikov, Y. Estrin // *J. Appl. Phys.* – 2014. – Том. 115, № 23.
21. Danyuk, A. The effect of stacking fault energy on acoustic emission in pure metals with face-centered crystal lattice / A. Danyuk, D. Merson, I. Yasnikov, E. Agletdinov, M. Afanasyev, A. Vinogradov // *Letters on Materials.* – 2017. – Т. 7. – №. 4. – С. 437-441.
22. Мелехин, В.П. Влияние механизмов пластической деформации цинка на акустическую эмиссию / В.П. Мелехин, Р.И. Минц, А.М. Куглер // *Изв. Вузов. Цвет. Metallurgy*, 1971. – Том 3, . – С. 128-131.
23. Bunshan, R.E. The velocities of twinning in metals / R.E. Bunshan. – В кн.: *Deformation twinning.* New York – London, Gordon and Breach Sci. Publ., 1964, 390 с.
24. Hiroshi, T. Acoustic emission in titanium and titanium's alloy / T. Hiroshi, R. Horiuchi // *Bull. Inst. Space and Aeronaut. Sci. Univ. Tokyo*, 1975. – Том 11, – С. 428-435.
25. Минц, Р.И. Влияние механизмов пластической деформации на акустическую и экзoeлектронную эмиссию / Р.И. Минц, В.С. Кортон, В.П. Мелехин. – В кн.: *Металлофизика*, Киев, 1973, № 44. – С. 93-95.
26. Бойко, В.С. Звуковое излучение двойниующих дислокаций / В.С. Бойко, Р.И. Гарбер, Л.Ф. Кривенко, С.С. Кривуля // *Физика твердого тела.* – 1970. – Том 12, № 6. – С. 3621-3626.
27. Vinogradov, A. Effect of grain size on the mechanisms of plastic deformation in wrought Mg-Zn-Zr alloy revealed by acoustic emission measurements / A. Vinogradov, D. Orlov, A. Danyuk, Y. Estrin // *Acta Materialia.*: – 2013. Volume 61, Issue 6. – С.2044-2056.

28. Vinogradov, A. On shear band velocity and the detectability of acoustic emission in metallic glasses / A. Vinogradov // *Scripta Materialia*. – 2010. – T. 63. – №. 1. – С. 89-92.
29. Vinogradov, A. A Phenomenological Model of Twinning Kinetics / A. Vinogradov, E. Vasilev, D. Merson, Y. Estrin // *Advanced Engineering Materials*. – 2017. – Том 19.
30. Vinogradov, A. Probing elementary dislocation mechanisms of local plastic deformation by the advanced acoustic emission technique. / A. Vinogradov, A.V. Danyuk, D.L. Merson, I.S. Yasnikov // *Scripta Materialia*, 2018. – Том 151, . – С. 53-56.
31. Lamark, T.T. Cyclic deformation of a magnesium alloy investigated by acoustic emission / T.T. Lamark, F. Chmelik, Y. Estrin, P. Lukac // *J. of Alloys and Compounds*, 2004. – Том 378. – С. 202-206.
32. Dobroň, P. Acoustic emission study of the mechanical anisotropy of the extruded AZ31 alloy / P. Dobroň, F. Chmelík, J. Bohlen, K. Hantzsche, D. Letzig, K.U. Kainer // *International Journal of Materials Research*. – 2009. – Том 100. – №. 6. – С. 888-891.
33. Dobroň, P. Acoustic emission analysis of extruded AZ31 with varying grain size / P. Dobroň, F. Chmelík, J. Bohlen, D. Letzig, K.U. Kainer // *Kovove Mat*. – 2005. – Том 43. – С. 192.
34. Bohlen, J. Orientation effects on acoustic emission during tensile deformation of hot rolled magnesium alloy AZ31 / J. Bohlen, F. Chmelík, P. Dobroň, F. Kaiser, D. Letzig, P. Lukáč, K.U. Kainer // *Journal of alloys and compounds*. – 2004. . – Том 378. – №. 1. – С. 207-213.
35. Bohlen, J. Acoustic emission during tensile testing of magnesium AZ alloys / J. Bohlen, F. Chmelík, P. Dobroň, D. Letzig, P. Lukáč, K.U. Kainer // *Journal of alloys and compounds*. – 2004. – T. 378. – №. 1-2. – С. 214-219.
36. Bohlen, J. Acoustic emission generated during tensile deformation of an AZ31 magnesium sheet / J. Bohlen, F. Chmelík, P. Dobroň, F. Kaiser, D. Letzig, P. Lukáč, K.U. Kainer // *Kovove Materialy(Slovak Republic)*. – 2002. – Том. 40. – №. 5. – С. 290-297.
37. Li, Y.P. Evaluation of the twinning behavior of polycrystalline magnesium at room temperature by acoustic emission / Y.P. Li, M. Enoki // *Materials transactions*. – 2007. – Том. 48. – №. 6.– С. 1215-1220.
38. Гусев, О.В. Акустическая эмиссия при деформации монокристаллов тугоплавких металлов/ О.В. Гусев. – М.: Наука. – 1982. – 108 с.
39. Vinogradov, A. Deformation Mechanisms Underlying Tension-Compression Asymmetry in Magnesium Alloy ZK60 Revealed by Acoustic Emission Monitoring / A. Vinogradov, D. Orlov, A. Danyuk, Y. Estrin // *Materials Science And Engineering A.*: – 2015. – Том 621. – С. 243-251.
40. Vinogradov A. et al. On the limits of acoustic emission detectability for twinning / A. Vinogradov, E. Vasilev, M. Seleznev, K. Máthis, D. Orlov, D. Merson // *Materials Letters*. – 2016. – T. 183. – С. 417-419.

41. Miguel, M. C. Intermittent dislocation flow in viscoplastic deformation / M. C. Miguel, A. Vespignani, S. Zapperi, J. Weiss, J., J.R. Grasso // *Nature*, 2001. – Т. 410. – С. 667-671.
42. Richeton, T. Breakdown of avalanche critical behaviour in polycrystalline plasticity / T. Richeton, J. Weiss, F. Louchet // *Nature Materials*, 2005. – Том 4. – С. 465-469 (2005).
43. Richeton, T. Dislocation avalanches: Role of temperature, grain size and strain hardening / T. Richeton, J. Weiss, F. Louchet // *Acta Materialia*, 2005. – Том 53. – С. 4463-4471.
44. Lebyodkin, M. A. Role of superposition of dislocation avalanches in the statistics of acoustic emission during plastic deformation / M.A. Lebyodkin, I.V. Shashkov, T.A. Lebedkina, K. Mathis, P. Dobron, F. Chmelik // *Physical Review E*. – 2013. – Т. 88. – №. 4. – С. 042402.
45. Lebyodkin, M. A. On the similarity of plastic flow processes during smooth and jerky flow: Statistical analysis / M.A. Lebyodkin, N.P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, V.S. Gornakov, I. V. Shashkov // *Acta Materialia*. – 2012. – Т. 60. – №. 9. – С. 3729-3740.
46. Shashkov, I. V. Acoustic-Emission Study of Intermittency of Plastic Flow during Twinning and Dislocation Glide / I. V. Shashkov, T. A. Lebedkina, M. A. Lebyodkin, P. Dobron, F. Chmelik, R. Kral, K. Mathis // *Acta Physica Polonica, A*. – 2012. – Т. 122. – №. 3. – С. 430-434.
47. Грешников, В.А. Акустическая эмиссия / В.А. Грешников, Ю.Б. Дробот. – М: Издательство стандартов, 1976. – 272 с.
48. Баранов, В.М. Акустико-эмиссионные приборы ядерной энергетики / В.М. Баранов, К.И. Молодцов. – М.: Атомиздат.- 1980. – 144 с.
49. Pollock A.A. Stress-wave emission in NDT / A.A. Pollock // *Non-Destr. Testing*. – 1969. – Том 2, № 3. – С. 178-182.
50. Поллок, А. Акустико-эмиссионный контроль: Металлы (*Metals Handbook*). 9-ое издание / А.Поллок. – ASM International, 1989. – С. 278–294.
51. Dunegan, H.L. Factors affecting acoustic emission response from materials / H.L. Dunegan, A.T. Green // *Mater. Res. And Stand.*, 1971, Том 11, № 3, С. 21-24.
52. Hatano, H. Strain-rate dependence of acoustic emission power and spectra in aluminium alloys / H. Hatano // *J.Appl.Phys.*, 1976, С. 39-73.
53. Бойко, В.С. Элементарные дислокационные механизмы акустической эмиссии / В.С. Бойко, В.Д. Нацик. – В кн.: Элементарные процессы пластической деформации кристаллов. Киев: Наукова думка. С. 159-189.
54. Lucia, A.C. On the Interpretation of the Acoustic Emission Signals / A.C. Lucia, G. Redondi // *J. Pressure Vessel Technol (USA)*. – 1976, – Том 98, № 3, – С. 199-207.
55. Graham, U. Spectrum analysis of acoustic emission in A 533-B steel / U. Graham, G. A. Alers // *Mater Eval*. – 1974. – Том 32, № 2, – С. 31-37.

56. Vinogradov, A. Spectral analysis of acoustic emission during cyclic deformation of copper single crystals / A. Vinogradov, V. Patlan, S. Hashimoto // *Philos. Mag. A.* – 2001. – Том. 81, № 6. – С. 1427–1446.
57. Fleischmann, P. Analyse spectrale et énergétique d'une source ultrasonore en mouvement — application à l'Emission acoustique de l'aluminium soumis à déformation plastique / P. Fleischmann, F. Lakestani, J.C. Baboux, D. Rouby D // *Materials Science and Engineering.* – 1977. – Том. 29, № 3. – С.205-212.
58. Chou, H. Estimation of acoustic properties and fracture dynamics of polycrystalline graphites by AE signal processing / H. Chou, M. Takemoto // *NDT E International.* – 1994. – Том. 27, № 2. – С. 67-74.
59. Ono, K. Pattern recognition analysis of acoustic emission from fatigue of 2024-T4 aluminum / K. Ono, J.Y. Wu. – В кн.: *Progress in Acoustic Emission VIII. The JSNDI, 1996*, С. 237-242.
60. Stephens, R.W.B. Waveforms and frequency spectra of acoustic emission / R.W.B. Stephens, A. A. Pollock // *J. Acoustic. Soc. Amer.*, 1971, Том 50, № 3, С. 904-910.
61. Hutton, P.H. Acoustic emission in materials as an NDT tool / P.H. Hutton // *Mat. Eval.* – 1968. – Том 26, № 7. – С. 125 – 129.
62. Hill, R. Sonic emission during deformation of solids / R. Hill R., R.W.B. Stephens // *Arch. Akust., Warszawa*, 1971. – Том 6, № 1. – С.45-57.
63. Egle, D.M. Frequency Spectra of acoustic emission From nodular cast iron / D.M. Egle, C.A. Tatro, A.E. Brown // *Mater Eval*, 1981. – Том 39. – С. 1037-1044.
64. Vinogradov, A. Correlation between Spectral Parameters of Acoustic Emission during Plastic Deformation of Cu and Cu-Al Single and Polycrystals / A. Vinogradov, M. Nadtochiy, S. Hashimoto, S. Miura // *Mater. Trans. JIM.* – 1995. – Том. 36, № 3. – С. 426–431.
65. MacQueen, J. Some methods for classification and analysis of multivariate observations / J. MacQueen // In: *Proc. of 5-th Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability, 1967*. Berkeley. – University of California Press, 1967. – С. 281-297
66. Welch, P.D. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms / P.D. Welch // *IEEE Trans. Audio Electroacoust.* – 1967. – Том. 15. – С. 70–73.
67. Jenkins, G.M. Spectral analysis and its applications / G. M. Jenkins GM, D.G. Watts. – Holden-Day, San Francisco, 1969.
68. Chatfield, C. The analysis of time series Theory and practice/ C. Chatfield. – Boston, MA : Springer, 1975. – 263 с.

69. Priestley, M. B. Spectral Analysis and Time Series / M.B. Priestley. – USA Academic Press. – New York. – 1981.
70. Chui, C.K. Wavelets theory, algorithms, and applications / C.K. Chui, L. Montefusco, L. Puccio. – San Diego: Academic Press. – 1994.
71. Chan, Yr. Wavelet basics / Yr. Chan. – Boston: Kluwer Academic Publishers. – 1995.
72. Qi, G. Wavelet-based AE characterization of composite materials / G. Qi // NDT E Int., 2000. – Tom 33. – C. 133-144.
73. Gallego, A. Coating adherence in galvanized steel assessed by acoustic emission wavelet analysis / A. Gallego, J.F. Gil, J.M. Vico, J.E. Ruzzante, R. Piotrkowski // Scripta Materialia. – 2005. – T. 52. – №. 10. – C. 1069-1074.
74. Khamedi, R. Effect of martensite phase volume fraction on acoustic emission signals using wavelet packet analysis during tensile loading of dual phase steels / R. Khamedi, A. Fallahi, A.R. Oskouei // Materials & Design. – 2010. – T. 31. – №. 6. – C. 2752-2759.
75. Loutas, T. H. Damage evolution in center-holed glass/polyester composites under quasi-static loading using time/frequency analysis of acoustic emission monitored waveforms / T.H. Loutas, V. Kostopoulos, C. Ramirez-Jimenez, M. Pharaoh // Composites science and technology. – 2006. – T. 66. – №. 10. – C. 1366-1375.
76. Cusido, J. Wavelet and PDD as fault detection techniques / J. Cusido // Electric Power Systems Research. – 2010. – T. 80. – №. 8. – C. 915-924.
77. Percival, D.B., Spectral analysis for physical applications / D.B. Percival, A.T. Walden. – University Press, Cambridge. – 1993.
78. Hartigan, J. A. Statistical theory in clustering / J.A. Hartigan // Journal of classification. – 1985. – T. 2. – №. 1. – C. 63-76.
79. Vinogradov, A. Effect of solid solution hardening and stacking fault energy on plastic flow and acoustic emission in Cu–Ge alloys / A. Vinogradov, D.L. Merson, V. Patlan, S. Hashimoto // Mater. Sci. Eng. A. – 2003. – Tom 341, № 1-2. – C. 57–73.
80. Vinogradov, A. Spectral analysis of acoustic emission during cyclic deformation of copper single crystals / A. Vinogradov, V. Patlan, S. Hashimoto // Philos. Mag. A. – 2001. – Tom. 81, № 6. – C. 1427–1446.
81. Pomponi, E. A real-time approach to acoustic emission clustering / E. Pomponi, A. Vinogradov // Mech. Syst. Signal Process. – 2013. – Tom. 40, № 2. – C. 791–804.
82. Linderov, M. Deformation mechanisms in austenitic TRIP/TWIP steels at room and elevated temperature investigated by acoustic emission and scanning electron microscopy / M. Linderov, C. Segel, A. Weidner // Materials Science and Engineering: A. – 2014. – Tom 597, № 0, 2014 C. 183-193.

83. Vinogradov, A. In situ observations of the kinetics of twinning–detwinning and dislocation slip in magnesium / A. Vinogradov, E. Vasilev, M. Linderov, D. Merson // *Materials Science and Engineering: A*. – 2016. – T. 676. – C. 351-360.
84. Davenport W.B. and Root W.L., *An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise* / W.B. Davenport, W.L. Root. – McGraw-Hill, New York. – 1958. – 402 c.
85. Widrow, B. Adaptive noise cancelling: principles and applications / B. Widrow // *Proc. IEEE*. – 1975. – Tom 63, – C. 1692–1716.
86. Singh, A. Adaptive noise cancellation / A. Singh // Dept. of Electronics & Communication, Netaji Subhas Institute of Technology. – 2001. – T. 1.
87. Haykin S. *Adaptive Filter Theory*/ S. Haykin. – 2nd edn. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ. – 1991. – 845 c.
88. Kailath, T. *Linear Least Squares Estimation*/ T. Kailath // *Benchmark Papers in Electrical Engineering and Computer Science*. Dowden, Hutchinson & Ross, Stroudsburg, PA. 1977
89. Orfanidis, S.J. *Optimum Signal Processing: an Introduction* / S.J. Orfanidis // 2nd edn. Macmillan, New York, 1980.
90. Whittle, P.W. *Prediction and Regulation by Linear Least-Squares Methods* / P.W. Whittle // University of Minnesota Press, Minneapolis. – 1983.
91. Bellini, S. Busgang techniques for blind equalization / S. Bellini // *IEEE GLOBECOM Conference Record*, 1986. – C. 1634–1640.
92. Lucky, R.W. Techniques for adaptive equalization of digital communication systems / R.W. Lucky // *Bell Systems Technical Journal*, 1965. – Tom 45. – C. 255–286.
93. Nowlan, S.J. A soft decision-directed algorithm for blind equalization/ S.J. Nowlan, G.E. Hinton // *IEEE Trans. Commun.*, 1993. – Tom 41. – № 2. – C. 275–279.
94. Godard, D. N. Self-recovering equalization and carrier tracking in a two-dimensional data communication system / D.N. Godard // *IEEE Trans. Commun.*, 1980. Tom 28. – C. 1867–1875.
95. Spencer, P.S. Separation of stationary and time-varying systems and its applications to the restoration of gramophone recordings/ P.S. Spencer, P.J.W. Rayner // Ph.D. thesis. Cambridge University, Cambridge. – 1990.
96. Mendel, J.M. *Maximum Likelihood Deconvolution: a Journey into Model Based Signal Processing* / J.M. Mendel. – Springer, New York. – 1990.
97. Stepanova, L. Estimation of time-of-arrival errors of acoustic-emission signals by the threshold method / L. Stepanova, I. Ramazanov, K. Kanifadin // *Russian Journal of Nondestructive Testing*, 2009, Tom 45. – C. 273-279.
98. Chlada, M. Expert AE signal arrival detection / M. Chlada, Z. Prevorovsky // *International Journal of Microstructure and Materials Properties*, 2011. – Tom 6. – C. 191-205.

99. Blahacek, M. Acoustic Emission Source Location Based on Signal Features / M. Blahacek, M. Chlada, Z. Prevorovsky // *Advanced Materials Research*, 2006. – Tom 13. – № 14. – C. 77-82.
100. Barat, P. Acoustic-Emission Source Location on a Cylindrical Surface / P. Barat, P. Kalyanasundaram, B. Raj // *NDT E Int.*, 1993. – Tom 26. – C. 295-297.
101. Morita, Y. Automatic Detection of Onset Time of Seismic Waves and its Confidence Interval Using the Autoregressive Model Fitting / Y. Morita, H. Hamaguchi // *Journal of the Seismological Society of Japan*. 2nd ser., 1984. – Tom. 37. – C. 281-293.
102. Murat, M.E. Automated First Arrival Picking: A Neural Network Approach1 / M.E. Murat, A.J. Rudman // *Geophysical Prospecting*, 1992. – Tom 40. – C. 587-604
103. Boschetti, F. A fractal-based algorithm for detecting first arrivals on seismic traces / F. Boschetti, M.D. Dentith, R.D. List // *Geophysics*, 1996. – Tom 61. – C. 1095-1102.
104. Jiao, L. Detection of seismic refraction signals using a variance fractal dimension technique, / L. Jiao, W.M. Moon// *Geophysics*, 2000. – Tom 65. – C. 286-292.
105. Yung, S.K. An example of seismic time picking by third-order bicoherence / S.K. Yung, L.T. Ikelle // *Geophysics*, 1997. – Tom 62. – C. 1947-1952.
106. Akaike, H. Markovian representation of stochastic processes and its application to the analysis of autoregressive moving average processes / H. Akaike // *Annals of the Institute of Statistical Mathematics*, 1974. – Tom 26. – C. 363-387.
107. Sleeman, R. Robust automatic P-phase picking: an on-line implementation in the analysis of broadband seismogram recordings / R. Sleeman, T. van Eck // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1999. – Tom 113. – C. 265-275.
108. Sedlak, P. Acoustic emission localization in thin multi-layer plates using first-arrival determination / P. Sedlak, Y. Hirose, M. Enoki // *Mech. Syst. Signal Proc.*, 2013. – Tom 36. – C. 636-649.
109. Sedlak, P. New automatic localization technique of acoustic emission signals in thin metal plates / P. Sedlak, Y. Hirose, S.A. Khan, M. Enoki, J. Sikula // *Ultrasonics*, 2009. – Tom 49. – C. 254-262.
110. Li, X. Identifying P phase arrival of weak events: The Akaike Information Criterion picking application based on the Empirical Mode Decomposition / X. Li, X. Shang, A. Morales-Esteban, Z. Wang // *Computers & Geosciences*, 2017. – Tom 100. – C. 57-66.
111. Shang, X. Enhancing micro-seismic P-phase arrival picking: EMD-cosine function-based denoising with an application to the AIC picker / X. Shang, X. Li, A. Morales-Esteban, L. Dong // *Journal of Applied Geophysics*, 2018. – Tom 150. – C. 325-337.

112. Dai, H. The application of back-propagation neural network to automatic picking seismic arrivals from single-component recordings / H. Dai, C. MacBeth // *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 1997. – Tom 102. – C. 15105-15113.
113. Takano, K. An artificial neural network approach for broadband seismic phase picking / K. Takano, Y. Zhao // *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 1999. – Tom 89. – C. 670-680.
114. Serrano, E.P. Application of the wavelet transform to acoustic emission signals processing / E.P. Serrano, M.A. Fabio // *Ieee Transactions on Signal Processing*, 1996. – Tom 44. – C. 1270-1275.
115. Wang, T. Study on decomposition of acoustic emission signal and identification of rock mass fracture / T. Wang, T. Li, W. Zhao, Y. Ma, Y. Chen // *Journal of Computational Methods in Sciences and Engineering*, 2017. – Tom 17. – C.1-12.
116. Grosse, C.U. Improvements of AE technique using wavelet algorithms, coherence functions and automatic data analysis / C.U. Grosse, F. Finck, J.H. Kurz, H.W. Reinhardt // *Constr Build Mater*, 2004. – Tom 18. – C. 203-213.
117. Sedlak, P. Acoustic emission localization in thin multi-layer plates using first-arrival determination / P. Sedlak, Y. Hirose, M. Enoki // *Mech. Syst. Signal Proc.*, 2013. – Tom 36. – C. 636-649.
118. Jiao, J.P. Application of wavelet transform on modal acoustic emission source location in thin plates with one sensor / J.P. Jiao, C.F. He, B. Wu, R.Y. Fei, X.Y. Wang // *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 2004. – Tom 81. – C. 427-431.
119. Hamstad, M. A wavelet transform applied to acoustic emission signals: part 1: source location / M. Hamstad, A.O. Gallagher, J. Gary // *Journal of Acoustic Emission*, 2002. – Tom 20. – C. 62-82
120. Ciampa, F. Acoustic emission source localization and velocity determination of the fundamental mode A0 using wavelet analysis and a Newton-based optimization technique / F. Ciampa, M. Meo // *Smart Materials and Structures*, 2010. – Tom 19. – №4. – 14 c.
121. Lympertos, E.M. Acoustic emission source location in dispersive media / E.M. Lympertos, E.S. Dermatas // *Signal Processing*, 2007. – Tom 87. – C. 3218-3225.
122. Moriya, H. Precise detection of a P-wave in low S/N signal by using time-frequency representations of a triaxial hodogram / H. Moriya, H. Niitsuma, // *Geophysics*, 1996. – Tom 61. – C. 1453-1466.
123. Zhu, K. Wavelet analysis of sensor signals for tool condition monitoring: A review and some new results / K. Zhu, Y.S. Wong, G.S. Hong // *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 2009. – Tom 49. – C. 537-553.

124. Pomponi, E. Wavelet Based Approach to Signal Activity Detection and Phase Picking: Application to Acoustic Emission / E. Pomponi, A. Vinogradov, A. Danyuk // *Signal Processing*. – 2015. – №115. – С.110–119.
125. Sabbione, J.I., Automatic first-breaks picking: New strategies and algorithms, / J.I. Sabbione, D. Velis // *Geophysics*, 2010. – Том 75. – С. 67-76.
126. Küperkoch, L.M., Automated Event and Phase Identification, / L.M. Küperkoch, T.; Diehl, T. – В кн.: P. Bormann (Ed.) *New Manual of Seismological Observatory Practice 2 (NMSOP-2)*, Deutsches. – GeoForschungsZentrum GFZ, Potsdam, Germany, 2012. – С. 1-52.
127. Sharma, B.K., Evaluation of seismic events detection algorithms / B.K. Sharma, A. Kumar, V.M. Murthy // *J Geol Soc India*. – Том 75 (2010). – С. 533-538.
128. Bai, F. Comparison of alternatives to amplitude thresholding for onset detection of acoustic emission signals / F. Bai, D. Gagar, P. Foote, Y. Zhao // *Mechanical Systems and Signal Processing*, 2017. – Том 84. – С. 717-730.
129. Allen, R. Automatic earthquake recognition and timing from single traces / R. Allen // *Bull. Seismol. Soc. Am.* – 1978. – Т. 68. – С. 1521-1532.
130. Trnkoczy, A. Understanding and parameter setting of STA/LTA trigger algorithm / Trnkoczy A., Bormann P. // *IASPEI New Manual of Seismological Observatory Practice*. – 2002. – Т. 2. – С. 1-19.
131. Cai, T.T. Incorporating information on neighbouring coefficients into wavelet estimation / T.T. Cai, B.W. Silverman // *Indian J. Stat. Ser. B*. – 2001. – Том. 63, Special issue on Wavelets. – С. 127–148.
132. Chang, N.A. The acoustic emissions of cavitation bubbles in stretched vortices / N.A. Chang, S.L. Ceccio // *J. Acoust. Soc. Am.* – 2011. – Том. 130, № 5. – С. 3209.
133. Данюк, А.В. Идентификация локальной деформации при скрайбировании поликристаллической меди / А.В. Данюк, Д.Л. Мерсон, А.Ю.Виноградов // *Вектор науки ТГУ*.: – 2013. №3(25). – С.144-147.
134. Vinogradov, A. Evolution of fractal structures in dislocation ensembles during plastic deformation / Vinogradov A., Yasnikov I. S., Estrin Y. // *Physical review letters*. – 2012. – Т. 108. – №. 20. – С. 205504.
135. Yasnikov I.S. What governs ductility of ultrafine-grained metals? A microstructure based approach to necking instability / I.S. Yasnikov, Y. Estrin, A. Vinogradov // *Acta Materialia*, 2017. – Том 141. – С. 18-28.
136. Vasilev, E. Kinetics of twinning and dislocation slip during cyclic deformation of ZK30 magnesium alloy / E. Vasilev, D. Merson, A. Vinogradov // *KnE Engineering* – 2018, – Том. 3, № 4, – С. 156-170.

137. Ченцов, В.П. Определение механических характеристик конструкционных материалов измерением параметров эмиссии волн напряжений / В.П. Ченцов. – В кн.: Неразрушающий контроль напряженнодеформированного состояния материалов и изделий с использованием акустической эмиссии. – Хабаровск. – 1975. – С. 85-87.
138. Basseville, M. Edge detection using sequential methods for change in level--Part I: A sequential edge detection algorithm / M. Basseville, B. Espiau, J. Gasnier //IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing. – 1981. – Т. 29. – № 1. – С. 24-31.
139. Basseville M. Edge detection using sequential methods for change in level--Part II: Sequential detection of change in mean / M. Basseville //IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing. – 1981. – Т. 29. – № 1. – С. 32-50.
140. Quandt, R. E. The estimation of the parameters of a linear regression system obeying two separate regimes / R.E. Quandt //Journal of the american statistical association. – 1958. – Т. 53. – № 284. – С. 873-880.
141. Hinkley, D. V. Inference about the change-point from cumulative sum tests / D.V. Hinkley // Biometrika. – 1971. – Т. 58. – № 3. – С. 509-523
142. Seber, G. A. F. Linear regression analysis/ G. A. F. Seber, A. J. Lee // John Wiley & Sons, 2012. – 329 с.
143. Niknam, S. A. Analysis of acoustic emission data for bearings subject to unbalance / S. A. Niknam, T. Thomas, J. W. Hines, R. Sawhney // International Journal of Prognostics and Health Management. – 2013. – Т. 4. – С. 80-89.
144. Грешилов, А. А. Математические методы построения прогнозов/ А. А. Грешилов, В. А. Стакун, А. А. Стакун. – М.: Радио и связь, 1997. – 112 с.
145. Wald, A. Sequential tests of statistical hypotheses / A. Wald //The annals of mathematical statistics. – 1945. – Т. 16. – № 2. – С. 117-186.
146. Якимкин, В. Н. Финансовый дилинг. Технический анализ./ В. Н. Якимкин — М.: ИКФ Омега-Л, 2005 – 480 с.
147. Эрлих, А. А. Технический анализ товарных и финансовых рынков / А. А. Эрлих. – М. : ИНФРА-М, 1996. — 176 с.
148. Benveniste, A. Detection of abrupt changes in signals and dynamical systems: some statistical aspects / A. Benveniste, M. Basseville //Analysis and optimization of systems. – Springer, Berlin, Heidelberg, 1984. – С. 143-155.
149. Андерсон Т., Статистический анализ временных рядов / Т. Андерсон – М.: Мир. – 1976. – 755 с.

150. Bertrand, P. R. Off-line detection of multiple change points by the filtered derivative with p-value method / P. R. Bertrand, M. Fhima, A. Guillin // *Sequential Analysis*. – 2011. – Т. 30. – №. 2. – С. 172-207.
151. Basseville, M. Detection of abrupt changes: theory and application / M. Basseville, I.V. Nikiforov. – Englewood Cliffs: Prentice Hall, 1993. – 469 p.
152. Brodsky, B. E. Nonparametric Methods in Change-Point Problems / B.E. Brodsky, B. S. Darkhovsky. – Mathematics and Its Applications. Kluwer Academic Publishers. – 1993. – Т. 243.
153. Vinogradov, A.; Ueno, H. Method of signal detection / A. Vinogradov, H. Ueno // Patent of Japan. – 2009. - № JP4754651, B.
154. Simmons, J. A. Theory of Acoustic Emission / J. A. Simmons, R. B. Clough // Proceedings of the DARPA/AFWAL review of progress in quantitative NDE. – 1981. – Том. – 43.
155. Eitzen, D.G. Acoustic-Emission – Establishing the Fundamentals / D.G. Eitzen, H.N.G. Wadley // *Journal of Research of the National Bureau of Standards*. – 1984. – Том 89. – С. 75-100.
156. Lomax, A. Automatic Picker Developments and Optimization: A Strategy for Improving the Performances of Automatic Phase Pickers / A. Lomax, C. Satriano, M. Vassallo // *Seismological Research Letters*. – 2012. – Том 83. - С. 541-554.
157. Agletdinov, E. A New Method of Low Amplitude Signal Detection and its Application in Acoustic Emission / E. Agletdinov, A. Vinogradov, D. Merson // *Applied Science*. – 2020. – Том. - 10(1). – № 73.
158. Daley, D. J. Introduction to the theory of point processes / D. J. Daley, D. Vere-Jones // Springer. – 2008. – С.
159. Sornette, D. Critical Phenomena in Natural Sciences: Chaos, Fractals, Selforganization, and Disorder: Concepts and Tools, second ed. / D. Sornette // Springer, Berlin, New York. – 2006. – С. 528
160. Bendat, J.S. Random Data: Analysis and Measurement Procedures / J.S. Bendat, A.G. Piersol // Wiley. – 2010. – С. 640.
161. A.E. Gelfand, A.E. Sampling-based approaches to calculating marginal densities / A.E. Gelfand, A.F.M. Smith // *J. Am. Stat. Assoc.* – 1990. - Том 85. – С. 398–409.
162. Green, P.J. Reversible jump Markov Chain Monte Carlo computation and Bayesian model determination / P.J. Green // *Biometrika*. – 1995. – Том 82. – С. 711–732.
163. Gilks, W.R. Markov Chain Monte Carlo in Practice / W.R. Gilks, S. Richardson, D.J. Spiegelhalter // Chapman & Hall, London: New Yor. - 1996. – С. 508.
164. Robert, C. A short history of Markov chain Monte Carlo: subjective recollections from incomplete data / C. Robert, G. Casella // *Stat. Sci.* – 2011. – Том 26. – С. 102–115.
165. Patil, A. PyMC: Bayesian stochastic modelling in python / A. Patil, D. Huard, C.J. Fonnesbeck // *J. Stat. Softw.* – 2010. - Том 35. – С. 1–81.

166. Davidson-Pilon, C. Probabilistic programming and Bayesian methods for hackers: [Электронный ресурс]. URL:<https://github.com/CamDavidsonPilon/Probabilistic-Programming-and-Bayesian-Methods-for-Hackers> (Дата обращения 21.03.2017)
167. Piotrkowski, R. Acoustic emission during the scratch-test on galvanized steel. / R. Piotrkowski, A. Gallego, J.D.M. Vico, B. Aires, // - 2004. - С. 753–760.
168. Bhansali, K.J. Quality evaluation of coatings by automatic scratch testing / K.J. Bhansali, T.Z. Kattamis // *Wear*. – 1990. – Том. 141. – С. 59–71.
169. Zhou, W. Acoustic emission in scratch processes of metals / W. Zhou, Y. He, X. Lu // *Insight: Non-Destruct. Test. Condition Monit.* – 2015. - Том 57. - С. 635–642.
170. Choudhary, R.K. Use of acoustic emission during scratch testing for understanding adhesion behavior of aluminum nitride coatings / R.K. Choudhary, P. Mishra // *J. Mater. Eng. Perform.* – 2016. - Том 25. – С. 2454–2461.
171. Kattamis, T.Z. Evaluation of adhesion of some metallic coatings on a depleted U-0.75ti alloy / T.Z. Kattamis, F. Chang, M. Levy // *Surf. Coat. Technol.* – 1990. – Том. 43. - № 4. – С. 390–401.
172. Yamamoto, S. Effects of intrinsic-properties of tin coatings on acoustic-emission behavior at scratch test / S. Yamamoto, H. Ichimura // *J. Mater. Res.* – 1992. – Том 7. – С. 2240–2247.
173. Xie, Y. Evaluating the cohesive strength of a surface material by controlled scratching / Y. Xie, H. M. Hawthorne // *Tribol. Interface Eng. Ser.*. – 2006. – С. 186–209.
174. Akono, A.T. Scratching as a fracture process: from butter to steel / A.T. Akono, P.M. Reis, F.J. Ulm // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – Том 106. - № 20.
175. Larsson, M. Mechanisms of coating failure as demonstrated by scratch and indentation testing of TiN coated HSS / M. Larsson, M. Olsson, P. Hedenqvist, S. Hogmark // *Surf. Eng.* – 2000. – Том. – 16. – С. 436–444.
176. Ichimura, H. The correlation of scratch adhesion with composite hardness for TiN coatings / H. Ichimura, A. Rodrigo // *Surf. Coat. Technol.* – 2000. - Том 126. – С. 152–158.
177. Hawthorne, H.M. An attempt to evaluate cohesion in WC/Co/Cr coatings by controlled scratching / H.M. Hawthorne, Y. Xie // *Meccanica*. – 2001. – Том 36. – С. 675–682.
178. Agletdinov, E. A Novel Bayesian Approach to Acoustic Emission Data Analysis / E. Agletdinov, E.Pomponi, D. Merson, A. Vinogradov, // *Ultrasonics*. – 2016. – Том 72. – С. 89-94.
179. Agletdinov, E. On the long-term correlations in the twinning and dislocation slip dynamics / E. Agletdinov, D. Drozdenko , P. Dobron , and A. Vinogradov // *Materials Science and Engineering: A*. – 2020. – Том. 777. – № 139091

180. Orlov, D. Improvement of mechanical properties of magnesium alloy ZK60 by integrated extrusion and equal channel angular pressing / D. Orlov, G. Raab, Lamark, T. Torbjorn, M. Popov, Y. Estrin // *Acta Mater.* - 2011. - Том. 59, № 1. - С. 375–385.
181. Agletdinov, E. Mechanical Twinning is a Correlated Dynamic Process / E. Agletdinov, A. Vinogradov, D. Merson // *Scientific Reports.* – 2019. –Том. 9. – 5748.
182. Bi, H. Correlations in the absorption lines of the quasar Q 0420-388 / H. Bi, G. Börner, and Y. Chu // *Astron. Astrophys.* – 1989. – Том. - С. 19–23.
183. Rasmussen, J. G. Temporal point processes: the conditional intensity function: [Электронный ресурс]. URL: <http://people.math.aau.dk/~jgr/teaching/punktproc11/tpp.pdf> (Дата обращения 05.06.18)
184. Hawkes, A. G. Spectra of some self-exciting and mutually exciting point processes / A. G. Hawkes // *Biometrika.* – 1971. – Том 58. – С. 83-90.
185. Hawkes, A. G. A Cluster Process Representation of a Self-Exciting Process / A. G. Hawkes, D. Oakes // *Journal of Applied Probability.* – 1974. – Том 11. – С. 493-503.
186. Ogata, Y. Space–time ETAS models and an improved extension / Y. Ogata, J. Zhuang // *Tectonophysics.* – 2006. – Том 413. – С. 13-23.
187. Hawkes, A. G. Hawkes processes and their applications to finance: a review / A. G. Hawkes // *Quantitative Finance.* - 2018. – Том 18. – С. 193-198.
188. Nelder, J. A. A Simplex Method for Function Minimization / J. A. Nelder, R. A Mead // *The Computer Journal.* 1965. - Том 7. – С. 308-313.
189. Neuhäuser, H. Collective micro shear processes and plastic instabilities in crystalline and amorphous structures / H. Neuhäuser // *International Journal of Plasticity.* – 1993. – Том. 9. – С. 421-435.
190. Shashkov, I. V. Multiscale study of acoustic emission during smooth and jerky flow in an AlMg alloy / I. V. Shashkov, M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina // *Acta Materialia.* – 2012. – Том. 60. – С. 6842-6850.
191. Bohlen J. et al. On the influence of the grain size and solute content on the AE response of magnesium alloys tested in tension and compression // *Materials Science and Engineering: A.*– 2007. – Т. 462. – №. 1. – С. 302-306.
192. Drozdenko, D. Investigating a twinning–detwinning process in wrought Mg alloys by the acoustic emission technique / D. Drozdenko, J. Bohlen, S. Yi, P. Minárika, F. Chmelíka, P. Dobroň // *Acta Materialia.* – 2016. – Том. 110. – С. 103-113.
193. Čapek, J. et al. Study of the loading mode dependence of the twinning in random textured cast magnesium by acoustic emission and neutron diffraction methods / J. Čapek K. Máthis, B. Clausen,

J. Stráská, P. Beranc, P. Lukášc // *Materials Science and Engineering: A.* – 2014. – Tom. – 602. – C. 25-32.

194. Kocks, U. F. & Westlake, D. G. Importance of twinning for ductility of hcp polycrystals / U. F. Kocks, D. G. Westlake // *Transactions of the Metallurgical Society of Aime.* – 1967. - Tom 239. - № 1107.

195. Vinogradov, A. Deformation Mechanisms Underlying Tension-Compression Asymmetry in Magnesium Alloy ZK60 Revealed by Acoustic Emission Monitoring / A. Vinogradov, D. Orlov, A. Danyuk, Y. Estrin // *Materials Science And Engineering A.:* – 2015. Tom 621. – C.243-251.

196. Vinogradov, A. Kinetics of deformation processes in high-alloyed cast transformation-induced plasticity/twinning-induced plasticity steels determined by acoustic emission and scanning electron microscopy / A. Vinogradov, A. Lazarev, M. Linderov, A. Weidner, H. Biermann // *Acta materialia.* – 2013. – Tom 61. – C. 2434-2449.

197. Zhang, J. The dislocation-twin interaction and evolution of twin boundary in AZ31 Mg alloy / J. Zhang, G. Xi, X. Wan, C. Fang // *Acta Materialia.* – 2017. – Tom. 133. – C. 208-216

198. Christian, J.W. Deformation twinning / J.W. Christian, S. Mahajan // *Prog. Mater. Sci.* - 1995. – Tom 39. - № 1-2. - C. 1–157.

199. Yu, Q. Twin-twin interactions in magnesium / Q. Yu, J. Wang, Y. Jiang, R. J. McCabe // *Acta Materialia.* – 2014. – Tom. 77. – C. 28-42.

200. Capolungo, L. On the interaction between slip dislocations and twins in HCP Zr / L. Capolungo, I. J. Beyerlein, G. C. Kaschner, C. N. Tomé // *Materials Science and Engineering A.* – 2009. – Tom 513. – C. 42-51.

201. Roberts, E. The accommodation around $\{10\bar{1}2\}$ $\langle 1011 \rangle$ twins in magnesium / E. Roberts, P. G. Partridge // *Acta Metallurgica.* – 1966. – Tom. 14. – C. 513-527.

202. Mahajan, S. The interaction of twins with existing substructure and twins in cobalt-iron alloys / S. Mahajan, G. Y. Chin // *Acta Metallurgica.* – 1974. – Tom. 22. - C. 1113-1119.

203. Kumar, M. A. Numerical study of the stress state of a deformation twin in magnesium / M. A Kumar, A.K. Kanjarlab, S.R. Niezgodac, R.A. Lebensohna, C.N.Tomé // *Acta Materialia.* – 2015. – T. 84. – C. 349-358.

204. Beyerlein, I. J., McCabe, R. J. & Tomé, C. N. Effect of microstructure on the nucleation of deformation twins in polycrystalline high-purity magnesium: A multi-scale modeling study / I. J. Beyerlein, R. J. McCabe, C. N. Tomé // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids.* – 2011. – Tom. – 59. – C. 988-1003.

205. Cheng, J., Shen, J., Mishra, R. K. & Ghosh, S. Discrete twin evolution in Mg alloys using a novel crystal plasticity finite element model / J. Cheng, J. Shen, J., R. K. Mishra, S. Ghosh // *Acta Materialia.* – 2018. – Tom 149. – C. 142-153.

206. Guo, Y. Growth of {1122} twins in titanium: A combined experimental and modelling investigation of the local state of deformation / Y. Guo // *Acta Materialia*. – 2017. – Tom. 126. – C. 221-235.
207. Basu, I. Local stress states and microstructural damage response associated with deformation twins in hexagonal close packed metals / I. Basu, H. Fidler, V. Ocelík, J. T. M. De Hosson, // *Crystals*. – 2018. – Tom. 8. – C. 1-15.
208. Culbertson, D., Yu, Q. & Jiang, Y. In situ observation of cross-grain twin pair formation in pure magnesium / D. Culbertson, Q. Yu, Y. Jiang, // *Philosophical Magazine Letters*. – 2018. – C. 1-8.
209. Kumar, M. A. Modeling the effect of neighboring grains on twin growth in HCP polycrystals / M. A. Kumar, M. A., I. J. Beyerlein, R. A. Lebensohn, C. N. Tomé // *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*. – 2017. – Tom 25.
210. Mathis K. et al. Effect of the loading mode on the evolution of the deformation mechanisms in randomly textured magnesium polycrystals—Comparison of experimental and modeling results // *International Journal of Plasticity*. – 2015. – T. 72. – C. 127-150.
211. Nervo, L. A study of deformation twinning in a titanium alloy by X-ray diffraction contrast tomography / L. Nervo, A. King, A. Fitzner, W. Ludwig, M. Preuss, // *Acta Materialia*. – 2016. – Tom 105. – C. 417-428.
212. Yoo, M. H. & Lee, J. K. Deformation twinning in h.c.p. metals and alloys / M. H. Yoo, J. K. Lee // *Philosophical Magazine A*. – 1991. – 63. – C. 987-1000.
213. Messerschmidt, U. Dislocation dynamics during plastic deformation. / U. Messerschmidt, // Springer. - 2010. – C 503.
214. Seleznev, M. Note: High-speed optical imaging powered by acoustic emission triggering / M. Seleznev, A. Vinogradov // *Rev Sci Instrum*. – 2014. – Tom. 85.
215. Frommeyer, G. Supra-Ductile and High-Strength Manganese-TRIP/TWIP Steels for High Energy Absorption Purposes / G. Frommeyer, U. Brux, P. Neumann // *ISIJ International*. – 2003. – Tom 43. – № 3. – C. 438-446.
216. De Cooman, B.C. Twinning-induced plasticity (TWIP) steels / B.C. De Cooman, Y. Estrin, S.K. Kim // *Acta Materialia*. – 2018. – Tom. 142. – C. 283-362.
217. Lu, K. Suresh, Strengthening Materials by Engineering Coherent Internal Boundaries at the Nanoscale / K. Lu, L. Lu, S. // *Science*. – 2009. – Tom 324. – № 5925. – C. 349-352.
218. Li, Y. Influence of grain size on the density of deformation twins in Cu–30%Zn alloy / Y. Li, Y.H. Zhao, W. Liu, C. Xu, Z. Horita, X.Z. Liao, Y.T. Zhu, T.G. Langdon, E.J. Lavernia // *Materials Science and Engineering: A*. – 2010. – Tom. 527. – C. 3942-3948.

219. Zhu, Y.T. Deformation twinning in nanocrystalline materials / Y.T. Zhu, X.Z. Liao, X.L. Wu // *Progress in Materials Science*. – 2012. - Tom 57. - № 1. – C. 1-62.
220. Salem, A.A. Strain hardening of titanium: role of deformation twinning / A.A. Salem, S.R. Kalidindi, R.D. Doherty // *Acta Materialia*. – 2003. – Tom. 51. - № 14. – C. 4225-4237.
221. Bettles C., Barnett M. (ed.). *Advances in wrought magnesium alloys: Fundamentals of processing, properties and applications*. – Elsevier, 2012.
222. Lu, L. Ultrahigh Strength and High Electrical Conductivity in Copper / L. Lu, Y. Shen, X. Chen, L. Qian, K. Lu // *Science*. – 2004. – Tom. 304. – C. 422-426.
223. Wu, X.L. Inverse Grain-Size Effect on Twinning in Nanocrystalline Ni / X.L. Wu, Y.T. Zhu // *Physical Review Letters*. – 2008. – Tom. 101. – C. 265-275
224. Barnett, M.R. Twinning and the ductility of magnesium alloys / M.R. Barnett // *Mater. Sci. Eng. A*. - 2007. - Tom. 464, № 1-2. - C. 1–7.
225. Barnett M.R. Twinning and the ductility of magnesium alloys / M.R. Barnett // *Mater. Sci. Eng. A*. - 2007. - Tom. 464, № 1-2. - C. 8–16.
226. Agnew, S.R. Deformation mechanisms of magnesium alloys, in: C. Bettles, M. Barnett (Eds.) / S.R. Agnew // *Advances in Wrought Magnesium Alloys: Fundamentals of Processing, Properties and Applications*. – 2012. –C. 63-104.
227. Mathis K. et al. Investigating deformation processes in AM60 magnesium alloy using the acoustic emission technique // *Acta materialia*. – 2006. – T. 54. – №. 20. – C. 5361-5366.
228. Suh B.C. et al. Current issues in magnesium sheet alloys: Where do we go from here? // *Scripta Materialia*. – 2014. – T. 84. – C. 1-6.
229. Bouaziz O., Guelton N. Modelling of TWIP effect on work-hardening // *Materials Science and Engineering: A*. – 2001. – T. 319. – C. 246-249.
230. Shen, Y.F. Suppression of twinning and phase transformation in an ultrafine grained 2 GPa strong metastable austenitic steel: Experiment and simulation / Y.F. Shen, N. Jia, Y.D. Wang, X. Sun, L. Zuo, D. Raabe // *Acta Materialia*. – 2015. - Tom 97. – C. 305-315.
231. Vinogradov, A. A Phenomenological Model of Twinning-Mediated Strain Hardening / A. Vinogradov, I. Yasnikov, U. Estrin, K. Mathis, E. Agletdinov // *Materials Science and Engineering: A*. – 2020. – Tom. 780. – №. 139194.
232. Kocks, U. F. Laws for work-hardening and low-temperature creep / U.F. Kocks // *Journal of engineering materials and technology*. – 1976. – T. 98. – №. 1. – C. 76-85.
233. Mecking H. Description of hardening curves of fcc single- and polycrystals. – Argonne National Lab., ILL.(USA), 1975. – №. CONF-751164-3. - C. 67-90.
234. Estrin Y., Mecking H. A unified phenomenological description of work hardening and creep based on one-parameter models // *Acta Metallurgica*. – 1984. – T. 32. – №. 1. – C. 57-70.

235. Kocks, U.F. Physics and phenomenology of strain hardening: the FCC case / U.F. Kocks, H. Mecking // *Progress in Materials Science*. – 2003. – Tom. 48. – C. 171-273.
236. Niewczas M. Dislocations and twinning in face centred cubic crystals // *Dislocations in solids*. – 2007. – T. 13. – C. 263-364.
237. Kadiri, H. El A crystal plasticity theory for latent hardening by glide twinning through dislocation transmutation and twin accommodation effects / H. El Kadiri, A.L. Oppedal // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. – 2010. - Tom 58. – C. 613-624.
238. Oppedal, A.L. Effect of dislocation transmutation on modeling hardening mechanisms by twinning in magnesium / A.L. Oppedal, H. El Kadiri, C.N. Tome, G.C. Kaschner, S.C. Vogel, J.C. Baird, M.F. Horstemeyer // *International Journal of Plasticity*. – 2012. – Tom 30. – C. 41-61.
239. Molodov, K.D. Profuse slip transmission across twin boundaries in magnesium / K.D. Molodov, T. Al-Samman, D.A. Molodov // *Acta Materialia*. – 2017. - Tom 124. – C. 397-409.
240. Müllner, P. On the effect of deformation twinning on defect densities / P. Müllner, C. Solenthaler // *Materials Science and Engineering: A*. – 1997. - Tom 230. – C. 107-115.
241. Gong, M. Atomistic simulations of interaction between basal $\langle a \rangle$ dislocations and three-dimensional twins in magnesium / M. Gong, G. Liu, J. Wang, L. Capolungo, C.N. Tomé // *Acta Materialia*. 2018 – Tom 155. – C. 187-198.
242. Mughrabi, H. The α -factor in the Taylor flow-stress law in monotonic, cyclic and quasi-stationary deformations: Dependence on slip mode, dislocation arrangement and density / H. Mughrabi // *Current Opinion in Solid State and Materials Science*. – 2016. - Tom 20. – C. 411-420.
243. Bouaziz, O. Strain-hardening of twinning-induced plasticity steels / O. Bouaziz // *Scripta Materialia*. – 2012. – Tom 66. – C. 982-985.
244. Allain, S. A physical model of the twinning-induced plasticity effect in a high manganese austenitic steel / S. Allain, J.P. Chateau, O. Bouaziz // *Materials Science and Engineering: A*. – 2004. – Tom 143. – C. 387–389.
245. Fullman, R.L. Measurement of Partide Sizes in Opaque Bodies / R.L. Fullman // *Transactions of AIME*. – 1953. - Tom 197. – C. 447-452.
246. Sevillano, J. G. Geometrically necessary twins and their associated size effects / J. Gil Sevillano // *Scripta Materialia*. – 2008. - Tom 59. – C. 135-138.
247. Beyerlein, I. J. Statistical analyses of deformation twinning in magnesium / I. J. Beyerlein // *Philosophical Magazine*. – 2010. – T. 90. – №. 16. – C. 2161-2190.
248. Ghaderi, A. Sensitivity of deformation twinning to grain size in titanium and magnesium / A. Ghaderi, M.R. Barnett // *Acta Materialia*. – 2011. – Tom 59. – C. 7824-7839.

249. Capolungo, L. Nucleation and growth of twins in Zr: A statistical study / L. Capolungo, P.E. Marshall, R.J. McCabe, I.J. Beyerlein, C.N. Tomé // *Acta Materialia*. – 2009. – Tom 57. C. 6047-6056.
250. Friedel, J. *Dislocations*. // Oxford [etc.]: Pergamon Press, - 1964.
251. Toth, L.S. Notes on representing grain size distributions obtained by electron backscatter diffraction / L.S. Toth, S. Biswas, C. Gu, B. Beausir // *Materials Characterization*. – 2013. – Tom. – 84. C. 67-71.
252. Fátima Vaz, M. Grain size distribution: The lognormal and the gamma distribution functions / M. Fátima Vaz, M.A. Fortes // *Scripta Metallurgica*. – 1988. - Tom 22. C. 35-40.
253. Bergmann, R.B. On the origin of logarithmic-normal distributions: An analytical derivation, and its application to nucleation and growth processes / R.B. Bergmann, A. Bill // *Journal of Crystal Growth*. – 2008. - Tom 310. - 3135-3138.
254. Shterner, V. A constitutive model of the deformation behaviour of twinning induced plasticity (TWIP) steel at different temperatures / V. Shterner, A. Molotnikov, I. Timokhina, Y. Estrin, H. Beladi // *Materials Science and Engineering*. - 2014. – Tom 613. C. 224-231.
255. Čapek, J. Dependence of twinned volume fraction on loading mode and Schmid factor in randomly textured magnesium / J. Čapek, K. Máthis, B. Clausen, M. Barnett // *Acta Materialia*. – 2017. – Tom. 130 – C. 319-328.
256. Beyerlein, I. J. A probabilistic twin nucleation model for HCP polycrystalline metals / I. J. Beyerlein, C. N. Tome // *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2010. – Tom 466. – C. 2517-2544.
257. Barnett, M.R. A rationale for the strong dependence of mechanical twinning on grain size / M.R. Barnett // *Scripta Materialia*. – 2008. – Tom. – 59. – C. 696-698.
258. Pei, Y. Extension twin variant selection during uniaxial compression of a magnesium alloy / Y. Pei, A. Godfrey, J. Jiang, Y.B. Zhang, W. Liu, Q. Liu // *Materials Science and Engineering*. – 2012. – Tom 550. - C. 138-145.
259. Kumar, M.A. Grain size constraints on twin expansion in hexagonal close packed crystals / M.A. Kumar, I.J. Beyerlein, C.N. Tomé // *Journal of Applied Physics*. – 2016. - Tom 120.
260. Livescu, V. Microstructure insensitive twinning: A statistical analysis of incipient twins in high-purity titanium / V. Livescu, I.J. Beyerlein, C.A. Bronkhorst, O.F. Dippo, B.G. Ndefru, L. Capolungo, H.M. Mourad // *Materialia*. – 2019. - Tom 6.
261. Lou, C. Characteristics of Twin Lamellar Structure in Magnesium Alloy during Room Temperature Dynamic Plastic Deformation / C. Lou, X. Zhang, G. Duan, J. Tu, Q. Liu // *Journal of Materials Science & Technology*. – 2014. - Tom 30. – C. 41-46.

262. Radhakrishnan, K. Description and Use of LSODE, the Livermore Solver for Ordinary Differential Equations / K. Radhakrishnan, A.C. Hindmarsh // NASA Reference Publication 1327, Lawrence Livermore National Laboratory Report. – 1993. Том 1327. - C. 1-108.

263. Lasdon, L. Adaptive memory programming for constrained global optimization / L. Lasdon, A. Duarte, F. Glover, M. Laguna, R. Martí // Computers & Operations Research. – 2010. - Том 37. – C. 1500-1509.

264. Storn, R. Differential Evolution – A Simple and Efficient Heuristic for global Optimization over Continuous Spaces / R. Storn, K. Price // Journal of Global Optimization. – 1997. – Том 11. C. 341-359.

265. Schneider, C.A. NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis / C.A. Schneider, W.S. Rasband, K.W. Eliceiri // Nature Methods. – 2012. - Том 9. – C 671.

266. Drozdenko, D. Influence of the solute concentration on the anelasticity in Mg-Al alloys: A multiple-approach study /D. Drozdenko, J. Čapek, B. Clausen, A. Vinogradov, K. Máthis // Journal of Alloys and Compounds. – 2019. - Том 786. – C. 779-790.

Приложение

Явный вид системы уравнений, представляющей феноменологическую модель деформационного упрочнения на основе взаимодействия механизмов дислокационного скольжения и механического двойникования:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\sigma} = \frac{\dot{\varepsilon}}{\frac{1}{E} + \frac{2(1-F)}{k_0 M b (\hat{\alpha} G M)^2 \left(\frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)} \right) - k_2 M (\sigma - \sigma_0)} + \frac{k_3 (\sigma - \sigma_0)}{\frac{k_0 M b (\hat{\alpha} G M)^2 \left(\frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)} \right) - k_2 M (\sigma - \sigma_0)} + \frac{\gamma^T}{M^T} \frac{\zeta}{\gamma^T} \left(\frac{\xi}{\sigma} \right)^3 \exp \left(- \frac{\ln^2 \left(\frac{\xi \theta (\sigma - \sigma_{cr})}{2\sigma} \right)}{2\sigma_D^2} \right)} \\ \dot{F} = \frac{\dot{\varepsilon} \frac{\zeta}{\gamma^T} \left(\frac{\xi}{\sigma} \right)^3 \exp \left(- \frac{\ln^2 \left(\frac{\xi \theta (\sigma - \sigma_{cr})}{2\sigma} \right)}{2\sigma_D^2} \right)}{\frac{1}{E} + \frac{2(1-F)}{k_0 M b (\hat{\alpha} G M)^2 \left(\frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)} \right) - k_2 M (\sigma - \sigma_0)} + \frac{k_3 (\sigma - \sigma_0)}{\frac{k_0 M b (\hat{\alpha} G M)^2 \left(\frac{1}{D_m} + \frac{F}{2h(1-F)} \right) - k_2 M (\sigma - \sigma_0)} + \frac{\gamma^T}{M^T} \frac{\zeta}{\gamma^T} \left(\frac{\xi}{\sigma} \right)^3 \exp \left(- \frac{\ln^2 \left(\frac{\xi \theta (\sigma - \sigma_{cr})}{2\sigma} \right)}{2\sigma_D^2} \right)} \end{array} \right.$$

, где $\xi = \frac{M^T G \gamma^T h}{D_m}$, и $\zeta = \frac{\alpha \theta (\sigma - \sigma_{cr})}{4\sqrt{2\pi} \sigma_D M^T G}$.