



Г.В. Аверин

ОСНОВЫ ТЕМПОРОЛОГИИ

Донецк - Донбасс

Аверин Г.В.

**ОСНОВЫ
ТЕМПРОЛОГИИ**

Донецк-Донбасс
2024

УДК 006.92:530.1:536-1
ББК 10:22.317
А-194
ISBN 978-5-6050291-4-4

Рекомендовано к печати Ученым советом Донецкого государственного университета (протокол №6 от 31.05.2024 г.)

Рецензенты:

Доктор технических наук, профессор **И.Р. Венгеров**;
Доктор технических наук, доцент **А.В. Звягинцева**.

Аверин Г.В.

А-194 Основы темпорологии. Монография / Г.В. Аверин. – Донецк: ООО «НТП «Фолиант», 2024. – 310 с.
ISBN 978-5-6050291-4-4

В монографии изложены теоретические и экспериментальные основы темпорологии. Предложен вариант феноменологической модели представления времени, обсуждаются исходные идеи, принципы, законы и положения темпорологии, формулируются ее аналитические и экспериментальные методы. Особое внимание уделено задачам обработки, анализа и описания темпоральных данных применительно к системам и процессам различной природы.

Монография предназначена для научных работников, преподавателей, докторантов и аспирантов, занимающихся исследованиями в области темпорологии и физики времени.

Averin G.V.

Fundamentals of Temporology, Donetsk, SPE Foliant, 2024, 310 p.

The text contains an exposition of the theoretical and experimental foundations of temporology. A variant of the phenomenological model of time representation is proposed, with discussions of the original ideas, principles, laws, and positions of temporology, as well as the formulation of its analytical and experimental methods. Special attention is devoted to the tasks of processing, analyzing, and describing temporal data in relation to systems and processes of various nature.

This monograph is intended for researchers, teachers, doctoral and postgraduate students engaged in research in the field of temporology and physics of time.

ISBN 978-5-6050291-4-4



УДК 006.92:530.1:536-1

ББК 10:22.317

ISBN 978-5-6050291-4-4

© Аверин Г.В., 2024

© ООО «НТП «Фолиант», 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	11
ЧАСТЬ I. ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФАКТЫ И ЗНАНИЯ	
В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВРЕМЕНИ.....	13
Глава первая. Абсолютное время и его измерение	15
1.1. Время в представлениях Ньютона.....	15
1.2. Системы измерения времени	22
1.3. Абсолютное время в физике	29
Глава вторая. Время в специальной теории	
относительности	35
2.1. Понятие времени и его содержание	35
2.2. Модель пространства-времени в специальной теории	
относительности	38
2.3. Сущность логических парадоксов специальной	
теории относительности	40
Глава третья. Представления о времени в реляционной	
концепции	67
3.1. Время как системообразующий фактор.....	67
3.2. Реляционная природа времени	75
3.3. Шкала системного времени	82
3.4. Примеры простых шкал системного времени.....	90
Глава четвертая. Эмпирические особенности и	
закономерности	111
4.1. Темпоральные процессы и данные.....	111
4.2. Феноменологические закономерности в	
темпорологии	116
4.3. Некоторые обобщения и гипотезы темпоральных	
измерений.....	119

ЧАСТЬ II. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ	
ТЕМПОРОЛОГИИ	124
Глава пятая. Введение в темпорологию	125
5.1. Предмет и метод темпорологии.....	125
5.2. Основные понятия и гипотезы.....	127
5.3. Оценка состояний объектов и построение измерительных шкал.....	136
5.4. Построение системы измерения количества воздействия	143
5.5. Основные постулаты теории.....	145
Глава шестая. Законы темпорологии и модели времени	150
6.1. Зависимости и соотношения темпорологии.....	150
6.2. Законы темпорологии	162
6.3. Взаимосвязь системного времени и энтропии в термодинамическом процессе.....	172
6.4. Векторное поле пространства состояний и локальная стрела времени	175
6.5. Методика обработки, описания и анализа темпоральных данных	184
ЧАСТЬ III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ	
ТЕМПОРОЛОГИИ	189
Глава седьмая. Темпорология и термодинамика идеального газа	191
7.1. Законы идеального газа	191
7.2. Уравнения состояния идеального газа.....	196
7.3. Теоретические зависимости	202
7.4. Обоснование законов идеального газа на основе вычислительных экспериментов	206
7.5. Темпоральные закономерности	210
Глава восьмая. Хроногенез процессов развития реальных систем	227
8.1. Исходная информация и данные	227

8.2. Модели темпоральных процессов развития регионов России	230
8.3. Модели темпоральных процессов развития городов России	258
8.4. Модели темпоральных процессов развития стран мира	267
8.5. Темпоральные модели природно-антропогенных процессов.....	272
8.6. Темпоральные модели процессов тепловлагопереноса в горных выработках	278
8.7. О проблеме создания часов системного времени.....	286
8.8. Общее и особенное в понятиях энтропии и системного времени	295
Заключение	299
Предметный указатель.....	301
Литература.....	304

CONTENTS

Preface	11
PART I. EMPIRICAL FACTS AND KNOWLEDGE IN THE STUDY OF TIME	13
Chapter One. Absolute Time and its Measurement	15
1.1. Newton's concept of time	15
1.2. Time measurement systems	22
1.3. Absolute time in physics	29
Chapter Two. Time in Special Theory of Relativity	35
2.1. The concept of time and its content	35
2.2. Model of spacetime in special theory of relativity.....	38
2.3. The essence of logical paradoxes in special theory of relativity	40
Chapter Three. Conceptions of Time in the Relational Concept	67
3.1. Time as a system-forming factor.....	67
3.2. Relational nature of time	75
3.3. Scale of systemic time.....	82
3.4. Examples of simple scales of systemic time.....	90
Chapter Four. Empirical Features and Regularities	111
4.1. Temporal processes and data	111
4.2. Phenomenological regularities in temporology	116
4.3. Some generalizations and hypotheses of temporal measurements	119
PART II. THEORETICAL FOUNDATIONS OF TEMPOROLOGY	124
Chapter 5. Chapter Five. Introduction to Temporology	125
5.1. Subject and method of temporology	125
5.2. Basic concepts and hypotheses	127

5.3. Assessment of object states and construction of measurement scales.....	136
5.4. Construction of a system for measuring the quantity of impact.....	143
5.5. The basic postulates of the theory	145
Chapter Six. Laws of Temporology and Models of Time.....	150
6.1. Dependencies and relationships in temporology	150
6.2. Laws of temporology	162
6.3. Relationship between systemic time and entropy in thermodynamic processes	172
6.4. State space vector field and local time arrow	175
6.5. Methodology for processing and analyzing temporal data	184
PART III. EXPERIMENTAL FOUNDATIONS OF TEMPOROLOGY	189
Chapter Seven. Temporology and an Ideal Gas Thermodynamics	191
7.1. Laws of an ideal gas.....	191
7.2. Equations of state for an ideal gas	196
7.3. Theoretical dependencies	202
7.4. Justification of laws of an ideal gas based on computational experiments	206
7.5. Temporal regularities	210
Chapter Eight. Chronogenesis of Development Processes Real Systems.....	227
8.1. Initial information and data	227
8.2. Models of temporal development processes of Russian regions	230
8.3. Models of temporal development processes of Russian cities.....	258

8.4. Models of temporal development processes of world countries.....	267
8.5. Temporal models of natural-anthropogenic processes	272
8.6. Temporal models of heat and moisture transfer processes in mining workings.....	278
8.7. On the issue of creating a system time clock	286
8.8. General and special in terms of entropy and system time ..	295
Conclusion	299
Subject Index.....	301
References.....	304

*Time is a thought or measure,
not an essence.*

Antiphont

RESUME

One of the unsolved problems in modern scientific knowledge is the study of the phenomenon of time. In his time, P. Shambadal, analyzing Eddington's philosophical concept, expressed the idea: "To establish the difference between the past and the future, we should not turn to chronometers but to thermometers". The profound essence of this statement indicates that the existing conceptual understandings of time, which have developed in physics, do not reflect real ways to solve this problem.

Obviously, the problem of time goes beyond physics and encompasses many subject areas. The emerging science that explores time and its properties is called temporology. It is an interdisciplinary scientific direction that studies the concept of time, its concepts, properties, methods of measurement, and description in various sciences. Today, the key problem of temporology is the lack of productive ideas in the study of time, which would be based on representative experimental data, statistical information, or empirical facts.

This monograph is dedicated to the exposition of the theoretical and experimental foundations of temporology. The idea of the monograph is based on the hypothesis that every real process has its own chronogenesis - a complex of temporal features and regularities that are characteristic of the entire family of real processes within a class of objects. The concept of systemic (own) time is used to represent the chronogenesis of processes as a complex characteristic of the states of objects and systems, and the temporal changes occurring with them. For the class of objects, systemic time is related to empirical time, which is measured in hours, and has its own chronoscale for measuring the intensity of temporal processes. Based

on this, the author takes the liberty of proposing a phenomenological theory of time based on the processing, analysis, and description of temporal data characterizing systems and processes of various natures. The presented ideas aim to implement new possibilities in the experimental study of time, and the author hopes that there will be supporters of the proposed approach.

The book is structured into three parts. The first part summarizes some empirical facts and knowledge gained from the study of time. The second part formulates the theoretical foundations of temporology, presents regularities and dependencies necessary for the description of temporal data characterizing systems of various natures. The third section focuses on experimental methods of temporology aimed at processing, analyzing, and describing experimental data on temporal processes and establishing temporal regularities for individual classes of objects and systems.

The main focus of the monograph is on the practical application of the methods presented and the processing of temporal data in relation to systems of various natures. From this perspective, the book can be particularly useful for specialists engaged in interdisciplinary research.

All comments and feedback on the monograph will be gratefully accepted by the author and should be sent to the e-mail: *averin.gennadiy@gmail.com*

*Время есть мысль или мера,
а не сущность*

Антифонт

ПРЕДИСЛОВИЕ

В современном научном знании одна из важнейших нерешённых проблем связана с изучением феномена времени. В этом плане обращает на себя внимание высказанная А. Эддингтоном и популяризированная П. Шамбадалем следующая неординарная идея: «...чтобы установить различие между прошлым и будущим, мы должны обратиться не к хронометрам, а к термометрам». Глубокая суть этого высказывания указывает на то, что существующие концептуальные представления о времени, которые сложились в физике, не отражают реальных путей решения проблемы изменчивости систем, процессов и явлений.

Очевидно, что проблема времени выходит за пределы физики и охватывает многие предметные области. Зарождающаяся наука, познающая время и его свойства, носит название темпорологии. Это междисциплинарное научное направление, изучающее понятие времени, его концепции, свойства, методы измерения и описания в различных науках. Сегодня ключевая проблема в области изучения времени связана с отсутствием продуктивных идей, которые основывались бы на представительных опытных данных, статистической информации или эмпирических фактах.

Данная монография посвящена изложению теоретических и экспериментальных основ темпорологии. Автор взял на себя смелость предложить вариант феноменологической модели представления времени, исходя из обработки, анализа и описания темпоральных данных, характеризующих системы и процессы различной природы. Изложенные идеи направлены на реализацию новых возможностей при экспериментальном изучении времени, и автор надеется, что найдутся сторонники предложенного подхода.

Книга по структуре содержит три части. В первой части обобщаются некоторые эмпирические факты и знания, полученные при изучении времени. Во второй части книги формулируются теоретические основы темпорологии, приводятся закономерности и зависимости, необходимые в дальнейшем для описания темпоральных данных, характеризующих системы различной природы. Третий раздел посвящен экспериментальным методам темпорологии, направленным на обработку, анализ и описание опытных данных о темпоральных процессах и установление темпоральных закономерностей для классов объектов и систем.

Основной акцент в монографии сделан на прикладное применение излагаемых методов и обработку темпоральных данных по отношению к системам различной природы. С этой точки зрения книга может быть особенно полезной для специалистов, занимающихся междисциплинарными исследованиями.

Доктор технических наук, профессор И.Р. Венгеров с исключительным вниманием прочитал рукопись и дал много важных для качества книги замечаний.

Доктор технических наук, доцент А.В. Звягинцева прочла рукопись, сделала ряд ценных замечаний и предложений и взяла на себя труд редактирования текстов монографии.

Считаю своим долгом принести указанным лицам свою сердечную благодарность.

Все замечания и отзывы по монографии будут приняты автором с признательностью, отсылать их следует на электронную почту: *averin.gennadiy@gmail.com*

Г.В. Аверин

Донецк, апрель 2024 г.

ЧАСТЬ 1

ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФАКТЫ И ЗНАНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВРЕМЕНИ

Темпорология является молодой наукой, охватывающей междисциплинарные научные направления в изучении времени. Множество ученых, в большинстве физиков и философов, посвятили свои труды изучению сущности и свойств времени. В философии и физике это основная категория и фундаментальное понятие. Разнообразие точек зрения, теорий и моделей времени не может не удивлять [18, 23, 37, 49, 73, 74]. Однако феномен времени остается такой же загадкой, как и 2400 лет назад во времена Аристотеля.

На данном этапе научно-технического развития среди множества теорий, моделей и конструкций времени в качестве общепринятых концепций можно выделить три основные, которые условно считаем классической, геометрической и реляционной [23]. Данные концепции коллективно развиты в совокупность подходов, представлений и положений, которые общеприняты в научном сообществе. Отличительной особенностью каждой из них является наличие определенных систем измерения времени по отношению к последовательностям событий или их временным длительностям.

Существуют классические представления о времени, где время характеризуется шкалой в смысле абсолютного времени Ньютона, и где время фундаментально. В данном случае равномерная система измерения времени определяется неким эталонным периодическим процессом, реализованным в часах. В большинстве разделов физики, химии, геологии, метеорологии, биологии, астрономии, палеонтологии и т.д. используются преимущественно ньютоновские представления о времени, хотя в подавляющем числе случаев это явно не оговаривается. Равномерная шкала времени, основанная на эталонном периодическом процессе часов, является основным элементом системы измерения абсолютного времени.

В специальной теории относительности (СТО) время и пространство органично связаны в единое целое. Четырехмерное пространство-время имеет три пространственных измерения и одно временное. В данной концепции каждый материальный объект имеет собственное время, которое вообще-то говоря, не совпадает с собственным временем других материальных объектов, однако системы измерения собственного времени также определяются эталонными периодическими процессами.

В свою очередь, в реляционной концепции модели времени основываются на анализе системы отношений между объектами и событиями. На первое место при построении моделей выходят свойства объектов, их изменения и наблюдаемые причинно-следственные события, связанные с этим. Наше измеряемое часами время рассматривается как одна из возможных мер, позволяющая оценить свойства особого, специфического, собственного времени для определенного класса объектов. Методы измерения времени в этом случае основываются на отображении динамики свойств и состояний объектов. Подобные реляционные модели есть в физике, биологии, стратиграфии, археологии, палеонтологии и т.д., их основное отличие состоит в нелинейности процессов, принятых в качестве эталонных, относительно равномерной шкалы времени.

Все три концепции времени широко представлены в литературе, обладают качественными отличиями и имеют своих сторонников и противников. В чем-то данные концепции дополняют друг друга, формируя современную сложившуюся систему взглядов, идей и представлений о сущности и свойствах времени. При этом особо отметим, что во всех случаях в процессах измерения времени задействована, в том или ином виде, традиционная система измерения времени, основанная на использовании периодических процессов.

В последующих четырех главах рассмотрим наиболее важные феноменологические закономерности и свойства времени, которые представлены в каждой из перечисленных выше концепций.

Глава первая

АБСОЛЮТНОЕ ВРЕМЯ И ЕГО ИЗМЕРЕНИЕ

1.1 Время в представлениях Ньютона

Время как фундаментальный фактор присуще всем без исключения природным и общественным процессам и явлениям. Особенностью влияния времени является то, что его эффект проявляется в процессах различной природы по-разному. Состояния объектов и систем обычно характеризуются значениями параметров свойств, которые зависят от параметра времени, при этом пользуются измеренными по часам значениями времени.

Будем отделять проблему феномена времени как явления от проблемы измерения времени как параметра. Процесс измерения времени при динамических изменениях состояний объектов или систем можно осуществить как по внутренним событиям (наблюдаемым в данной системе), так и по внешним событиям (свойственным другим классам систем, принятым в качестве эталонных). Поэтому в области измерения времени существуют, по крайней мере, два метрологических понятия – времени как индивидуальной (собственной) характеристики, свойственной некоторому классу систем, и времени как общей характеристики наблюдаемых изменений в состояниях любых систем. Для всякой системы (объекта) можно предложить различные шкалы измерения времени, исходя из наблюдения по отношению к системе внутренних или внешних процессов как периодических, так и аperiodических, использования регулярных или случайных потоков событий, а также регистрации самых разных последовательностей событий, присущих системе. В данном случае речь может идти о разных способах измерения времени.

Несмотря на это исторически сложилось, что наиболее распространенные системы счета времени (часы) построены на

использовании только динамических характеристик регулярных потоков событий – последовательностей событий, следующих одно за другим через строго определенные промежутки времени. В основе принципа работы часов лежит использование того или иного периодического или колебательного процесса – механического, электромагнитного, астрономического, атомного. Поэтому часы представляют собой физический измерительный прибор. Отметим, что классической физике в процессе своего развития удалось выработать для моделирования состояний объектов, процессов и явлений приемлемое физическое представление о времени, которое отличается простотой и определенной универсальностью. Это представление в своей сути мало изменилось со времен Ньютона и совершенствовалось только в области метрологических способов и средств измерения времени. В своих трудах Ньютон отмечал, что при построениях рассматривает «не время, как таковое», а только величину, к которой все остальные величины отнесены как-то во времени. Поэтому, поясняет Ньютон, «повсюду, где в дальнейшем встречается слово «время», под ним нужно понимать не время в его формальном значении, а только ту отличную от времени величину, посредством равномерного роста или течения которой и измеряется время» [42]. Т.е. проблема феномена времени в классической физике практически замещена проблемой измерения времени.

Шкала времени, построенная на использовании регулярных потоков событий, исторически введена в науку через механику как эмпирическая мера для измерения интенсивности движения. Время, измеряемое по такой шкале (шкалам) и представляющее собой меру продолжительности, принято называть *относительным* временем. В классической физике данному времени соответствует математическая модель *абсолютного* времени.

Относительное время, измеряемое по эталонному устройству (часам) с учетом действующих на данном этапе технического прогресса стандартов, называется *метрологическим* временем. Таким

образом, стандартизованное метрологическое время является частным случаем относительного времени. Эмпирическое определение относительного времени неизбежно связано с использованием периодических или колебательных физических процессов, поэтому, чтобы не запутаться в определениях, любое время, определяемое по физическим часам, будем называть *эмпирическим*.

Эмпирическое время является инструментом экспериментального исследования или практической деятельности для сравнения, ранжирования и масштабирования наблюдаемых событий. В свою очередь, абсолютное время является понятием, используемым при математическом моделировании наблюдаемых процессов. Отметим, что название «абсолютное» не совсем адекватно отражает сущность используемого нами на практике времени, так как несет в себе суть некой абстрактной математической модели по отношению к существующим классическим представлениям о времени. Однако можно считать, что абсолютное время как некий универсальный математический параметр имеет свою физическую реализацию в виде различных шкал эмпирического времени, в связи с чем эти времена тесно связаны между собой.

В классической физике считается, что время как поток длительности одинаково определяет ход всех процессов в мире и во всех точках мирового пространства абсолютное время протекает одинаково. Абсолютное время ориентировано на определение длительностей в последовательностях любых событий, так как классические представления о нем сформулированы *вне отношения* к конкретным объектам. Данное время является удобным для относительных сравнений моментов возникновения событий, но оно не отражает внутренних закономерностей в изменениях систем, так как в любой опыт система определения абсолютного времени привносится извне как закономерность, характерная для систем совсем иной природы. Кроме того, регулярные потоки событий имеют последствие: моменты появления следующих друг за другом

событий связаны функциональной связью, т.е. эти потоки обладают явной динамической закономерностью, характерной для эталонного процесса.

Таким образом, абсолютное время – это классическая модель времени, физическими аналогами которой являются шкалы эмпирического времени.

Абсолютное, истинное, математическое время, как принято со времен Ньютона, – «само по себе и по своей сущности, без всякого отношения к чему-либо внешнему, протекает равномерно и иначе называется длительностью». Исходя из этого, абсолютное время Ньютона не является физической величиной, а математически представляет собой шкалу (координатную ось) для измерения интенсивности физических процессов и изучения различных последовательностей событий [20, 33, 56]. На данной шкале нет опорных точек, начало отсчета выбирается произвольно, единица измерения времени принимается на основе соглашения, мгновение на шкале представляется геометрической точкой, а вся шкала является равномерной и непрерывной и содержит как отрицательные значения (прошлое), так и положительные значения (будущее) [20]. При этом время в этой шкале течет абсолютно равномерно и выбор события, относительно которого ведется отсчет времени как в прошлое, так и будущее, полностью условен и, в каждом конкретном случае, определяется рациональными соображениями.

Для измерения абсолютного времени используются физические часы, которые состоят из автоколебательного устройства и счетного механизма. При изучении процессов изменения и развития систем различной природы время вносится в опыт как параметр и принимается, что в любой точке системы время течет одновременно с абсолютным временем, которое измеряется часами. В этом плане абсолютное время выступает общим арифметизированным параметром свойств объектов и систем и не обладает собственными свойствами. При этом все физические модели строятся в

детерминированной моделирующей среде на основе формулировки различных динамических теорий, где абсолютное время фундаментально.

Исходя из сказанного следует, что шкала абсолютного времени является общепринятой шкалой интервалов. Для того чтобы такую шкалу преобразовать в шкалу отношений, необходимо установить абсолютное начало отсчета и принять естественный масштаб времени, характерный для изучаемого класса систем, процессов или явлений. Кроме того, для данного класса объектов такая шкала должна отражать некоторую характерную для него последовательность и длительность событий, которые свойственны процессам изменения состояний объектов. В этом случае абсолютное время может быть связано с объективным свойством (группой свойств, потоком событий), индивидуально характерным для некоторого класса систем. Однако, подобное преобразование невозможно провести в рамках существующих систем измерения времени, так как они затрагивают только несколько, хотя и очень обширных, классов физических систем.

Задача преобразования шкалы интервалов времени в шкалу отношений в физике не ставилась. В связи с громадным количеством разных физических объектов и крайне различной длительностью физических процессов ($\approx 10^{-22} \div 10^{17}$ сек) эта задача вообще является проблематичной, так как требует эмпирического изучения потоков событий во множестве наблюдаемых систем, что не является, по большому счету, предметом исследований физики.

Сегодня физика оперирует событиями постольку, поскольку это необходимо для построения детерминированных динамических моделей, по возможности уходя от явно выраженных статистических моделей опытных данных после проведения физического опыта. Другими словами, в физических теориях за отдельными исключениями преобладает применение детерминированных закономерностей и повсеместно используется при моделировании

принцип равновозможности. Вполне возможно, что это вызвано особенностями физических процессов и систем или общей логикой развития этой науки.

Однако, именно с этим может быть связана концептуальная проблема физики – парадокс, вызванный необратимостью процессов в природе и обратимостью уравнений физики, которые описывают эти процессы во времени. Многие модели в классической, релятивистской и квантовой физике инвариантны к изменению направления времени и не отражают существующую необратимость времени. Модели физических процессов строятся таким образом, что используемое в них абсолютное время фундаментально. Физика традиционно понимается как наука о физических процессах, происходящих во времени. Как отмечает Д. Гросс, нобелевский лауреат по физике, роль физики сводится к прогнозированию будущего на основе настоящего. Однако, по его словам, у нас нет ни малейшей идеи, как формулировать физику, если время не фундаментально. С абсолютным временем во все уравнения физики вносится принцип равновозможности и благодаря этому уже на этапе первоначальной формулировки задач исключается неравновозможность, которая свойственна необратимым процессам в природе. Следствием данных фактов является то, что необратимость просто исключается из предмета исследования уже на этапе математической формулировки задач и поэтому ее бесполезно искать в уравнениях динамики любой сложности. Это не относится к уравнениям классической термодинамики, где время отсутствует, а есть только параметры свойств, в общем случае, параметрически зависящие от времени при условии бесконечной длительности термодинамического процесса (что тоже своего рода парадокс).

Если, используя последовательности событий можно определять время и строить системы измерения времени, то различных шкал для измерения времени должно быть множество. На практике дело обстоит, как видно, иначе. Поэтому, согласимся с автором работы

[20], что наука о методах построения хроношкал в различных физических теориях (и не только физических) – хронофизика – не существует. По большому счету сегодня данная проблема становится предметом исследований темпорологии.

Обобщим выше высказанные положения, которые касаются представлений о времени в классической концепции.

Время в большинстве разделов физики выступает как абсолютное время и является равномерной шкалой интервалов для относительных сравнений длительности различных событий, построенной с использованием регулярных потоков событий. При этом эмпирическое и абсолютное время применяются для измерения моментов наблюдения и длительности событий в любых объектах и системах, являются параметрами и привносятся при моделировании извне, поэтому никак не связаны со свойствами этих систем.

Абсолютное время не является физической величиной, а является удобной мерой, принятой по соглашению, при этом все измерения времени сведены к измерению длительностей событий или временных интервалов между событиями. Абсолютное время всегда связывают с часами (механическими, электронными, атомными), т.е. с той или иной стандартизированной эмпирической системой счета времени, работа часов определяется равномерным эталонным процессом определенной физической природы.

Таким образом, в классической концепции под временем понимается некая условная равномерно текущая однородная длительность, измеряемая с помощью часов. Эта величина входит в уравнения как линейно изменяющийся параметр, значения которого на шкале времени равновероятны и время, определяемое по этим шкалам, единообразно во всем пространстве Земли. При этом эмпирическое время является физическим аналогом абсолютного времени, и, наоборот, абсолютное время – математическим аналогом эмпирического времени.

1.2 Системы измерения времени

В настоящее время существует несколько общепринятых систем измерения эмпирического времени. Согласно стандарту [27] шкала времени – это упорядоченная последовательность значений времени, служащая исходной основой для измерений времени, при этом интервал времени – это длительность между двумя моментами времени. Под моментом времени подразумевается положение события в выбранной шкале времени. В свою очередь, часы – это техническое средство, предназначенное для измерения и отображения показаний времени в выбранной шкале времени.

Часы, которые реализовали бы идеальную шкалу абсолютного времени, пока не созданы, т.к. не ясно с какими физическими процессами изменения фундаментальных свойств материи может быть связана такая шкала времени. Поэтому на практике используют различные эмпирические шкалы времени, основанные на принципах работы тех или иных физических часов.

В практической деятельности человека для измерения времени применяются звездное, солнечное, эфемеридное (ЕТ), международное атомное (TAI), всемирное (UT), всемирное координированное (UTC) время и т.д. Все эти шкалы времени однозначно связаны между собой и применяются для измерения моментов возникновения и длительности наблюдаемых событий в различных процессах, явлениях и объектах. Используемые системы определения времени никак не связаны с изменениями свойств изучаемых объектов, эмпирическое время только косвенно отражает внутреннюю динамику их свойств.

Известно, что любая система измерений – это совокупность способов, шкал и единиц измерения, технических средств и эталонов измерения, а также правил и процедур, связывающих их друг с другом. В практической деятельности сегодня применяются три основные системы измерения времени, которые используют

периодические или колебательные процессы. В основу определения всемирного времени UT (Universal Time) положен периодический процесс вращения Земли. Определение эфемеридного времени ET (Ephemeris Time) связано с процессом периодического обращения Земли вокруг Солнца. В свою очередь, атомное время AT (Atomic Time) определяется по шкалам времени, реализуемым на основе квантовых переходов в атомах или молекулах. При создании шкал и единиц времени используется принцип равномерных меток времени – формирование строго равномерных следующих одна за другой меток, поддающихся счету.

Основная единица измерения времени в Международной системе единиц, СИ – секунда, данный эталон в метрологии не хранится в виде физического объекта, а генерируется в процессе наблюдения за эталонным процессом.

Изначально таким эталонным процессом был процесс вращения Земли вокруг своей оси, при этом секунда задавалась как $1/86400$ доля общего периода обращения, который равнялся одним суткам – единице измерения времени в астрономии. При этом длительность суток в месте наблюдения определялась по последовательному прохождению небесных светил через плоскость меридиана. Если исчисление времени основано на определении положения Солнца, то оно называется солнечным, если на определении положения определенных точек небесной сферы (например, точки весеннего равноденствия), то такое время называется звездным.

При прохождении Солнца через меридиан наблюдателя, который находится на поверхности Земли, использовались разные способы исчисления времени, и в процессе развития систем измерения за эмпирическую единицу времени приняли средние солнечные сутки, из предположения равномерного движения Земли по орбите. Такое среднее время привело к возникновению местного времени, которое зависит от географической долготы места наблюдения. На основе этого было введено понятие всемирного времени (UT), которое, по

сути, является средним солнечным временем на Гринвичском меридиане при условии равномерного движения Земли по орбите вокруг Солнца. Сегодня всемирное время вычисляется по наблюдениям внегалактических источников радиоизлучения. Время UT позволило создать несколько шкал измерения времени, которые основываются на астрономических наблюдениях, а именно:

- время UT0, когда шкала формируется по суточным наблюдениям за движением звезд на небосклоне. Данная шкала связана со шкалой времени UT;
- время UT1, когда учитывается прецессия земной оси относительно ее среднего положения. Эта разновидность шкалы всемирного времени является скорректированной с учетом движения полюсов шкалой UT0. Шкала UT1 устанавливается и реализуется Международной службой вращения Земли (МСВЗ);
- время UT2, когда учитываются сезонные вариации угловой скорости вращения Земли;
- время UTC (Universal Time Coordinated), которое называют всемирным координированным временем и которое является шкалой времени, аппроксимирующей время UT1 на основе равномерной шкалы атомного времени TAI и т.д.

В метрологическое обеспечение всемирное время UT введено в 1925 году, и оно является многозначным понятием, охватывающим представления о множестве различных шкал времени. Под обозначением шкал всемирного времени UT понимаются все шкалы времени, реализуемые на основе наблюдений за вращением Земли вокруг своей оси. Все шкалы всемирного времени UT неравномерны относительно абсолютного времени.

Для получения более высокой точности измерения времени и с целью создания строгой равномерной шкалы в 1952 году в исчисление времени была введена эфемеридная шкала времени ET, которая не зависит от изменяющейся скорости вращения Земли. В 1962 году эфемеридная секунда была принята за основную единицу времени в

системе единиц СИ, которая просуществовала до 1967 года, когда в метрологии было введено понятие атомной секунды на основе применения атомных часов. Эфемеридное время находится из математических уравнений небесной механики, где координаты планет и спутников являются функциями времени. Чаще всего эфемеридное время определяют по движениям Луны относительно Земли, используя специальные таблицы эфемеридных координат. Данная шкала времени применяется при определении координат искусственных спутников Земли, используемых для навигации.

В 1984 году шкала эфемеридного времени ET в астрономии была заменена на шкалу земного динамического времени TDT, которую в 2001 году сменила шкала земного времени TT. Шкалы времени для решения задач астрономии, астрофизики и астрономических наблюдений непрерывно совершенствуются. Существуют шкалы Геоцентрического координатного времени (TCG) и Барицентрического координатного времени (TCB), которые применяются с 2011 года для решения специфических астрономических и навигационных задач.

После создания цезиевых атомных часов астрономическая шкала эфемеридного времени в 1967 году была заменена на атомную шкалу времени. Время, измеряемое по атомной шкале, называется атомным временем (AT), которое задается атомным или молекулярным эталоном времени. Единица определения времени получила название атомной секунды – это интервал времени, в течение которого совершается 9192631770 колебаний, соответствующих резонансной частоте энергетического перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния в атомах цезия-133. Временная шкала AT равномерна в пределах очень высокой точности. Приведенный выше интервал времени атомной секунды был выбран из условия приближения фундаментальной единицы времени в системе единиц СИ к средней секунде астрономических систем измерения времени.

Чтобы следить за течением времени, необходимы способы и средства его исчисления. С этой целью используются различные виды

часов. В практической деятельности чаще всего применяются механические и электронные (кварцевые) часы. Механические маятниковые часы имеют точность хода 0,001 – 0,002 секунды в сутки, точность хода лучших кварцевых часов достигает нескольких миллионных долей секунды в сутки.

С изобретением атомных часов возможности астрономических методов измерения времени оказались исчерпанными, именно поэтому был реализован переход от астрономического времяисчисления к атомному. Точность хода атомных цезиевых часов составляет 0,01 секунды за 1000 лет.

На основе показаний атомных часов сформирован метрологический эталон Международного атомного времени ТАИ (Temps Atomique International). Масштаб шкалы ТАИ равен масштабу эфемеридного времени ЕТ. Считается, что атомные часы есть физическое воспроизведение шкалы ЕТ с точностью воспроизведения до $2 \cdot 10^{-12}$. Шкала атомного времени ТАИ устанавливается и поддерживается Международным бюро мер и весов (МБМВ) как основной временной стандарт. Организация МБМВ вычисляет время ТАИ специальными методами по группе атомных часов, которые имеются более чем в 50 лабораториях разных стран мира. На сегодня эмпирическая шкала времени ТАИ как строго равномерная шкала наилучшим образом реализует абсолютную шкалу времени.

Так как шкалы времени ТАИ и UT1 не согласуются между собой, т.к. построены на использовании качественно различных физических процессов, то в 1972 году была введена шкала соответствия, которая называется всемирным координированным временем UTC. Масштабы ТАИ и UTC равны между собой, а смещение меняется скачком. При нарастании расхождения между UTC и UT1 до 0,9 секунд производится корректировка скачком на 1 секунду. Поэтому шкала UTC относительно равномерна, но не обладает свойством непрерывности.

Координированное время UTC – это основное время, которое в

настоящий период используется человечеством в практической деятельности, как наиболее удобная шкала времени. На основе времени UTC во многих странах создаются Национальные шкалы UTC, например, UTC(SU) – национальная шкала координированного времени Российской Федерации. Данная шкала времени реализуется Государственной службой времени, частоты и определения параметров вращения Земли (ГСВЧ) на основе непосредственных астрономических и геодезических наблюдений. Сигналы точного времени передаются по радио, телевидению и через Интернет в общемировой системе UTC.

Обычно в странах мира на станциях службы времени определяется местное звездное время, которое пересчитывается в местное среднее солнечное время. Полученное время преобразуется в единое всемирное время UT0. Для получения более однородной шкалы в величину UT0 для конкретной станции вводится поправка, согласно форм МБМВ, что позволяет определить время UT1, которое, в свою очередь, согласуется с международным атомным временем TAI. Таким образом устанавливается координированное всемирное время UTC.

Существуют также шкалы времени, основанные на национальных стандартах частоты и привязанные к TAI с различной точностью, системные шкалы спутниковых навигационных систем (GPS, Galileo, ГЛОНАСС и т.д.), бортовые шкалы времени спутников, которые также привязаны ко времени TAI или UTC, и т.д.

Современные эталоны времени основаны на высокоинтенсивных периодических процессах, период которых постоянен при обеспечении очень высокой точности. Под эталоном времени (единицы времени) понимается неизменная единица измерения времени (секунда), воспроизводимая первичным эталоном с наивысшей точностью и обеспечивающая хранение физической величины для последующей передачи и распространения. Первичный эталон единиц времени, частоты и национальной шкалы времени представляет собой сложный комплекс технических средств, который обеспечивает

воспроизведение, хранение и передачу единиц времени, частоты и национальной шкалы времени потребителям.

Первый Государственный эталон единицы времени (ГЭВЧ) был создан в СССР во ВНИИФТРИ в 1967 году. Средства реализации ГЭВЧ постоянно совершенствуются, за последние 55 лет прошло уже 6 модернизаций и переаттестаций ГЭВЧ. Государственный первичный эталон времени и частоты ГЭТ 1-2018 входит в число лучших в мире. Данный эталон состоит из комплексов технических средств воспроизведения единиц времени и частоты, хранения национальной шкалы времени и систем спутникового приема и передачи эталонов времени и частоты. Средства комплекса включают в себя два метрологических цезиевых репера частоты, оптический репер частоты на холодных атомах стронция, шестнадцать водородных стандартов частоты и времени, квантовые часы, системы спутниковой связи и т.д. (рис. 1.1).

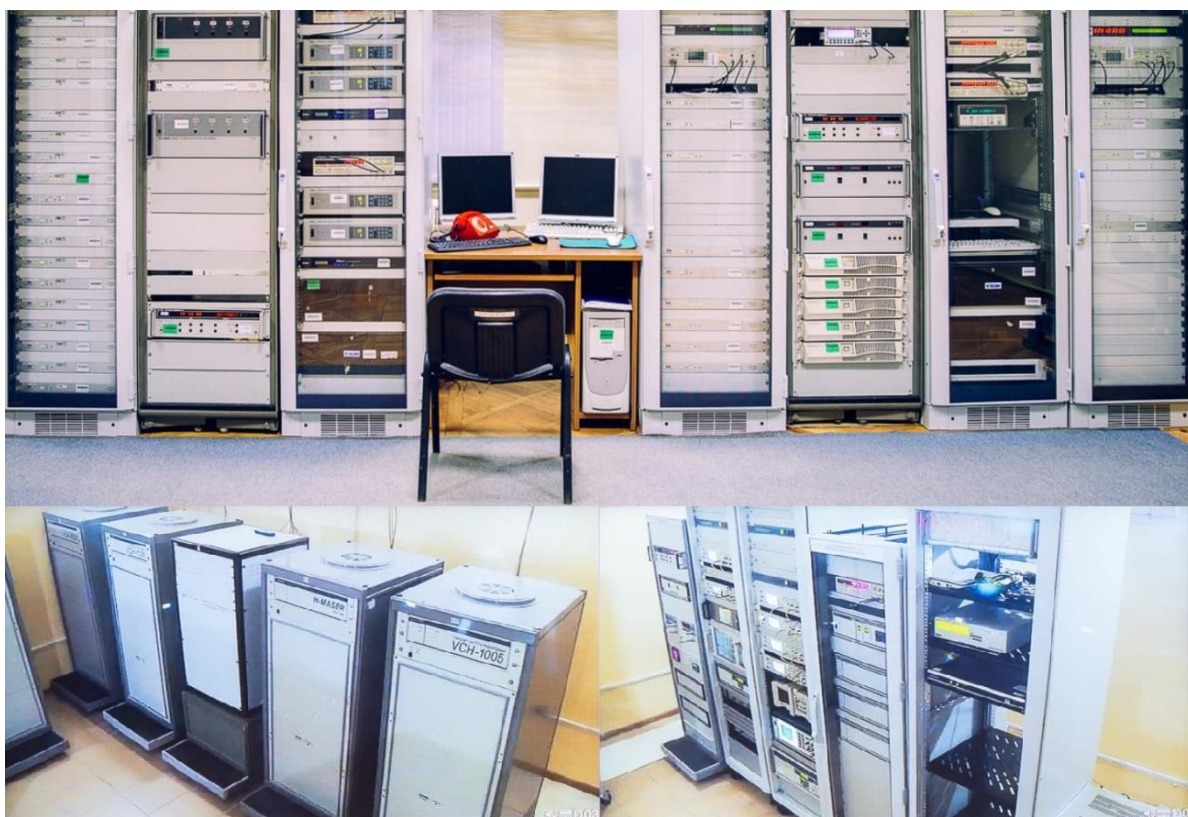


Рис. 1.1 – Государственный первичный эталон времени

Следующая модернизация ГЭВЧ и переопределение единицы времени – секунды, будет, скорее всего, связана с переходом на шкалу времени, которая основывается на оптических стандартах частоты.

Современные системы измерения времени развиваются по пути воспроизведения единицы времени с высокой точностью и создания все более точных равномерных шкал времени. Такая тенденция определена актуальными техническими задачами глобальных навигационных систем, фундаментальными задачами физики и астрофизики, например, исследованиями гравитационного потенциала Земли, изучением фундаментальных физических констант и т.д.

Как видно из приведенного материала, в настоящее время существует и, в том или ином виде, используется несколько десятков шкал времени, которые отличаются степенью равномерности и непрерывности, принятыми единицами измерения и временными стандартами, различными способами реализации систем исчисления времени, принадлежностью к разным предметным областям и т.д. Все эти шкалы являются эмпирическими, приближающими с различной степенью точности абсолютную шкалу времени, которая используется в математических моделях физических законов. Однако в физике пока нет обоснований, позволяющих выявить теоретическую взаимосвязь эмпирических шкал времени с абсолютной шкалой времени.

1.3 Абсолютное время в физике

Параметр абсолютного времени присутствует во всех законах и уравнениях классической физики в явном или неявном виде. Для сравнения параметра времени с его заданным значением и служат шкалы измерений или оси координат со шкалами. Согласно работы [20] абсолютное время – это арифметизированная координатная ось времени. В свою очередь, эмпирическое время – это шкала для измерения времени, служащая исходной основой для измерений

времени и реализованная путем наблюдений за работой физических часов. И абсолютное и эмпирическое время – это различные знаковые системы (шкалы) математического и физического содержания. По отношению к абсолютному и эмпирическому времени ответим на вопросы, поставленные в работе [20]: 1) Каковы реперные точки этих знаковых систем? 2) Равномерны, непрерывны или дискретны эти шкалы? Если рассматривать значения временных меток на обеих шкалах как потоки однородных несовместных событий, то можно сформулировать также следующие вопросы. 3) Являются ли временные метки равновероятными или неравновероятными? 4) Такие потоки событий можно считать регулярными или нет?

Для абсолютного времени ответы на вопросы 1 – 2 в работе [20] даны в следующем виде. Шкала абсолютного времени реперных точек не имеет, начало шкалы выбирается произвольно, на шкале имеются как положительные, так и отрицательные значения времени. Эта шкала абсолютно равномерна, однородна, непрерывна (континуальна), длительность момента времени (например, согласно [27]) равна нулю. Вопросы 3 – 4 имеют следующие ответы: кратные единице времени временные метки шкалы как события наблюдения значений меток равновероятны и регулярны. Система определения времени строится по принципу произвольного выбора значения величины из непрерывного множества точек шкалы, в связи с чем факты выбора значений времени на любом интервале шкалы являются несовместными и равновозможными событиями. В этом случае вероятность попадания того или иного числа событий на участок шкалы некоторой протяженности зависит только от длины участка и не зависит от того, где именно на шкале расположен этот участок.

Последовательность регулярных событий высокой плотности в принятой системе измерения абсолютного времени соответствует равномерной последовательности точек на оси времени. Применение событий, генерируемых в часах, позволяет при построении шкалы абсолютного времени задать последовательность псевдослучайных

чисел, которая обладает комплексом частотных свойств, «типичных» для последовательности случайных чисел с равномерной функцией распределения. Другими словами, часы создают регулярный поток стационарных и ординарных событий, которые отличаются явным последствием с динамической связью. Кроме того, шкала абсолютного времени обратима в физических уравнениях (замена t на $-t$ оставляет уравнения без изменений).

Для эмпирического времени мы можем дать такие ответы на поставленные вопросы. Шкалы эмпирического времени реперных точек не имеют, начало шкал (начальный момент времени) выбирается произвольно, на шкале имеются только положительные значения времени. Эти шкалы равномерны при определенной точности реализации меток при счете времени, длительность момента времени не равна нулю, шкалы неоднородны. Если эталонный процесс дискретен, то порождаемая им шкала дискретна, если процесс непрерывен, то и шкала непрерывна. При практической реализации непрерывных шкал времени используют наблюдения за состоянием физической динамической системы, эволюция которой во времени известна и в которой время используется в качестве параметра. Примером непрерывных (динамических) шкал времени являются астрономические шкалы времени, основанные на результатах астрономических наблюдений. При практической реализации дискретных шкал времени используют счет событий и/или суммирование интервалов времени от начального момента времени (условного нуля). Примером дискретных (интегральных) шкал времени являются шкалы атомного времени. Временные метки шкал эмпирического времени как наблюдаемые события статистически равновероятны и регулярны. Кроме того, такие шкалы времени необратимы, так как при физической реализации отрицательные значения времени в принципе не наблюдаемы, счетчик числа гармонических колебаний в часах формирует необратимую нарастающую последовательность положительных значений времени.

В большинстве разделов физики понятия «время» и «шкала времени» считаются эквивалентными, т.е. время не обладает собственными свойствами. В механике время исторически представляется временной шкалой интервалов в смысле абсолютного времени Ньютона. В классической термодинамике время исключено из рассмотрения благодаря использованию понятия равновесного теплового процесса – бесконечно медленного процесса. В данном случае время везде рассматривается как особый независимый параметр свойств z_k вида:

$$z_1 = z_1(t), \quad z_2 = z_2(t), \dots, \quad z_n = z_n(t), \quad (1.1)$$

а основные термодинамические величины для любого момента времени представимы в виде

$$U(t) = f(z_1(t), z_2(t), \dots, z_n(t)), \quad (1.2)$$

где t – абсолютное время. Поэтому в классической термодинамике время представляется также как и в механике. При этом наблюдается определенный парадокс представлений: по умолчанию подразумевается справедливость зависимостей (1.1) – (1.2), например [39], однако, по сути оперируют бесконечно медленными процессами, где время как параметр отсутствует.

В неравновесной термодинамике время в теорию вводится искусственно через соотношение Гиббса, при этом, что это за величина нигде не поясняется. Уравнения баланса энтропии получают путем деления термостатического соотношения Гиббса:

$$T_k ds_k = du_k + p dv_k - \sum_{i=1}^n \mu_{ki} dN_{ki} \quad (1.3)$$

на дифференциал времени dt :

$$T_k \frac{ds_k}{dt} = \frac{du_k}{dt} + p \frac{dv_k}{dt} - \sum_{k=1}^n \mu_{ki} \frac{dN_{ki}}{dt}. \quad (1.4)$$

Здесь $T_k, p, v_k, \mu_{ki}, s_k, u_k, N_{ki}$ – соответственно, температура, давление, удельный объем, химический потенциал, энтропия, внутренняя энергия и число молекул или молей k -того компонента.

Если справедливо уравнение (1.3), то еще не факт, что уравнение (1.4) тоже справедливо. Как будет показано далее, даже для идеального однокомпонентного газа при справедливости (1.3) соотношение (1.4) выполняется для линейных процессов и может не выполняться для нелинейных термодинамических процессов. Искусственное введение времени в уравнения неравновесной термодинамики через термостатику позволяет сделать вывод, что используемое в этом случае время также является универсальным внешним параметром в смысле абсолютного времени Ньютона. В свою очередь, термодинамика конечного времени (темпоральная термодинамика), учитывающая интенсивность и продолжительность термодинамических процессов, не получила своего развития.

Выполненный в работах [18, 20] анализ литературных источников показал, что вопрос о появлении времени и его свойствах в различных физических теориях (механике сплошной среды, электродинамике, квантовой механике, теории элементарных частиц) никогда не ставился. Во всех этих теориях время априори предполагается созвучным со временем в механике – арифметизированным, непрерывным и обратимым. Другими словами, данные теории оперируют понятием времени в смысле абсолютного времени Ньютона. Представлениям о времени в специальной (СТО) и общей (ОТО) теории относительности в следующей главе будет уделено особое внимание, хотя следует отметить, что изначальные понятия о времени в данном случае созвучны представлениям об абсолютном и эмпирическом времени.

Таким образом, в физических теориях, которые опираются на опытные данные и эксперимент, время представляется шкалой абсолютного времени или в виде эмпирических шкал времени, реализуемых физическими часами.

В свою очередь, множество физических моделей и конструкций времени, которые формируются на основе идей пересмотра оснований для классических пространственно-временных представлений, чаще

всего не опираются на опытные факты. Сущность времени в таких теориях определяется на основе трактовки математических моделей самого разного уровня сложности [23].

Физические модели пространства-времени С. Хокинга, Р. Пенроуза, И. Пригожина, Д. Дойча и множества других известных ученых остаются оригинальными и модными математическими моделями, однако не доказанными и экспериментально не обоснованными. По поводу преобладающего математического творчества в физике В.Л. Гинзбург говорил, что «... в теоретической физике главное все же физика, а не математика». Поэтому твисторная программа [54], теория струн [28], Q -теория и множество геометрических моделей времени [23] различной сложности и размерности существенно не приблизили физику в понимании сути времени, т.к. ориентированы на «мыслимые модели», без использования существующего феноменологического базиса и опытных данных о темпоральных процессах.

По нашему мнению на данном этапе формирования знаний о времени только феноменологический подход, основанный на обобщении опытных фактов, может дать результат в исследованиях и наметить пути создания новых конструктивных теорий и моделей. При этом подходы к изучению времени должны базироваться на обобщении опытных данных о темпоральных процессах различной природы. Также нам близка идея «гипотезы теплового времени» К.Ровелли¹ о статистическом распределении последовательностей событий для описания макроскопических свойств системы или идея хроногенеза различных процессов [18] с возможностью построения хроношквал для механических, термодинамических и иных темпоральных процессов. Если под «тепловым временем» понимать хроногенез процессов, порождающий шкалы эмпирического времени, то мы приходим к специфичному представлению о времени для любого темпорального процесса.

¹ Итальянский физик-теоретик, один из авторов квантовой теории гравитации

Глава вторая

ВРЕМЯ В СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

2.1 Понятие времени и его содержание

Появление специальной теории относительности (СТО) привело к изменению представлений о пространстве и времени. СТО положена в основу современной физики, в связи с чем занимает в ней особое место. В данной теории, где пространство и время представляют собой пространственно-временной континуум, времени предписывается некоторое физическое содержание. В своих трудах А. Эйнштейн [66, 67] ответил на вопрос о природе времени очень просто: время есть то, что измеряется часами. Это представление изначально, в том или ином виде, цитируется во многих монографиях и учебниках. Например, в фундаментальном труде [46] даются определения: время – это то, что показывают часы, служащие для указания времени; собственное время объекта – это время, отсчитываемое по часам, движущимся вместе с объектом.

Чаще всего такие определения в литературе принимаются как данность и сразу переходят к пояснениям: каждое физическое явление или процесс протекает в пространстве и времени – суть формы существования материи. Конкретным способом изображения пространства и времени является *система отсчета*, т.е. координатно-временное многообразие чисел x, y, z, t , составляющих воображаемую координатную сетку и временную последовательность всех пространственных и временных точек. Одно и то же пространство-время может изображаться различными координатно-временными сетками, т.е. различными системами отсчета и различными числами x', y', z', t' . Причем числа x, y, z, t и x', y', z', t' взаимосвязаны между собой формулами преобразований, которые и выражают свойства пространства-времени [62, 63 и др.].

Чтобы можно было бы говорить о физике явлений предполагают, что система отсчета может быть связана с *телом отсчета* – каковым может быть любое твердое тело. Координаты тела соответствуют конкретным точкам тела отсчета, а моменты времени – показаниям часов, расставленным в различных точках тела отсчета. Это позволяет от модельных геометрических представлений условно перейти к отображению физических явлений и объектов.

Далее вводят понятие инерциальной системы отсчета, в которой все свободные тела движутся прямолинейно и равномерно либо покоятся, и используют понятие интервала для двух разобщенных событий A и A' в системах отсчета XYZ и $X'Y'Z'$, как инварианта преобразований, связывающих координаты и время в XYZ и $X'Y'Z'$:

$$-\rho_{21}^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 - c^2(t_2 - t_1)^2, \quad (1.5)$$

$$-\rho_{21}^2 = (x'_2 - x'_1)^2 + (y'_2 - y'_1)^2 + (z'_2 - z'_1)^2 - c^2(t'_2 - t'_1)^2. \quad (1.6)$$

Пространственно-временной интервал ρ_{21} является инвариантом преобразований Лоренца, связывающих координаты пространства и времени в разных системах отсчета. Этот интервал остается одинаковым при переходе из XYZ в $X'Y'Z'$. В этих свойствах взаимозависимости пространственно-временных координат двух систем отсчета и отражается сущность представлений о пространстве и времени, объединенных в единое многообразие геометрического типа.

Из таких представлений и ряда допущений, о которых будем вести речь ниже, вытекает свойство ковариантности (неизменности) любых физических процессов по отношению к преобразованиям четырехмерных пространственно-временных координат.

Таким образом, в СТО базовые представления о времени связывают исключительно с часами, как физическим устройством измерения времени. Поэтому упорядоченная и реализованная в часах последовательность значений времени, служащая исходной основой для его измерения, является временной шкалой. По большому счету

время в СТО – это эмпирическое время с положительной шкалой для каждой системы отсчета.

В общей теории относительности (ОТО) четырехмерный пространственно-временной континуум обладает неевклидовой метрикой, системы отсчета являются неинерциальными, а время определяется произвольно идущими часами [46]. Т.е. время в ОТО, как и время в СТО, является в исходных представлениях временной шкалой. Однако, если в СТО каждая система отсчета обладает своим собственным временем, то в ОТО собственное время может быть присуще различным точкам одной и той же системы отсчета [18].

На наш взгляд изначальные представления о времени в СТО очень расплывчаты. Увязывая время с показаниями физических часов, речь ведут о шкалах эмпирического времени, а при выводе зависимостей в СТО все математические операции проводят с абсолютным временем. Справедливость такой скрытой подмены понятий явно не обсуждается, физика темпоральности процессов в результате этой подмены исчезает и все дальнейшие выводы формируются из анализа математической модели геометрического типа. Эмпирическое и абсолютное время в СТО тождественны и, как следствие, результаты математического моделирования в СТО как бы определяют темпоральность и динамику процессов физических часов. Также несколько искусственно проходит процесс исходного совмещения системы отсчета и тела отсчета, что позволяет провести определенную замену физических процессов и явлений их математическими и гипотетическими аналогами.

Использование физических часов, тела отсчета, равномерных поступательных механических движений и лучей света (которые имеют исключительно простое и однозначное изображение в геометрических образах и моделях) создает иллюзию физической реальности. В результате не принимая к вниманию идиому, что «дьявол кроется в деталях», в начальной постановке математической модели СТО было выхолощено физическое содержание.

2.2 Модель пространства-времени в специальной теории относительности

Преобразования Лоренца, отражающие свойства пространства-времени, получают на основе двух постулатов – принципа относительности и принципа постоянства скорости света. В первом случае полагают, что физические законы неизменны в координатных системах, находящихся одна относительно другой в равномерном поступательном движении. Во втором случае постулируют постоянство скорости света во всех инерциальных системах и независимость ее от скорости источника света.

Уравнения Лоренца получают, представляя фронт распространения световой волны в двух инерционных системах отсчета XYZ и $X'Y'Z'$. Из условий однородности и изотропности пространства и времени, а также принципа постоянства скорости света $c = c'$ в обеих системах XYZ и $X'Y'Z'$, следует вывод для преобразования координат и времени в разных инерционных системах [62, 63].

В процессе вывода уравнений предполагают, что системы координат XYZ и $X'Y'Z'$ в начальный момент времени размещены таким образом, что координатные оси OX и OX' , OY и OY' , OZ и OZ' совпадают также как и начала координат O и O' [63]. Далее началу координат системы $X'Y'Z'$ сообщается постоянная скорость v в направлении оси OX (ось OX' скользит по оси OX). Используя часы, связанные с началами отсчета O и O' , определяется соответственно время t и t' . Далее в мысленном эксперименте, основываясь на световых сигналах, посылаемых в качестве сообщений, вводится понятие одновременности пространственно разобщенных событий. Исходя из однородности и изотропности пространства, в общем виде устанавливаются уравнения связи между координатами и временем в «неподвижной» системе XYZ с координатами и временем в «движущейся» системе $X'Y'Z'$:

$$\begin{aligned}
x' &= f_1(x, y, z, t), \\
y' &= f_2(x, y, z, t), \\
z' &= f_3(x, y, z, t), \\
t' &= f_4(x, y, z, t)
\end{aligned}
\tag{1.7}$$

и доказывається линейность этих уравнений (см., например, [63]).

Основываясь на постоянстве скорости света в системах XYZ и $X'Y'Z'$ и используя зависимости для фронта распространения светового сигнала из начала координат в начальный момент времени, когда точки O и O' совпадали, записывают уравнения для точек фронта волны в обеих системах в виде [63]:

$$c^2 t^2 = x^2 + y^2 + z^2, \tag{1.8}$$

$$c^2 t'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2. \tag{1.9}$$

Это позволяет получить конкретный вид зависимостей (1.7).

Согласно этого достаточно известного вывода показывают, что уравнение распространения света (1.9) преобразуется в (1.8) при переходе $X'Y'Z' \rightarrow XYZ$ только в том случае, когда координаты x и время t связаны с координатами x' и временем t' движущейся системы $X'Y'Z'$ соотношениями [63, стр. 32]:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \tag{1.10}$$

которые используются совместно с уравнениями для координат $y' = y$ и $z' = z$.

Известно, что соотношения (1.10) образуют группу лоренцовых преобразований, из которой получаются все практически важные следствия теории относительности, при этом утверждают, что преобразования Лоренца выражают общие свойства пространства и времени для любых физических процессов.

Сразу после становления СТО были сформулированы парадоксы этой теории, основными из которых являются: парадокс сокращения движущихся масштабов в направлении движения,

парадокс замедления хода движущихся часов, парадокс эйнштейновского поезда, парадокс связи массы и скорости объекта в теории Минковского и т.д.

2.3 Сущность логических парадоксов специальной теории относительности

Исторически специальная теория относительности [66, 67] связана с рядом парадоксов и проблематичных суждений [9, 17, 18, 20, 53, 62, 63], по некоторым ее положениям уже более ста лет ведутся дискуссии.

Скорее всего, парадоксы СТО определяются тем, что гипотетические модели не в полной мере отражают физическую реальность процессов и сформулированы на недостаточно обширной опытной базе. Отметим некоторые положения дискуссионного характера, сущность которых связана исключительно с геометрическими представлениями, а не с физикой процессов.

При анализе логической системы СТО возникает ряд проблемных вопросов, а именно: Почему в данной системе используются только механические движения и не учитываются изменения других свойств объектов и другие материальные движения? Почему рассматривается четырехмерное пространство состояний, а не многомерное и насколько условия четырехмерности являются фундаментальными? Чем обоснована необходимость принятия геометрической модели пространства состояний, и почему не используются другие модели, например, событийно-вероятностная? В чем физический смысл преобразований Лоренца? Почему ключевое понятие времени в СТО изначально крайне нечетко определено? Почему нет выраженных отличий или связей между физической и геометрической системами координат (между физикой

процессов и их математическими моделями)?² В СТО не принимается во внимание даже масса объектов. Почему, нарушая традиции физики, вся теория построена на мысленных, а не на физических экспериментах и чем можно объяснить противоречия их результатов [53] по проверке такой важной для физики теории? и т.д.

На фоне физических экспериментов, подтверждающих теорию относительности [52], имеется ряд экспериментов ее опровергающих [53], причем бывают случаи, что один и тот же эксперимент трактуется специалистами исходя из разного смысла.

В данном случае мы не будем касаться физической проблематики СТО, а рассмотрим ее задачи в общем виде с позиций теории систем и системного анализа.

Для того чтобы показать, что с логическими положениями СТО не все обстоит так благополучно, как кажется, изложим три (I – III) модельных представления времени на основе гипотетических подходов, рассматривая при этом многомерные пространства свойств для различных классов объектов и систем, которым свойственны разные материальные движения.

I. В первом случае пусть имеется многомерное пространство состояний E_z^n для некоторого однородного класса объектов, отнесенное к системе прямоугольных координат z_1, z_2, \dots, z_n параметров свойств этих объектов, а также другое пространство $E_{z'}^n$ с системой координат z'_1, z'_2, \dots, z'_n . Рассмотрим две области Ω_z^n и $\Omega_{z'}^n$ в этих пространствах, ограниченные соответственно поверхностями S_z и $S_{z'}$. Допустим, что данные пространства связаны между собой взаимно однозначным непрерывным соответствием вида $z'_k = z_k(z_1, z_2, \dots, z_n)$. Поэтому каждой точке M_z области Ω_z^n

² Система отсчета связана с абсолютным временем, а тело отсчета – с эмпирическим временем часов, показания которых основаны на эталонном физическом процессе. В СТО считается, что эти времена тождественны между собой, что является очень грубым допущением.

однозначно соответствует точка $M_{z'}$ области $\Omega_{z'}^n$, причем точкам поверхности S_z отвечают именно точки поверхности $S_{z'}$ и наоборот.

Если в каждой точке M_z области Ω_z^n существует некая скалярная величина θ , то в Ω_z^n задано поле этой величины $\theta = \theta(z_1, z_2, \dots, z_n)$. Очевидно, что при строгой однозначности соответствия между областями Ω_z^n и $\Omega_{z'}^n$ поле величины θ существует в обеих областях и не зависит от выбора координатной системы.

В работе [3] показано (стр. 306, уравнение 7.21), что для многомерных континуальных пространств состояний систем E_z^n , для которых опытные данные значений скалярной величины θ могут быть описаны математическими моделями с использованием мультипликативных, однородных или аддитивных функций, существует потенциал пространства состояний вида:

$$dP = d\left(\frac{z_1^2}{2c_1} + \frac{z_2^2}{2c_2} + \dots + \frac{z_n^2}{2c_n}\right), \quad (1.11)$$

где c_k – величины, характеризующие континуальные закономерности пространства E_z^n по направлениям осей координат z_k .

Отсюда вытекает несколько результатов, существенных для развития методов моделирования в темпорологии, поэтому для их представления проведем некоторые аналогии.

Рассмотрим изменение потенциала для пространства E_z^n согласно (1.11). Данное уравнение справедливо для любых многомерных континуальных пространств, для которых существует поле величины θ .

Координаты движения могут быть представлены как свойства объектов в трехмерном пространстве. Поэтому предположим, что в частном случае изучается множество движущихся пространственных инерциальных трехмерных систем (объектов), которые мы признаем

равноправными. Поставим задачу формального получения известных лоренцовых преобразований из уравнений вида (1.11), по которым можно найти значения координат и времени в некоторой инерциальной системе по отношению к другой системе.

Выделим из множества две произвольные системы XYZ и $X'Y'Z'$. Предположим, что наблюдение за состоянием систем осуществляется из системы XYZ , которую будем считать неподвижной, а пространство состояний – изотропным и однородным. Примем в качестве параметров свойств систем координаты их положения в трехмерном пространстве, для системы XYZ – это $z_1 = x$, $z_2 = y$ и $z_3 = z$, а для системы $X'Y'Z'$ – это $z'_1 = x'$, $z'_2 = y'$ и $z'_3 = z'$. Далее для системы XYZ выберем начало отсчета, размещенное в точке O с координатами $x=0$, $y=0$ и $z=0$. Аналогично, для системы $X'Y'Z'$ начало отсчета зададим в точке O' ($x'=0$, $y'=0$ и $z'=0$). Пусть система $X'Y'Z'$ движется относительно системы XYZ со скоростью v вдоль оси OX , т.е. система $X'Y'Z'$ скользит осью OX' по оси OX , а координаты y и y' , а также координаты z и z' , совпадают. В начальный момент времени (до начала движения) точки O и O' также совпадают. Этим самым мы полностью выполнили условия и приняли обозначения (рис. 1.2), использованные в СТО при исходной постановке задачи.

Для общего случая из уравнения (1.11) определим потенциал P как математическую функцию пространства состояний XYZ по отношению к ее началу отсчета, для которого примем значение $P(0,0,...,0)=0$:

$$P = \frac{1}{2} \left(\frac{z_1^2}{c_1} + \frac{z_2^2}{c_2} + \dots + \frac{z_n^2}{c_n} \right). \quad (1.12)$$

Аналогичным образом, потенциал P' пространства состояний $X'Y'Z'$ по отношению к началу отсчета O' будет иметь вид:

$$P' = \frac{1}{2} \left(\frac{z_1'^2}{c_1'} + \frac{z_2'^2}{c_2'} + \dots + \frac{z_n'^2}{c_n'} \right). \quad (1.13)$$

Сохраняя принятые в СТО представления, введем следующие обозначения для системы XYZ , имея в виду, что потенциал P и величины c_k положительны, а многомерное пространство состояний изотропно и однородно, в результате получим:

$$P = t^2 \text{ и } c_1 = c_2 = \dots = c_n = c^2/2. \quad (1.14)$$

После преобразований и замены координат уравнение (1.12) примет вид:

$$c^2 t^2 = x^2 + y^2 + z^2. \quad (1.15)$$

В системе $X'Y'Z'$, которая движется вдоль оси OX' со скоростью v , уравнение (1.13) с учетом аналогичных обозначений имеет вид:

$$c'^2 t'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2. \quad (1.16)$$

Также как и в теории относительности, определим величины t и t' как время, регистрируемое соответственно в системе XYZ и в системе $X'Y'Z'$, при этом мы считаем также, что $c = c'$. В этом случае уравнения (1.15) – (1.16) совпадают с уравнениями (1.8) – (1.9).

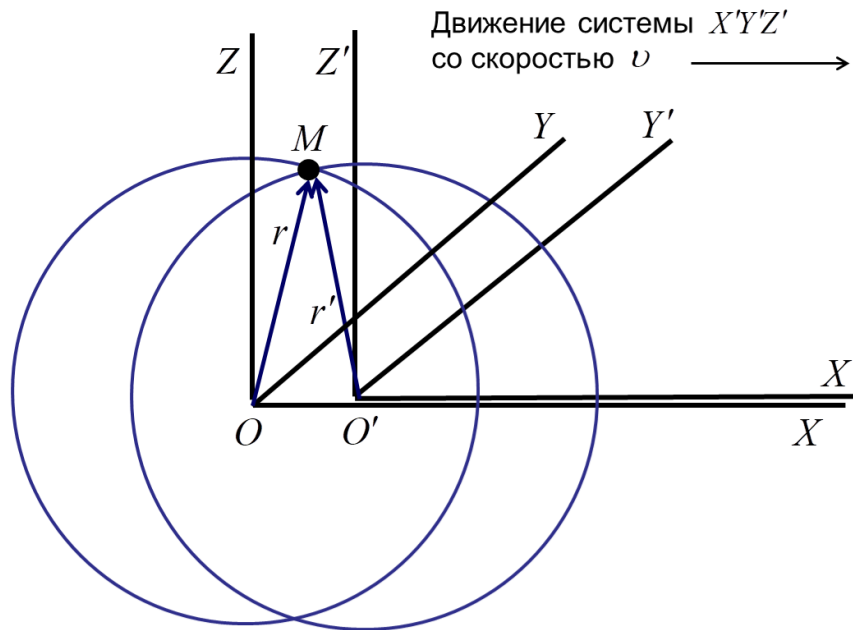


Рис. 1.2. – Схема представления двух пространств состояний XYZ и $X'Y'Z'$, движущихся относительно друг друга

Таким образом, на основе уравнений для потенциала пространства состояний вида (1.12) и (1.13) в результате известных предположений и простого вывода можно формально получить преобразования Лоренца, если провести вывод этих уравнений на основе зависимостей (1.15) – (1.16) и принятых как в СТО гипотетических представлений [63]. При этом использована логика системного анализа и не привлекались данные физического опыта.

Обратим внимание на то, что именно опыт признается единственно возможной основой для создания теорий. Поэтому будем осторожно относиться к гипотетическим моделям, для которых отсутствуют опытные данные, полученные в процессе непосредственного наблюдения.

II. Теперь покажем, что основные положения СТО в своей сути относятся исключительно к геометрическим построениям и вообще могут быть не связаны с физическим опытом.

Для этого рассмотрим многомерное пространство состояний E_z^n для некоторого класса объектов, который характеризуется параметрами свойств z_1, z_2, \dots, z_n . В частном случае (только для наглядности представления и полного соответствия обозначениям, принятым в СТО) изобразим на рисунке два трехмерных пространства состояний XYZ и $X'Y'Z'$ (рис. 1.2).

Также как и ранее считаем, что для системы XYZ параметры свойств $z_1 = x$, $z_2 = y$ и $z_3 = z$, а для системы $X'Y'Z'$ – $z'_1 = x'$, $z'_2 = y'$ и $z'_3 = z'$ (не обязательно, что x, y, z – это координаты движения). Принимаем также все изложенные ранее условия для взаимного движения систем XYZ и $X'Y'Z'$ и выбора начал отсчета. Возьмем в пространстве XYZ произвольную точку M , характеризующую некоторое состояние. Построим из начала координат O до точки M радиус-вектор \vec{r} , квадрат модуля которого равен:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2. \quad (1.17)$$

Так как уравнение (1.17) при геометрическом подходе

справедливо для любой точки пространства состояний, то предположим, что соотношение (1.17) может быть представлено в параметрическом виде:

$$r^2(t) = x^2(t) + y^2(t) + z^2(t). \quad (1.18)$$

Определим параметр t как $t = r/c$, где c – произвольная константа. При прямолинейном и равномерном движении точки M в евклидовом пространстве состояний (при совершении линейного процесса) параметры свойств x, y, z будут линейно зависеть от t и всегда будет выполняться равенство:

$$c^2 t^2 = x^2 + y^2 + z^2. \quad (1.19)$$

Аналогичным образом для системы $X'Y'Z'$ выполним те же действия. Построим до точки M радиус-вектор \vec{r}' и определим квадрат его модуля:

$$r'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2. \quad (1.20)$$

Далее представим уравнение (1.20) в параметрическом виде и зададим параметр t' как $t' = r'/c'$, где c' – произвольно выбранная константа. В результате получим равенство:

$$c'^2 t'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2. \quad (1.21)$$

Так как константы c и c' выбираются произвольно, то в частном случае примем, что $c = c'$. В результате уравнения (1.19) и (1.21) будут полностью соответствовать уравнениям (1.8) и (1.9), из которых выводят преобразования Лоренца (1.10).

Приведенная модель легко обобщается на многомерное пространство состояний. Особо отметим, что в данном случае не было необходимости использовать представления об относительности законов, по которым изменяются состояния физических систем (принцип относительности), и постулат о постоянстве скорости света, привлекать информацию о световых сигналах, использовать положение о сферическом распространении фронта световой волны, применять методы синхронизации часов и т.д. Более того в исходной постановке задачи данные о физических процессах вообще не

учитывались. В связи с этим у нас нет ни малейших оснований связывать геометрические параметры t и t' с физическим временем, измеряемым часами соответственно в системах XYZ и $X'Y'Z'$, как это делается в СТО.

Получается, что вся модель пространства-времени СТО является исключительно гипотетической и представляет собой чисто искусственную геометрическую конструкцию. При этом вопрос о том, в какой мере принятая модель пространства состояний физической системы отвечает данным физического опыта в СТО обосновывается мысленными экспериментами и общепринятыми идеализированными представлениями о движении света.

Приведенные выше два примера указывают на то, что исходные модели, приводящие к преобразованиям Лоренца, могут быть абсолютно разными и не основываться на физических процессах. Отсюда следует, что логические парадоксы СТО связаны с противоречием, возникающим между реальным физическим явлением и предложенной моделью этого явления, а также некорректным определением понятия времени, когда показания часов (каких, среди их множества?) принимают за фундаментальные свойства времени.

Наиболее известными парадоксами теории относительности являются сокращение движущихся масштабов в направлении движения и замедление хода движущихся часов. Первый парадокс, в общем случае, является следствием второго парадоксального вывода.

Из положений СТО вытекает, что события, одновременные относительно неподвижной координатной системы, не одновременны при рассмотрении их из координатной системы, движущейся относительно этой системы [66, 67]. Данный вывод вытекает из уравнений Лоренца (1.10) и является основным логическим парадоксом СТО, который получил название «парадокса часов». Во втором уравнении (1.10), в случае если события отделены расстоянием, наличие в числителе члена $(v x/c^2)$ приводит к выводу о нарушении одновременности событий в движущейся системе.

Автор известной концепции времени А. Бергсон уделил много внимания данному парадоксу, который вытекает из противоречивости исходных положений специальной теории относительности [17]. Позиция Бергсона и основные результаты его работы достаточно ясно и кратко представлены в статье [9]. Гипотетический «парадокс часов», распространенный на живые организмы, породил известный в популярной литературе «парадокс близнецов». Популяризация теории относительности привела к множеству проблематичных образов и утверждений, которые поражают воображение, однако слабо обоснованы, так как прямой опыт их подтверждения отсутствует.

Утверждение А. Эйнштейна, что «время есть то, что измеряется часами», не является определением и никак не раскрывает природу времени. Здесь возникает обширный предмет обсуждения, начиная от вопроса – что это за «часы»?; до вопроса – а можно ли вообще измерять (а не рассчитывать) «особое время» в движущейся координатной системе? Ведь мы пока не можем поставить такой опыт с материальным телом, имеющим скорость, соизмеримую со скоростью света, и где присутствует наблюдатель.

Эйнштейн утверждал, что «всякая система отсчета имеет свое особое время». Это в целом верно, если любую координатную систему рассматривать не как математическую абстракцию, а как материальную систему, обладающую свойствами, изменения которых регистрирует присутствующий в ней наблюдатель, и отличающуюся собственным хроногенезом протекающих процессов. Однако, он не дал ответа на вопросы – в чем суть понятия времени; каким образом оно характеризуется, как и чем измеряется в разных системах; как задаются и сравниваются шкалы времени и какие эталонные процессы используются при этом; тождественны ли шкалы «особого» (собственного) времени во множестве различных координатных систем с физическим временем явлений; правомерно ли вообще считать, что собственное время в разных системах с различными свойствами – это величина одной и той же природы; почему

привносимые наблюдателем извне «часы» (например, атомные), должны отражать собственное время системы и замедляться в движущейся системе; эффект замедления времени – это физическая реальность или модельная абстракция; если этот эффект – физическая реальность, то какова природа замедления времени; если этот эффект – абстракция, то где проходит граница между физикой и применением математики в СТО? Проще говоря, нет ответа на ключевой вопрос: каким образом при прямолинейном равномерном движении скорость объекта будет оказывать влияние на электромагнитные колебания, излучаемые атомами при переходе из одного энергетического состояния в другое, в атомных часах, движущихся вместе с объектом.

Образно, суть данной проблемы мы видим в том, что из логических и математических моделей (уравнений Максвелла), которые с определенным приближением описывают некоторое физическое явление (в частности, электромагнитное), установлено, что «нечто», как говорил А. Пуанкаре, подчинено определенной закономерности, например, преобразованиям Лоренца. В нашей реальной действительности (в области опыта и практики) это «нечто» с определенным допущением можно связать с некой величиной, которая условно называется временем и характеризуется измерительной шкалой, общепринятой в хронометрии, например, атомной шкалой. Данная шкала широко применяется в практической деятельности человека для измерения моментов и длительностей событий с помощью системы измерений, основанной на атомных часах. Причем данная величина отражает только отдельные аспекты всей необъятной проблемы, связанной с феноменом времени. Мы не можем с полной уверенностью утверждать, что уравнения Максвелла, которые относятся к классу моделей математической физики, отражают все реальные свойства электромагнитного поля.

В гипотетической ситуации движущейся материальной системы со скоростью, соизмеримой со скоростью света, принимается

гипотеза (которую, нельзя на данном этапе науки и практики подтвердить прямым опытом), что это «нечто» является той же самой величиной с той же самой шкалой измерения и отображается теми же самыми часами для измерения длительностей («нечто» и величина тождественно равны). Естественно, что в процессе моделирования следствием этого является то, что модельная закономерность явления в одних условиях для одной величины переносится на другую величину в иных условиях, т.е. обе величины подчиняются преобразованию Лоренца. В результате, как итог модельного описания, возникает парадокс замедления хода движущихся часов, который переносится на реальность физических явлений.

В данном случае абсолютно прав А. Бергсон: Эйнштейн принял способ описания систем за действительность, а результат описания – за реальность, уверяя всех, что так устроен мир, что время в нем зависит от скорости перемещения [17].

Из приведенных выше двух примеров видно, что выводы СТО могут быть формально распространены на различные материальные движения и любые многомерные пространства состояний систем различной природы и, в своей сути, эти выводы являются результатом модельных описаний изучаемых процессов.

III. Покажем, что можно предложить варианты модельных описаний четырехмерного пространства-времени, в которых логические парадоксы СТО отсутствуют. Будем придерживаться взглядов А. Бергсона на всю проблему СТО и представлений А. Пуанкаре о принципе относительности: «Уравнения электромагнитного поля не изменяются в результате некоторых преобразований, которые мы будем называть преобразованиями Лоренца; две системы, одна неподвижная, другая перемещающаяся поступательно, представляют собой, таким образом, точное изображение одна другой». Оба ученых исключали присутствие наблюдателей в движущихся координатных системах и, как следствие, наличие в них физических часов. Исходя из чего, время в

движущейся системе может только моделироваться и рассчитываться, а не измеряться.

Будем также четко отделять само физическое явление от модельного представления этого явления, предполагая всегда, что любая модель – это по своей сути упрощенное представление о реальном объекте, явлении или процессе. Причем создание модели всегда осуществляется в несколько этапов: установление закономерностей явления; принятие основных положений, гипотез и допущений; разработка модели; адаптация параметров модели по результатам опыта; проверка адекватности и достоверности модели сравнением с опытными данными.

Примем гипотезы, которые используются в теории относительности, относятся к окружающему пространству, времени и физическим явлениям и являются общепринятыми феноменологическими фактами, связанными с наблюдениями за простыми системами:

а) пространство является изотропным, в связи с чем все пространственные направления равноправны;

б) пространство и время однородны, т.е. наблюдается независимость свойств пространства и времени от выбора начальных точек отсчета (начала координат и начального момента времени);

в) соблюдается общий принцип относительности – полное равноправие всех инерционных систем отсчета (физические явления в инерционных системах протекают одинаково).

Также как и ранее, предположим, что изучается множество движущихся пространственных инерциальных трехмерных систем (объектов), которые мы признаем равноправными, исходя из сформулированного принципа относительности. Выделим из данного множества произвольную систему $XYZT$, которую будем считать неподвижной. Предположим, что наблюдение за состоянием систем осуществляется из системы $XYZT$, причем окружающее физическое пространство отнесем к системе прямоугольных координат x, y, z .

Начало отсчета координат разместим в точке O , которую свяжем непосредственно с системой $XYZT$, считая, что координаты точки O равны: $x=0$, $y=0$, $z=0$ и $t=0$ (рис. 1.2).

Следуя представлениям Бергсона, будем считать, что наблюдатель присутствует в неподвижной системе $XYZT$ в точке O и отслеживает течение времени, используя общепринятые и стандартизированные процедуры измерения времени с помощью часов. Как утверждал Бергсон, наблюдатель является носителем «дления», которое можно оценивать часами, причем куда бы наблюдатель не переносил систему отсчета, он всегда несет систему принятого измерения времени с собой. Поэтому, пусть в системе $XYZT$ расположены неподвижные по отношению к ней часы для измерения времени, например, атомные часы. Течение времени измеряем по шкале эмпирического времени в виде равномерной стандартизированной величины τ , которая оценивается этими часами. Исходя из сказанного, измеряемую величину τ считаем независимой переменной, в отличие от случая, когда время рассматривается особым параметром как в уравнениях (1.1) и (1.2).

Таким образом, имеем четыре независимые переменные для пространства и времени x, y, z, τ . Начало наблюдений примем за начальное событие для изучаемой группы объектов, которое будем считать началом отсчета времени ($\tau=0$) по шкале времени τ . Также как и в теории относительности, определим понятие события местом (т.е. тремя координатами x, y, z в неподвижной системе отсчета), где оно произошло, и временем τ , когда оно произошло. Например, факт местоположения объекта есть совместное событие наблюдения значений переменных x, y, z, τ , которое происходит в четырехмерном пространстве, причем значения пространственных координат определяют положение точки, где произошло событие, а значение времени – момент наблюдения события по времени системы $XYZT$.

Относительно неподвижной системы $XYZT$ построим систему

четырехмерных координат пространства-времени (τ, x, y, z) . Тогда множество равномерно и прямолинейно движущихся объектов может быть представлено точками в четырехмерном пространстве координат τ, x, y, z (рис. 1.3). В таком четырехмерном пространстве E^4 событие обычно изображается точкой, называемой мировой точкой. Изменение координат точки с течением времени означает движение по линии, называемой в теории относительности мировой линией.

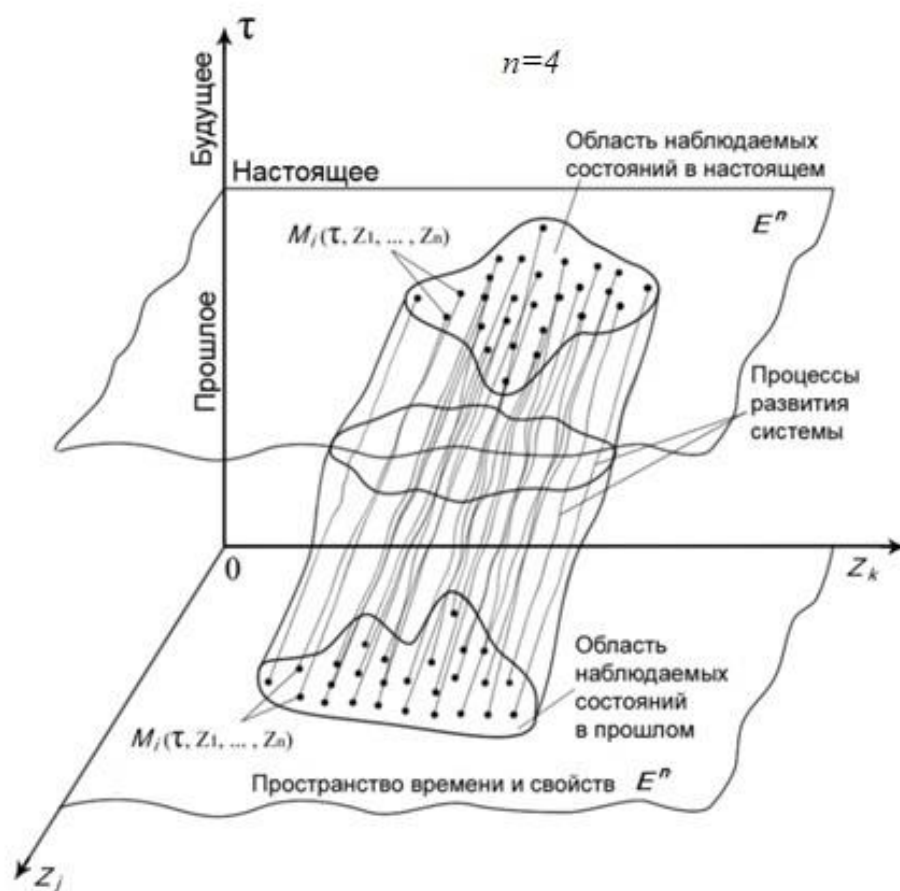


Рис. 1.3. – Пространство состояний системы в ретроспективе эмпирического времени τ

В специальной теории относительности, если время рассматривается как одна из координат четырехмерного пространства, его называют координатным временем, мы же его будем пока называть эмпирическим временем τ , как это было пояснено ранее. Это независимая переменная, которая отображается в шкале международного атомного времени.

Каждая система будет осуществлять процесс равномерного и прямолинейного движения в пространстве E^n с постоянной скоростью. При этом координаты x, y, z будут описывать процесс движения в физическом пространстве, а координата τ – во времени. Если изучаемое четырехмерное пространство-время эвклидово, то каждая точка (объект) описывает в процессе движения в этом пространстве линию процесса движения, которая является прямой.

Практический опыт человечества показывает, что наблюдаемое физическое пространство в неподвижной системе координат является эвклидовым. Поэтому примем описанное выше четырехмерное пространство-время за основную среду моделирования. Учитывая четырехмерное обобщение эвклидовой геометрии, введем в рассмотрение некоторую величину S для точки в пространстве состояний, которая равна квадрату инварианта пространственно-временного интервала относительно начала отсчета в виде:

$$S = \rho^2 = \tau^2 + x^2 + y^2 + z^2. \quad (1.22)$$

Данная величина вместе с уравнением движения будет характеризовать определенное положение семейства точек в четырехмерном пространстве, исходя из принятой модели.

Пока мы не говорим о единицах систем измерения величин τ, x, y, z , так как на этапе разработки модели нас интересует математический формализм получения модельного описания.

Теперь рассмотрим некую функцию пространства состояния системы, которую представим в виде $\theta = \theta(\tau, x, y, z)$ и назовем ее эмпирической мерой состояния. На этапе разработки модели предположим, что скалярная функция θ существует, причем пока не будем останавливаться на природе этой величины. Просто считаем, что наблюдается однозначная связь данной величины с фактами физического опыта, которые отражают результаты движения системы или объекта. Таким образом, имеем две величины S и θ , одна из которых напрямую соотносится с моделью пространства состояний, а другая однозначно связана с результатами физического опыта.

Пусть имеется четырехмерное пространство наблюдаемых состояний системы E^4 , где координатные оси соответствуют эмпирическому времени τ и пространственным координатам x, y, z – свойствам этого пространства состояний. Пространство E^4 будем рассматривать как многомерное пространство точек M , каждая из которых соответствует некоторому состоянию системы. В данном пространстве как результат опыта наблюдаются процессы прямолинейного и равномерного движения N систем (объектов). Если пространство состояний рассматривать непрерывным, то каждой точке $M(\tau, x, y, z)$ этого пространства может быть поставлено в соответствие значение эмпирической меры θ и величины S . При этом результаты опыта являются как-бы некоторой выборкой данных из пространства E^4 и отражают закономерности данного пространства состояний.

Введем в рассмотрение следующие гипотезы, которые относятся к пространству как к среде моделирования процессов.

1. Пусть в пространстве состояний системы E^4 каждой точке M поставлено в соответствие действительное число θ , которое является результатом опыта и которое будем называть эмпирической мерой состояния.

2. Величина $\theta(M)$ является функцией точки и образует скалярное поле, которое является непрерывным в области E^4 .

Для величины θ примем также следующую гипотезу.

3. Для всего многообразия прямолинейных и равномерных траекторий движения, проходящих через произвольную точку M , изменения величин θ и S однозначно связаны между собой, при этом для любого элементарного отрезка в окрестности точки M справедливо соотношение $d\theta = c_l dS$, где c_l – эмпирические величины, которые, в общем случае, являются функциями процесса и определяются по результатам опыта.

Согласно данной гипотезы, в окрестности точки M имеем следующие соотношения:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = c_\tau \frac{\partial S}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} = c_s \frac{\partial S}{\partial x}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = c_s \frac{\partial S}{\partial y}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = c_s \frac{\partial S}{\partial z}. \quad (1.23)$$

Здесь при обозначении величины c_s принято, что физическое пространство является изотропным, в связи с чем $c_s = c_x = c_y = c_z$.

Кроме того, для рассматриваемого случая, исходя из однородности пространства-времени, величины c_s и c_τ можно считать константами.

Величина c_l зависит от этих величин и наблюдаемой траектории движения.

Учитывая, что величина S является однородной функцией второй степени вида $\alpha^2 S = S(\alpha \tau, \alpha x, \alpha y, \alpha z)$, из соотношений (1.23) и свойств однородной функции (формула Эйлера) получим следующее уравнение:

$$\frac{\tau}{2c_\tau} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{x}{2c_s} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{y}{2c_s} \frac{\partial \theta}{\partial y} + \frac{z}{2c_s} \frac{\partial \theta}{\partial z} = S, \quad (1.24)$$

откуда характеристики уравнения (1.24) определяются системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$2c_\tau \frac{d\tau}{\tau} = 2c_s \frac{dx}{x} = 2c_s \frac{dy}{y} = 2c_s \frac{dz}{z} = \frac{d\theta}{S} = ds. \quad (1.25)$$

Из данных уравнений легко определить энтропию состояния:

$$ds = \frac{1}{2} \left(c_\tau \frac{d\tau}{\tau} + c_s \frac{dx}{x} + c_s \frac{dy}{y} + c_s \frac{dz}{z} \right). \quad (1.26)$$

Уравнение (1.24) приводит к следующему уравнению Пфаффа:

$$\frac{\tau}{c_\tau} d\tau + \frac{x}{c_s} dx + \frac{y}{c_s} dy + \frac{z}{c_s} dz + 2S d\theta = 0. \quad (1.27)$$

Если рассматривать поверхности уровня для величины $\theta = \theta(\tau, x, y, z)$, то $d\theta = 0$ и уравнение (1.27) приводится к полному дифференциалу, для которого общий интеграл будет иметь вид:

$$P(\tau, x, y, z) = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau^2}{c_\tau} + \frac{x^2}{c_s} + \frac{y^2}{c_s} + \frac{z^2}{c_s} \right). \quad (1.28)$$

Здесь принято, что $P(0,0,0,0)=0$. Уравнение (1.28) представляет поверхность в четырехмерном пространстве-времени E^4 и, следовательно, решениям уравнения Пфаффа соответствует семейство поверхностей, ортогональных характеристическим линиям энтропии s (1.25). Поверхности (1.28) представляют собой поверхности уровня $\theta = const$ для скалярного поля величины θ , причем через каждую точку M пространства E^4 проходит одна поверхность уровня.

Исходя из гипотезы 2, так как величина θ образует скалярное поле, то значение этой величины в каждой точке пространства не зависит от выбора системы координат. В свою очередь, величина $P(\tau, x, y, z)$ является математической функцией, описывающей криволинейную координатную сетку в однородном евклидовом пространстве, поэтому математические выражения для описания поверхностей уровня зависят от выбора системы координат.

Теперь выберем из множества систем произвольную систему $X'Y'Z'T'$, которая движется равномерно и прямолинейно со скоростью v вдоль оси OX системы $XYZT$, и будем считать ее «неподвижной» системой отсчета с началом координат в точке O' и четырехмерными координатами τ', x', y', z' . Также принимаем, что в начальный момент времени $\tau = 0$ начало координат и направления всех осей системы $X'Y'Z'T'$ совпадали с началом координат и направлениями осей системы $XYZT$. Тогда, общий интеграл P' системы $X'Y'Z'T'$ для случая изотропного и однородного пространства-времени, будет иметь вид, аналогичный соотношению (1.28):

$$P'(\tau', x', y', z') = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau'^2}{c_\tau} + \frac{x'^2}{c_s} + \frac{y'^2}{c_s} + \frac{z'^2}{c_s} \right). \quad (1.29)$$

Здесь также принято, что $P'(0,0,0,0)=0$, так как в начальный момент времени точки O и O' совпадают. Константы c_s и c_τ отражают

свойства физического пространства-времени, поэтому, также как и величина θ , они не зависят от выбора системы координат.

Так как после изменения системы отсчета наблюдатель находится в точке O' , то время τ' в системе $X'Y'Z'T'$ измеряется по той же самой шкале, что и в системе $XYZT$, поэтому $\tau' = \tau$ (т.к. часы наблюдатель привносит с собой). Исходя из этого, для систем $XYZT$ и $X'Y'Z'T'$ преобразования координат связаны между собой взаимно однозначным соответствием, которое осуществляется по формулам:

$$\tau' = \tau; \quad x' = x - v\tau; \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (1.30)$$

Известно, что данные формулы являются преобразованиями Галилея, которые преобразуют координаты материальной точки при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой.

Различные координатные сетки систем отсчета лишь по-разному отображают одно и то же физическое пространство, где задано скалярное поле реальной величины $\theta = \theta(M)$, связанной с опытом. Поэтому взаимосвязь между ортогональной криволинейной координатной сеткой в одной «неподвижной» системе координат с ортогональной криволинейной сеткой в другой «движущейся» системе координат не может быть произвольной.

Определим связь величин $P(\tau, x, y, z)$ и $P'(\tau', x', y', z')$, учитывая формулы преобразования координат (1.30). Так как мы рассматриваем одни и те же поверхности уровня ($d\theta = 0, \theta = \text{const}$) для величины $\theta = \theta(M)$ в различных системах координат, то уравнение Пфаффа для системы $X'Y'Z'T'$ будет иметь вид:

$$\frac{\tau'}{c_\tau} d\tau' + \frac{x'}{c_s} dx' + \frac{y'}{c_s} dy' + \frac{z'}{c_s} dz' = 0. \quad (1.31)$$

Интегрирование (1.31) приводит к выражению (1.29). В свою очередь, заменяя в (1.31) переменные и учитывая, что из (1.30) $d\tau' = d\tau$, $dx' = d(x - v\tau)$, $dy' = dy$ и $dz' = dz$, получим интеграл в виде:

$$P(\tau, x, y, z) = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau^2}{c_\tau} + \frac{(x - v\tau)^2}{c_s} + \frac{y^2}{c_s} + \frac{z^2}{c_s} \right). \quad (1.32)$$

Делая обратную замену переменных согласно (1.30), получаем естественно опять уравнение (1.29). Таким образом, при переходе от «неподвижной» к «движущейся» системе координат и обратно мы используем только преобразования Галилея.

Теперь ясно видна суть логического парадокса «часов» специальной теории относительности. Раскроем сущность этого парадокса, используя для наглядности обозначения:

$P = t^2$, $P' = t'^2$ и $c_s = c^2/2$, а также $\lambda = c_s/c_\tau = c^2/(2c_\tau)$, (1.33) тогда уравнения (1.28) и (1.29) будут иметь вид:

$$\lambda \tau^2 + x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0, \quad (1.34)$$

$$\lambda \tau'^2 + x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0. \quad (1.35)$$

Таким образом, при моделировании любого процесса в качестве независимой переменной использовано время τ , которое показывают часы наблюдателя. Данное время измеряется по шкале эмпирического времени и привносится в любую систему извне. Коэффициент λ должен определяться при выборе единиц измерения и создании шкал времени и свойств в процессе моделирования. Например, определяя секунду, как время, равное 9192631770 периодам излучения соответствующего перехода между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия 133, а метр – как путь, проходимый светом в вакууме за время в 1/299792458 секунды, устанавливается соответствие между расстоянием и временем и в модель вводится скорость света. Построение шкал измерений является первым шагом при адаптации параметров модели. Здесь отметим, что гипотезы об изотропном пространстве и однородности пространства и времени приняты для упрощения представления явления. В общем случае, они вовсе не обязательны, так как величины c_k и c_τ можно рассматривать как функции свойств x, y, z и времени, при этом уравнение (1.24) также имеет решение.

В частном случае (СТО) в уравнениях (1.34) – (1.35), при исключении времени наблюдателя $\lambda = 0$, имеем следствия в виде выражений, которые в СТО являются исходными уравнениями

движения фронта световой волны и из которых получают преобразования Лоренца в виде (1.8) и (1.9):

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0, \quad (1.36)$$

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0. \quad (1.37)$$

В специальной теории относительности величина t называется координатным временем, величина t' – собственным временем, которое измеряется часами, жестко связанными с движущейся системой отсчета, а величина эмпирического времени наблюдателя τ вообще не принимается во внимание. На самом деле в уравнениях (1.34) – (1.35) величины эмпирического времени τ и τ' одинаковы, так как наблюдатель переносит одни и те же часы с собой при переходе из одной системы отсчета к другой. Поэтому шкалы времени τ и τ' , которые отражают принятый в хронометрии способ измерения времени, тождественны между собой.

В процессе построения теории Эйнштейн практически принял ошибочную гипотезу, что математические функции $P = t^2$ и $P' = t'^2$, которые как координатные сетки описывают поверхности уровня некоторой величины в пространстве состояний, являются наблюдаемым координатным и собственным временем системы. При этом принято, что данные математические функции однозначно характеризуют физическое время любых явлений и отражают изменение свойств систем с течением времени. Однако с опытом непосредственно связаны не эти функции, а эмпирическая мера θ . Так как было показано ранее, может существовать несколько различных моделей пространства-времени, то при разработке теории необходимо было доказать на опыте, что координатное и собственное время, в том виде в каком эти величины приняты в СТО, однозначно связаны с эмпирическим временем, измеряемым по шкале τ (τ').

Вторая логическая ошибка СТО состоит в том, что измеряемые времена в системах $XYZT$ и $X'Y'Z'T'$ (величины τ и τ' , которые регистрируются наблюдателем и отражают физику процессов часов) не взаимно тождественны. Эйнштейном принято предположение, что

величина τ тождественна координатному времени, а величина τ' тождественна собственному времени системы. Образно говоря принято, что «модель первична, а реальность вторична».

Указанные выше две логические ошибки приводят к тому, что закономерности, полученные на модели, переносятся на реальность физических явлений и считается, как говорил А. Бергсон, что так устроен мир, что время в нем зависит от скорости перемещения.

Отметим, что мы пока проводим анализ только на этапе разработки математической модели системы и еще даже не подошли к этапу адаптации параметров модели по результатам опыта и тем более этапу проверки ее адекватности и достоверности путем сравнения результатов моделирования с опытными данными.

Обратим также внимание на то, что при построении исходной модели не использовался постулат о постоянстве скорости света. Вывод был основан только на том, что величина $c_s = c^2/2$ постоянна в связи с изотропностью пространства состояний, однако отсюда абсолютно не следует то, что постоянная, которая обозначена значком c , это скорость света. При задании единицы измерения расстояния с помощью пути, проходимым светом в вакууме, это скорость света, в других случаях это может быть иная постоянная.

Последние два этапа создания модели должны быть также связаны с обоснованием на основе опытных данных справедливости принятых гипотез, например, проверки факта существования эмпирической меры θ , как результата опыта, оценки допущения о постоянстве параметров модели, разработкой систем оценки и измерения величин и т.д. Однако, мы не ставим таких задач, так как целью раздела было теоретически раскрыть логические парадоксы специальной теории относительности, которые являются следствием принятой логики и допущений при моделировании. Данные задачи являются предметом исследований физики и выходят из области исследований теории систем, так как связаны с физическим опытом.

Таким образом, в предложенном варианте модельного описания

четырехмерного пространства-времени отсутствуют логические парадоксы СТО. Все приведенное выше указывает на то, что данные парадоксы – результат принятого при моделировании способа описания физических систем и логических ошибок, вытекающих из некорректного представления времени. Естественно, что никакого замедления хода обычных физических часов в движущейся координатной системе не будет. Наши математические абстракции не могут изменять реальную действительность. Кроме того, на данном этапе развития науки и практики, данные парадоксы во многом являются следствием невозможности проведения прямого опыта по проверке положений СТО и осуществления сравнения результатов моделирования с результатами этого опыта. Все существующие эксперименты в этой области являются косвенными, причем в основном они относятся к физическим объектам, обладающим массой и энергией (элементарные частицы, астрообъекты и т.д.)³, что в СТО в геометрической постановке задачи никак не учтено. Только этим можно объяснить тот удивительный факт, что парадоксы СТО присутствуют в естествознании уже более ста лет, прочно вошли в формализм современной науки и воспринимаются догматически, несмотря на их критику.

Теперь можно сделать некоторые выводы.

1) Теория относительности является моделью пространства и времени, которая учитывает существующую между ними геометрическую взаимосвязь, установленную не на основании данных опыта, а на основе проведения мысленных экспериментов. Такие модели относятся к классу динамических закономерностей и в этом смысле строго детерминированы. Парадоксы СТО объясняются исключением из процесса моделирования независимой переменной – времени наблюдателя τ , которое как шкала должно использоваться в любых инерциальных системах.

³ Наверное, возникновение общей теории относительности как следующего этапа развития СТО, в какой-то степени, связано с желанием внести в теорию более наглядное физическое содержание.

2) Обратим внимание на то, что в обозначениях (1.14) – (1.16) квадраты координатного $(P = t^2)$ и собственного $(P' = t'^2)$ времени были приняты равными потенциалу пространства состояний. Время, согласно уравнений (1.12) – (1.16), определено (введено) как общий параметр, исходя из изменения пространственных свойств фронта движения световой волны. Данное представление времени коренным образом отличается от эмпирического времени, которое имеет свою шкалу τ , реализованную в часах с периодическим физическим процессом. Причем, для такой системы (физических часов) будет существовать своя мера, связанная с эталонным процессом. Другими словами «часы» для измерения времени в обоих случаях будут иметь различную природу, и, естественно, разные шкалы измерений, что будет определено хроногенезом используемых в них физических процессов. Отсюда следует, что модели различных процессов и физические реализации шкал для этих процессов всего лишь условно связаны между собой, так как отражают только уровень наших знаний о явлениях.

3) Другой важный вопрос: можно ли считать величину t , квадрат которой равен потенциалу P , временем? Скорее всего, данная величина может выступать лишь одной из характеристик времени. В теории относительности координатное время t явно не определяется, а связано зависимостью (1.15), поэтому оно является параметром неизвестной природы. Координатное время коренным образом отличается от измеряемого часами времени τ , эти величины имеют разную природу и, естественно, что при построении систем измерений для них должны быть созданы разные шкалы. Для величины τ существует общепризнанная система и шкала измерений, для величины t такой шкалы нет, и такая задача в физике даже не ставилась. Таким образом, в самом начале постановки всей задачи принято, что указанные величины тождественно равны между собой в любой координатной системе как неподвижной, так и движущейся. Однако, шкала величины τ построена на использовании

периодических процессов, генерирующих регулярные события, а шкала величины t и система ее исчисления должны быть разработаны с учетом генерации событий, основанных на использовании процессов равномерного и прямолинейного движения материальных тел со скоростями, соизмеримыми со скоростями света, или процессов движения света в вакууме. В этом случае пока нет идей, как это можно сделать, не говоря уже об устройствах для измерений величины t (или t') с учетом свойств системы $XYZT$ (или $X'Y'Z'T'$). Кроме того, величина τ изначально по определению аддитивна, является внешней переменной и соответствует понятию системы положительных скалярных величин. Этого не скажешь о скалярной величине t , так как она нелинейна относительно параметров свойств согласно зависимости (1.15).

Подводя итог, можно отметить, что величина τ , как внешняя независимая переменная, не будет зависеть от скорости перемещения координатной системы. В свою очередь, величина t , как внутренняя переменная, может зависеть от скорости перемещения, так как ее значение определяется свойствами (координатами) объекта. Таким образом, часы, измеряющие время по шкале τ , будут идти одинаково во всех инерциальных системах отсчета, а часы, измеряемые время по шкале t (если будут созданы), могут идти медленнее в движущихся системах отсчета, причем в обоих случаях – это устройства различной природы.

4) Таким образом, системы определения (измерения) времени в представлениях специальной теории относительности и современной хронометрии относятся к разным фундаментальным концепциям времени. Сегодня исходная шкала времени в теории относительности в «неподвижной» инерциальной системе отсчета бездоказательно формируется из тождественности с эмпирической шкалой времени, т.е. $t = \tau$. Аналогично, в подвижной инерциальной системе координат $t' = \tau'$ – ведь «время есть то, что измеряется часами» (Эйнштейн). Насколько правомерно подобное априори принятое допущение в

теории относительности не оговаривается, опытом данная гипотеза никак не подтверждена. С другой стороны, как видно из (1.15) – (1.16), время t и t' может быть определено через координаты движения (через свойства систем). Получается, что время в теории относительности задано как-бы два раза, причем разными способами с использованием часов различной природы. При этом из модели следует вывод о «замедлении» времени t' в движущейся системе и весь этот вывод переносится на реальность.

5) Из теории систем следует, что при построении моделей процессов и явлений необходимо использовать два логических подхода, связанных между собой и включающих в себя математическое и физическое содержание любой решаемой задачи. В СТО физическое содержание полностью определено геометрическими моделями механических движений и распространения лучей света в пространстве, т.е. математическим описанием пространственных форм, структур и отношений. При этом данные прямого опыта не используются. Если исходить из гипотезы, что каждый физический процесс обладает своим хроногенезом, то только опыт может дать информацию о собственном времени объекта или системы.

6) Согласно приведенных результатов, можно по иному подойти к четырехмерному формализму Минковского, где не будет необходимости вводить комплексную величину $u = ict$ ($i = \sqrt{-1}$) для представления инварианта группы Лоренца $\rho^2 = x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2$ в виде $\rho^2 = x^2 + y^2 + z^2 + u^2$. Если использовать действительную переменную, которая пропорциональна шкале эмпирического времени τ : $u = \alpha \tau$, то можно рассматривать четырехмерное пространство-время в действительной области с использованием евклидовых метрик. Константа α будет устанавливать соответствие между шкалами измерения времени и расстояния (или свойств) в принятых измерительных системах. Это дает возможность

определить физический смысл интервала ρ^2 , что невозможно сделать в геометрическом формализме Минковского. Кроме того такой подход можно развить на формализм многомерных пространств состояний систем, относительно множества свойств, где могут быть органично связаны между собой как результаты опыта (опытные точки в пространстве состояний), так и модели для их описания (не обязательно геометрические). При этом для систем различной природы возможна формулировка реляционных моделей времени, основанных на учете изменений любых свойств объектов.

Подводя итог, следует признать, что СТО является физической теорией электромагнетизма и ее исключительное место в физике преувеличено [20].

Для того, чтобы показать справедливость высказанных критических замечаний, в дальнейшем изложим различные феноменологические модели представления времени в реляционной концепции времени и попытаемся установить их взаимосвязь на основе данных опыта.

Глава третья

ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВРЕМЕНИ В РЕЛЯЦИОННОЙ КОНЦЕПЦИИ

3.1 Время как системообразующий фактор

Рассмотрим вопрос представления времени в реляционной концепции как системной категории в виде системообразующего фактора природных и общественных процессов. Под системообразующим фактором часто понимают доминирующий компонент (закономерность), который является движущей силой, причиной или феноменом, определяющим формирование, существование и функционирование системы или объекта как целого. В этом плане фактор времени – это характеристика, связанная с изменением состояний объектов, становлением событий и формированием процессов и явлений; это фундаментальная закономерность присущая всем объектам, процессам и явлениям без исключения, но проявляющаяся в них по разному.

Реляционная концепция описания физической реальности берет свое начало с идей Лейбница и Маха [23]. Сегодня реляционная физика не имеет полноценной теории и не опирается на экспериментальные основания; это направление существует в научном плане больше в форме концептуальных и методологических идей. Реляционный подход в исследованиях пространства и времени основывается на изучении системы *отношений* между объектами и их состояниями, которые, в свою очередь, выражаются в изменениях свойств и регистрируемых событиях в наблюдаемых процессах. В этом плане пространство-время в реляционной физике рассматривается как совокупность различных мер между объектами или событиями, измеренных определенным образом. При этом основная категория пространства-времени отсутствует, время рассматривается как атрибут материи и не имеет самостоятельного

представления. Предполагается, что взаимодействия объектов и изменения их свойств и состояний формируют причинно-следственную взаимосвязанную сеть событий, благодаря чему в реальной действительности возникает определенная иллюзия времени в форме дления объектов, процессов и событий (В.И. Вернадский: время – это дление [22]).

Сегодня считается, что развитие реляционных моделей пространства-времени сдерживается отсутствием соответствующего математического аппарата, который представлял бы теорию системы отношений физической реальности [23]. Мы не считаем, что проблема связана с этим, скорее всего отсутствуют строгие логические и необходимые экспериментальные основания для развития этого направления исследований.

Если время рассматривать как дление, то основной ключевой вопрос состоит в способах измерения этого дления, определении своего рода мер времени или соответствующих метрических отношений. На основе описания реальных процессов можно формировать шкалы измерения времени индивидуально свойственные этим процессам. С этой целью можно использовать статистические последовательности наблюдаемых в системе событий или характеристики процессов изменения свойств и состояний. Только в этом случае может быть осуществлено накопление экспериментальных данных необходимых для развития реляционного подхода в исследованиях времени.

Сегодня имеются примеры, в которых существующая система измерения времени для некоторых классов объектов преобразуется в специфическую измерительную систему, для чего принимается начало отсчета и создается шкала собственного времени на основе использования шкалы интервалов эмпирического времени. В токсикологии в качестве начала отсчета такой шкалы времени, привязанной к объекту, устанавливается момент возникновения негативного воздействия; в демографии при изучении возраста –

момент рождения или смерти человека; в теории риска – момент возникновения опасного события; в палеонтологии и археологии при применении радиоуглеродного метода – смерть биологического объекта; в геохронологии при применении радиометрических методов – фазовый переход минералов из жидкого в твердое состояние, в стратиграфии при направлении шкалы в прошлое – наше время или при направлении шкалы в будущее – момент зарождения биосферы в древнем архее и т.д. В данных случаях параметр собственного времени по отношению к классу объектов является уже качественным или количественным свойством (атрибутом), так как отражает некую объективную особенность этих объектов. Подобные шкалы являются нелинейными, чаще всего их представляют в логарифмическом масштабе относительно эмпирического времени или свойств объектов. В основу таких шкал положены последовательности событий или особые характеристики реальных процессов индивидуально характерные для конкретной изучаемой системы.

Существуют различные шкалы для оценки времени в определенных аспектах развития систем различной природы, например, стратиграфические шкалы геологического времени (рис. 1.4). Данные шкалы имеют множество официально признанных опорных (реперных) точек и возраст геологических слоев измеряется без часов по характеру отложений. В единицах измерения эмпирического времени возраст пород и отложений для разных слоев устанавливается с помощью стратиграфических, радиометрических, палеомагнитных и других методов. Стратиграфические шкалы, с помощью которых измеряется геологическое время, рассматриваются как шкалы порядка [26]. Создание и детализация глобальной геохронологической шкалы является основной задачей стратиграфии [72]. Принятая международная стратиграфическая шкала является официальным стандартом особенностей геологической летописи, построенной на основе обобщения результатов изучения геологического строения и геологической истории регионов планеты.

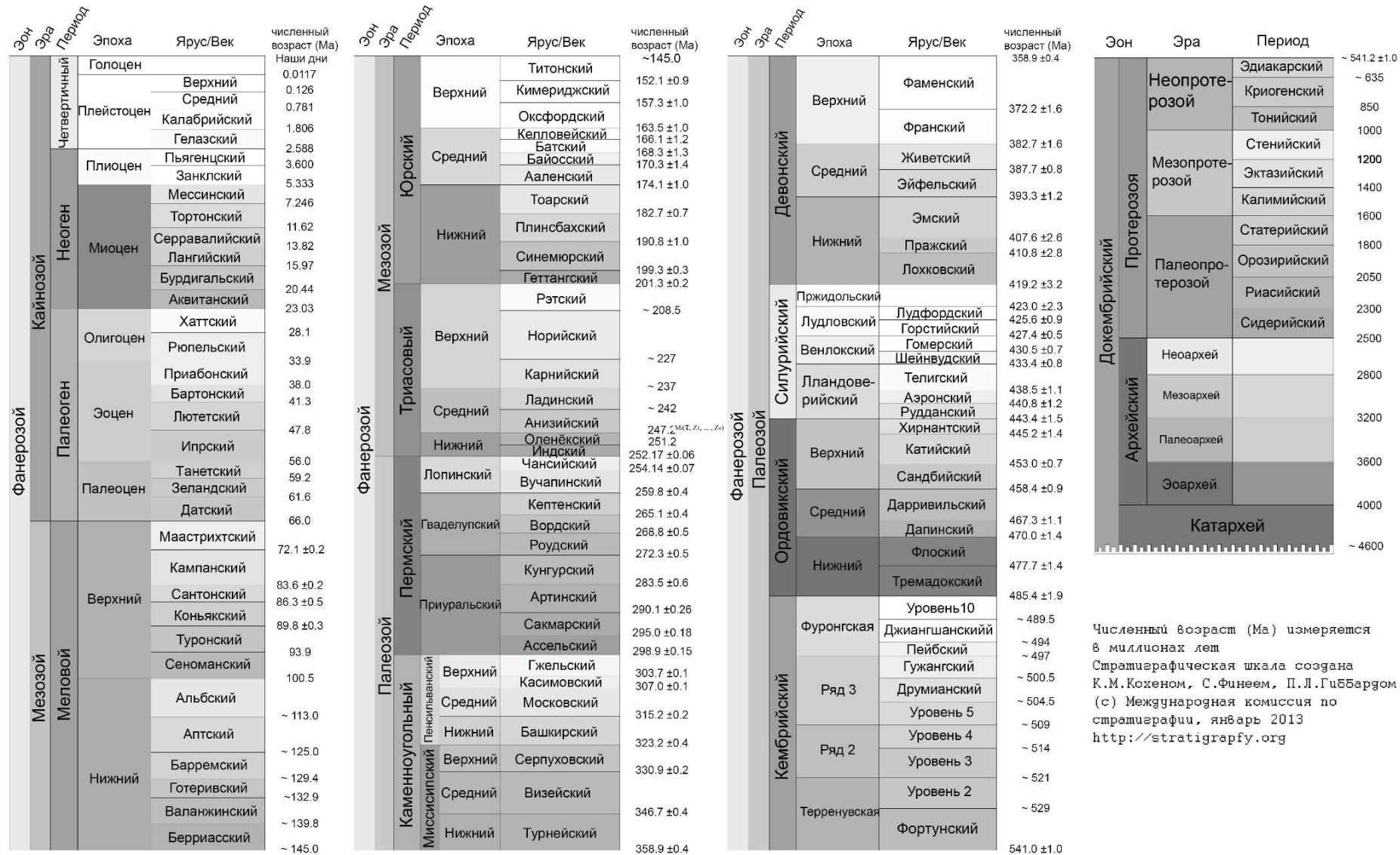


Рис. 1.4 – Международная стратиграфическая шкала геологического времени

Можно привести еще примеры. При исследовании структуры и специфики биологических процессов используется понятие биологического времени (В. Вернадский, Д. Уитроу, Г. Бакман и др.).

В популяционной динамике старения, теории роста и развития живых организмов установлено, что мерой собственного времени могут служить длительности интервалов развития растений и животных или характеристики изменения их биологических свойств. Собственное время биологического объекта зависит от его состояния и выступает в роли зависимой переменной. При этом характеристика развития или истинный возраст объекта могут быть измерены в шкалах собственного времени, которые индивидуальны для определенных видов растений и животных. Биологические шкалы времени являются нелинейными и неоднородными.

Известны также и другие шкалы измерения собственного времени, которые основаны на оценке изменения свойств или учете регистрируемых событий. В этом плане следует отметить дендрохронологические или аминостратиграфические шкалы, радиоуглеродную шкалу датирования событий в палеонтологии и археологии, радиоуглеродные шкалы датирования в геологии и т.д. В большинстве это шкалы порядка или шкалы интервалов.

Таким образом, шкалы времени можно создавать на основе регистрации однородных сложных событий, которые выступают в качестве реперных точек шкалы – временных меток и которые не обладают свойством равномерности и регулярности.

То, что течение времени связано с событиями, или наоборот, события определяют течение времени – является эмпирическим фактом. Однако, наблюдаемые события бывают разные – элементарные, простые, сложные, совместные, несовместные, зависимые, независимые, однородные, неоднородные и т.д.; различным классам систем свойственны характерные события разной природы. При этом особо выделим факт, что сегодня таксономия

(систематика) событий для систем различной природы проработана крайне слабо.

Если используя последовательности событий, отражающие изменение свойств и состояний объектов в процессах, можно определять время и строить системы измерения времени, то различных шкал для измерения времени в разных предметных областях должно быть достаточно много. На практике дело обстоит несколько иначе: очень мало способов измерения времени, когда системе (классу объектов) может быть поставлена в соответствие некоторая собственная шкала отсчета времени (набор шкал), учитывающая хроногенез характерных процессов. Данная шкала будет основана на использовании наблюдаемой последовательности событий, поэтому она должна быть тесно связана с изменением свойств этой системы. Для биологических, геологических, экологических, социальных и других систем, где существуют различные факты и индикаторы, которые отражают процессы в изменении и развитии систем, подобных последовательностей может быть множество.

Все эти представления приводят многих авторитетных авторов к выводу о существовании *системного* (собственного, относительного) времени для объектов одного класса.

Относительное время Г. Лейбница, собственное время А. Бергсона и А. Эйнштейна, геологическое время Ж. Бюффона, биологическое время В. Вернадского и Д. Уитроу, органическое время Г. Бакмана, внутреннее время И. Пригожина, таксонометрическое время С. Мейена, космологическое время Э. Милна, метаболическое, системное и категорное времена А. Левича и т.д. – это идеи определения времени на основе наблюдаемых событий или их характеристических величин, которые индивидуально свойственны объектам и процессам разной природы. Так как темпорология изучает разные системы, то все эти виды

различных времен обобщены нами под одним определением системного времени.

Сегодня научное представление о том, что любому процессу и явлению может быть поставлена в соответствие некоторая шкала системного времени, становится распространенным. Так же как между существованием эмпирических шкал температур и принятием шкалы абсолютной температуры нет противоречий, а есть органическая связь, также не должно быть противоречий между существованием различных шкал времени. Здесь обратим внимание на одну неординарную идею, высказанную А. Эддингтоном в книге «О природе физическогго мира»: «... чтобы установить различие между прошлым и будущим, мы должны обратиться не к хронометрам, а к термометрам». Работа хронометров построена на принципе использования последовательностей регулярных событий, генерируемых в часах, в свою очередь, работа термометров – на принципе относительного измерения энергии теплового движения молекул. И первый, и второй методы позволяют получить информацию о процессах изменения состояний систем во времени. Пока, что дать ясное представление о времени в реляционной концепции невозможно, мало эмпирических фактов и исходных идей для этого. Однако можно сформулировать ряд предположений для направлений исследований в этой области.

Первое предположение связано с тем, что, как показывают десятилетия исследований, в рамках только класса физических систем сложно понять реляционную природу времени. Феномен времени в системах различной природы тесно связан с хроногенезом протекающих процессов, сущностью наблюдаемых при этом событий, их частотными свойствами и причинно-следственными закономерностями. Поэтому для изучения времени необходимо накопить обширный опыт построения различных систем измерения времени с использованием фактов наблюдений и потоков событий, характерных для разных объектов и явлений. Создание систем

измерения или определения системного времени даст возможность устанавливать в каждом конкретном случае связи между системным и эмпирическим временем, т.е. между свойствами и состояниями систем, длительностью процессов различной природы и наблюдаемыми событиями. Однако на этом пути не обойтись без общепринятой и ясной таксономии различных событий, а для этого существующий объем эмпирического знания еще не достаточен.

Теория вероятностей, математическая статистика, теория риска и другие естественные науки не отвечают на вопрос о природе событий, их причинно-следственном развитии и их возникновении друг из друга. Случайные, закономерные, регулярные, катастрофические, хаотические, предопределенные и другие события, которые наблюдаются в природе и обществе, формируются исходя из закона причинности, а это пока больше область исследования философии, нежели естественных наук.

Второе предположение связано с гипотезой, что существует факт возможности измерения как эмпирического, так и системного времени для любого темпорального процесса. Эмпирическое время, определенное по часам, и соответствующая шкала измерения этого времени будут отражать темпоральные закономерности относительно внешних эталонных систем измерения времени. В свою очередь, системное время и соответствующие ему шкалы времени должны отражать внутренние темпоральные закономерности в изменении и развитии конкретных систем или объектов. Данные шкалы измерения длительности в последовательности событий, свойственных объекту, уже не будут обладать свойством равновозможной реализации этих событий на числовой оси времен, а будут отражать существование некоторых статистических закономерностей в последовательностях моментов времени при изменении свойств. Таким образом, системное время должно быть относительной величиной, которая характеризует меру темпоральных изменений состояний изучаемого объекта в реальном процессе от изменений состояний опорного объекта в

эталонном процессе, стандартизированного для изучаемого класса объектов. В реляционной концепции такую меру времени можно рассматривать как скалярную величину, характеризующую темпоральные процессы и количественно выражающую интенсивность изменения состояний объектов в этих процессах. Основная проблема темпорологии связана с ответом на вопрос – как в каждом конкретном случае измерять или определять по темпоральным данным системное время.

Таким образом, реляционное понимание времени выражает порядок изменения состояний объектов, формирования процессов и явлений и становления событий. Каждый реальный процесс обладает своим хроногенезом, который может характеризоваться своей специфической шкалой системного времени. Как утверждал М. Бунге – время порождает причинную цепь процессов.

Цель введения понятия системного времени – преодолеть общепринятое физическое истолкование времени и использовать в качестве системы измерения (или оценки) времени изменение любых свойств объектов, а не только механические движения или электромагнитные колебания. В этом плане время как феномен и системообразующий фактор будет являться следствием закономерностей изменения и взаимовлияния множества свойств, присущих материальным объектам.

3.2 Реляционная природа времени

Среди множества системообразующих факторов важным аспектом является установление общих закономерностей присущих всем системам без исключения. Таким общим фактором является время, формирующее закономерности в изменении состояний и развитии систем для последовательности времен «прошлое-настоящее-будущее». Ганс Рейхенбах утверждал, что прошлое

детерминировано, а будущее не детерминировано, случайно [57]. Противоположной позиции объективной природы явлений придерживался А. Пуанкаре. Однако, если считать, что прошлое детерминировано, то эмпирические данные (по крайней мере темпоральные данные) могут быть однозначно описаны математическими моделями. В свою очередь, любые данные наблюдений имеют определенные погрешности измерений и оценок, а модели обладают некоторой степенью неопределенности из-за ограниченности наших знаний и т.д. Поэтому данные наблюдений могут нести в себе также элементы случайности.

Для поиска общих критериев изоморфности процессов и явлений будем придерживаться представлений о реляционной природе времени, когда время рассматривается как система причинно-следственных отношений между объектами и событиями и является проявлением свойств объектов и их изменений.

Попытаемся изучить некоторые особенности построения систем измерения эмпирического и системного времени, исходя из изложенных выше взглядов на природу времени. Вначале речь будет идти об эмпирическом времени и особенностях измерения величин относительно этого времени. Время будем рассматривать как реляционную модель движений различной природы, когда с параметром времени непосредственно связывают изменения свойств.

Пусть при совершении во времени некоторого процесса l параметры свойств изучаемой системы представимы уравнениями (1.1), где время выступает в качестве особого независимого параметра

$$z_1 = z_1(\tau), \quad z_2 = z_2(\tau), \dots, \quad z_n = z_n(\tau). \quad (1.38)$$

Здесь $z_k = z_k(\tau)$ – суть функции параметра времени τ , непрерывные в промежутке $\Delta\tau = [\tau_a, \tau_b]$, а параметр τ представляется своей арифметизированной координатной осью. Данные функции представляют в n -мерном пространстве непрерывную кривую темпорального процесса l . Если положить $z_{1a} = z_1(\tau_a)$, $z_{2a} = z_2(\tau_a)$, ...,

$z_{na} = z_n(\tau_a)$ и $z_{1b} = z_1(\tau_b)$, $z_{2b} = z_2(\tau_b)$, ..., $z_{nb} = z_n(\tau_b)$, то можно сказать, что линия процесса l соединяет два состояния системы A и B , которые определены по совокупности всех свойств:

$$A(z_{1a}, z_{2a}, \dots, z_{na}) \text{ и } B(z_{1b}, z_{2b}, \dots, z_{nb}).$$

Примем как факт, что процесс l наблюдаем в опыте в течении всего интервала времени $\Delta\tau$ и параметры свойств системы измеряемы в любой момент времени. Это указывает на то, что функции (1.38) существуют. Возьмем на кривой l ряд точек:

$$A = M_0, M_1, M_2, \dots, M_i, M_{i+1}, \dots, M_{n-1}, M_n = B,$$

так, чтобы они располагались в направлении, которое отвечает возрастающим значениям параметра τ (рис. 1.5), где параметр времени изменяется с постоянным дискретным шагом h

$$\tau_a < \tau_1 < \tau_2 < \dots < \tau_i < \tau_{i+1} < \dots < \tau_{n-1} < \tau_b.$$

Совместим координатную ось абсолютного времени в зависимостях (1.38) со шкалой эмпирического времени и проведем дискретизацию величины τ . Этим свяжем величину абсолютного времени с дискретными метками шкалы эмпирического времени.

Представим шкалу эмпирического времени как шкалу интервалов: начало отсчета примем для момента времени, когда в изучаемом процессе наблюдалось состояние системы $M_i(z_{1i}, z_{2i}, \dots, z_{ni})$, причем прошлое свяжем с отрицательными значениями, будущее – с положительными значениями шкалы, а состоянию M_i будет соответствовать время $\tau = 0$.

Выберем единицу измерения времени, тогда длительность интервала времени между смежными наблюдаемыми состояниями $M' = M_i(z_{1i}, z_{2i}, \dots, z_{ni})$ и $M'' = M_{i+1}(z_{1i+1}, z_{2i+1}, \dots, z_{ni+1})$ можно принять равной дискретному шагу ($h=1$). Будем считать, что данный интервал достаточно мал, это позволяет линию процесса l в интервале $\Delta\tau$ заменить ломаной, состоящей из множества прямолинейных отрезков и вписанной в кривую AB . При этих условиях для любого состояния M , которое лежит между состояниями M' и M'' ,

справедливо соотношение между отрезками: $M'M'' = M'M + MM''$, что является характерным для прямой линии, как в обычном, так и n -мерном пространстве [64].

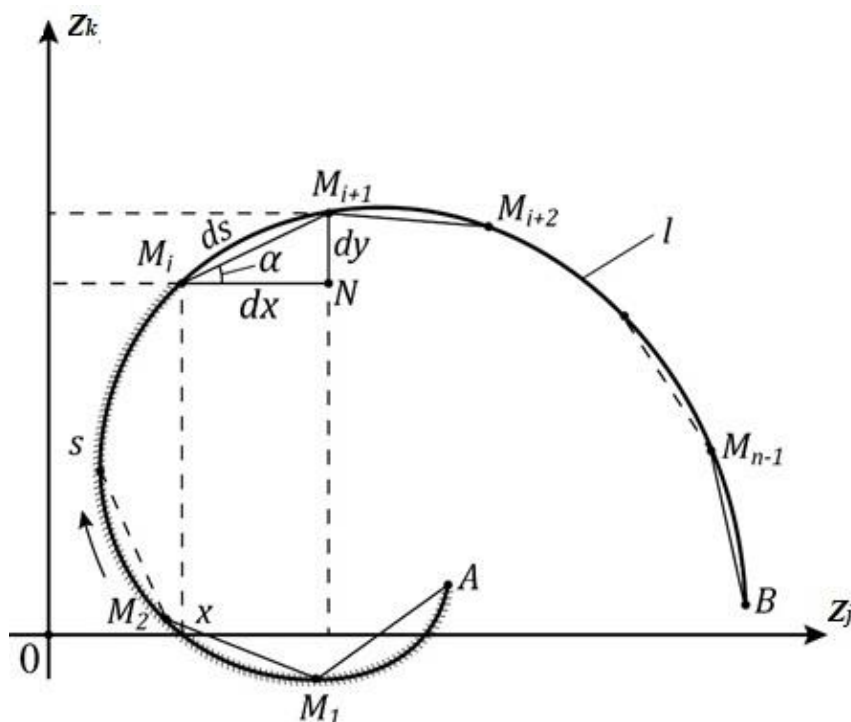


Рис. 1.5. – Представление состояний M_i и кривой процесса l при изменении свойств некоторого объекта

Уравнение «прямой», проходящей через две точки M' и M'' , могут быть представлены для любого параметра свойства в виде:

$$\begin{aligned} z_1 - z_{1i} &= \tau(z_{1i+1} - z_{1i}), \quad z_2 - z_{2i} = \tau(z_{2i+1} - z_{2i}), \dots \\ \dots, \quad z_n - z_{ni} &= \tau(z_{ni+1} - z_{ni}), \end{aligned} \quad (1.39)$$

причем $0 \leq \tau \leq 1$, а сами точки M' и M'' получаются при $\tau = 0$ и $\tau = 1$.

Рациональный выбор единицы измерения времени (миллисекунда, секунда, минута, час, день, год, столетие, миллион лет и т.д.) вообще-то определяется классом системы, природой изучаемого процесса и сложившейся практикой наблюдения и измерения значений параметров свойств. Например, характерная единица времени при изучении динамики рождаемости выбирается во много раз больше, нежели при изучении турбулентных пульсаций в процессе течения жидкости. Обычно данная единица времени

задается исходя из интуитивных соображений и непосредственно связана с длительностью формирования регистрируемого события, которое характерно для изучаемого процесса и отражает результат измерений. Таким образом, выбор единицы шкалы времени при относительных измерениях (релятивных по отношению к объекту) уже априори задает длительность интервала времени между наблюдениями двух ближайших событий, характерных для шкалы измерений. При изучении реальных процессов моменты времени регистрации события никогда не представляют собой безразмерную (геометрическую) точку на оси времени, а подразумевает собой некоторую протяженность, которая определена средним временным интервалом формирования характерного события. В этом состоит главное отличие эмпирической шкалы измерения времени от шкалы абсолютного времени, используемой в моделях процессов и явлений.

Обратим внимание, что уравнения (1.39) представимы в виде:

$$\rho_1 = \tau, \rho_2 = \tau, \dots, \rho_n = \tau, \text{ при } 0 \leq \tau \leq 1,$$

где ρ_k – геометрические вероятности для каждого параметра свойства в одномерном случае, определенные на отрезке $M'M''$, τ – значение одного и того же момента времени. Из данных соотношений имеем, что $\rho = \rho_1 \rho_2 \dots \rho_n = \tau^n$, где величина ρ представляет собой геометрическую вероятность в n -мерном пространстве свойств. Таким образом, согласно (1.39), в окрестности точки M' (положительной окрестности начала отсчета) n -мерный вектор параметров свойств вдоль линии $M'M''$ связан подобным преобразованием относительно параметра эмпирического времени τ [51].

Предположим, что каждому состоянию системы (точка M) может быть поставлена в соответствие некоторая величина вида $w = W(z_1, z_2, \dots, z_n)$, которую назовем эмпирической мерой состояния и которая представима в таком виде, т.к. зависит только от параметров свойств объекта или системы.

Пусть эмпирическая мера может быть представлена относительно абсолютного времени в виде функции $w(\tau) = W(z_1(\tau), z_2(\tau), \dots, z_n(\tau))$, которая определена и непрерывна в замкнутой области E^n и имеет непрерывные частные производные внутри этой области по параметрам свойств. Проведем дискретизацию величины w , в этом случае состоянию M' свойственно уравнение $w_i = W(z_{1i}, z_{2i}, \dots, z_{ni})$, а состоянию M'' – аналогичное уравнение $w_{i+1} = W(z_{1i+1}, z_{2i+1}, \dots, z_{ni+1})$. Все другие состояния, соответствующие отрезку процесса $M'M''$, будут определены уравнением $w = W(M)$. Используем ту же самую шкалу измерения эмпирического времени τ , отличающуюся равномерным течением времени. В процессе изменения параметра времени от 0 до 1 изменение функции $w(\tau)$ можно приближенно представить в виде $w(\tau) = w_i + \tau(w_{i+1} - w_i)$. В результате имеем следующее приближенное уравнение, которое тем точнее, чем меньше интервал единицы времени:

$$w_i + \tau(w_{i+1} - w_i) = W(z_1(\tau), z_2(\tau), \dots, z_n(\tau)), \quad (1.40)$$

где параметры свойств $z_k = z_k(\tau)$ приближенно представимы параметрическими функциями времени вида (1.39).

Продифференцируем (1.40) по τ : левую часть равенства как обычную функцию, правую часть – по правилу дифференцирования сложной функции с учетом (1.39), в результате получим:

$$\begin{aligned} w_{i+1} - w_i &= \frac{\partial W}{\partial z_1}(z_{1i+1} - z_{1i}) + \frac{\partial W}{\partial z_2}(z_{2i+1} - z_{2i}) + \dots + \frac{\partial W}{\partial z_n}(z_{ni+1} - z_{ni}) \quad \text{или} \\ w_{i+1} - \frac{\partial W}{\partial z_1} z_{1i+1} - \frac{\partial W}{\partial z_2} z_{2i+1} - \dots - \frac{\partial W}{\partial z_n} z_{ni+1} &= \\ &= w_i - \frac{\partial W}{\partial z_1} z_{1i} - \frac{\partial W}{\partial z_2} z_{2i} - \dots - \frac{\partial W}{\partial z_n} z_{ni} \end{aligned}$$

Так как точки M_i и M_{i+1} выбирались абсолютно произвольно, то, в общем случае, в окрестности любого состояния системы получим:

$$w - \frac{\partial W}{\partial z_1} z_1 - \frac{\partial W}{\partial z_2} z_2 - \dots - \frac{\partial W}{\partial z_n} z_n = \varphi, \quad (1.41)$$

где функция φ зависит от параметров свойств z_k и представляет собой невязку между эмпирической мерой состояния и моделью этой величины в виде функции W . Тогда, в первом приближении величина w , которая обладает подобием параметров свойств относительно эмпирического времени τ , в окрестности любого состояния должна быть представима однородной функцией вида [64]:

$$\frac{\partial W}{\partial z_1} z_1 + \frac{\partial W}{\partial z_2} z_2 + \dots + \frac{\partial W}{\partial z_n} z_n = w - \varphi. \quad (1.42)$$

В процессе вывода уравнения (1.42) после дифференцирования соотношения (1.40) сокращен дифференциал эмпирического времени в правой и левой части полученного уравнения. При выводе уравнения необходимо учесть факт того, что для процесса измерения значений параметра каждого свойства существует свое характерное событие со своей длительностью формирования во времени (своим «моментом» шкалы измерений). Предположим линейность связи длительности этого события с единицей измерения, принятой для шкалы эмпирического времени τ . Исходя из этого для описания эмпирической меры, можно получить уравнение вида:

$$\alpha_1 z_1 \frac{\partial W}{\partial z_1} + \alpha_2 z_2 \frac{\partial W}{\partial z_2} + \dots + \alpha_n z_n \frac{\partial W}{\partial z_n} = f, \quad (1.43)$$

где α_k и f могут представлять собой функции от параметров свойств.

Таким образом, любая функция в виде эмпирической меры состояния системы, которая удовлетворяет условию $w(\tau) = W(z_1(\tau), z_2(\tau), \dots, z_n(\tau))$, где τ – время как особый независимый параметр, представима квазилинейным уравнением в частных производных первого порядка по отношению к параметрам свойств. Это справедливо в том случае, когда в окрестности произвольного состояния сравнительно медленные изменения эмпирической меры и параметров свойств подобны относительно времени τ . При

моделировании время выступает параметром и отражает систему отношений между событиями, суть которых заключается в пропорциональном изменении значений параметров свойств. В этом и будут проявляться системообразующие свойства времени при описании процессов и явлений различной природы.

Из соотношений (1.39) и (1.40) следует, что для конкретного вида процессов, измерение времени может быть основано на принципе замещения его как объекта измерения совокупностью величин – параметров свойств системы, которые функционально связаны между собой некой эмпирической мерой. При этом эмпирическая мера и свойства системы выступают в качестве темпометрических свойств для измерения времени. При таком подходе создание эмпирической шкалы собственного времени, отражающего хроногенез класса систем или объекта будет чем-то аналогично созданию эмпирических шкал температур в термометрии.

Соотношение (1.43) получено на основе логических предположений, в дальнейшем справедливость этого соотношения будет обоснована более строгим образом.

3.3 Шкала системного времени

Предполагается, что системное (собственное) время связано с полевой природой времени, характерной для изучаемого класса объектов. Если моменту каждого состояния может быть поставлено в соответствие определенное значение эмпирического времени, измеренное по отношению к внешним эталонным событиям, то последовательностям внутренних событий, свойственным системе, также должна соответствовать своя измеряемая или определяемая величина. В этом плане необходимо предложить методы измерения как величин, характеризующих состояния объектов в целом, так и системного времени, отражающего интенсивность динамических

процессов изменения этих состояний. Определим требования, которым должен удовлетворять метод оценки системного времени, использующий последовательности однородных внутренних событий. Для этого воспользуемся свойством темпоральности любых процессов и возможностью представления измеряемых величин относительно стандартизированного эмпирического времени.

Пусть для множества объектов одного класса (однотипные физические, химические, биологические системы, астрономические объекты, общественные системы: компании и предприятия, города, регионы и страны мира и т.п.) имеются результаты наблюдений во времени значений параметров свойств, а также некоторых величин, индивидуально свойственных процессам функционирования или развития этих систем. Данные результаты для каждого объекта представимы в виде последовательности однородных несовместных событий, которые получены один за другим в определенные моменты времени. Каждое такое событие имеет характеристическую случайную величину в виде значения некоего измеряемого или наблюдаемого параметра. Если рассматривать результаты опыта, то в темпоральных массивах данных последовательность наблюдений таких величин для любого объекта при изменении его состояния в некотором процессе l представляется временным рядом.

Предположим, что для i -того объекта за время $\Delta\tau = \tau - \tau_0$ имеется m последовательно измеренных значений некой величины $\Delta Q_j = Q_j(\tau) - Q(\tau_0)$, характеризующей процесс l от начального момента времени $\tau = \tau_0$. Используем общие предположения относительно величины Q , о природе которой мы ничего не утверждаем, кроме того, что она является функцией процесса l .

На основе имеющихся данных для кривой l произвольным образом выделим две последовательности измерений, состоящие из разного количества опытов (m_1 и m_2), так что $m = m_1 + m_2$. Например,

первая последовательность – четные наблюдения, а вторая последовательность – нечетные наблюдения и т.п.

Примем, что величина ΔQ зависит как от параметров свойств объекта z_k , так и от эмпирического времени. Предположим, что объем всех наблюдений за длительный период времени достаточно большой. Разделим весь процесс наблюдений на три серии опытов с количеством наблюдений соответственно m_1 , m_2 и m . В результате опытов за период времени $\Delta \tau$ имеются данные наблюдений значений одной и той же величины в виде временных рядов. Первая серия опытов включает первую последовательность наблюдений (количество опытов m_1); вторая серия – вторую последовательность (количество опытов m_2); третья серия опытов состоит из общей исходной последовательности наблюдений (количество опытов m).

Условимся величины, относящиеся к первой и второй серии опытов, отмечать индексами 1 и 2; величины без индексов будем относить к общей серии опытов. Далее предположим, что в каждой серии опытов для измерения времени появления событий была использована своя шкала эмпирического времени, построенная по некоторым регулярным событиям, генерируемым в часах. Исходя из этого, в качестве переменных в первой серии опытов примем параметры свойств объектов z_k и время, определяемое по шкале τ_1 , во второй серии опытов – параметры свойств и время, определяемое по шкале τ_2 , и, наконец, в общей серии – параметры свойств и время, определяемое по шкале τ .

Так как рассматриваются последовательности однородных событий, полученных в одинаковых опытах для одной и той же величины, то между моментами измерения времени на основе различных шкал эмпирического времени τ_1 , τ_2 и τ должна существовать тесная связь. Кроме того, последовательности этих событий также должны позволять оценивать изменения состояний объекта в связи, с чем на их основе может быть предложен метод

определения системного времени ω . Если измерения времени на основе шкал τ_1 , τ_2 и τ позволяют оценить изменения состояний, исходя из сопоставления изучаемого процесса с внешними процессами, то системное время ω должно давать возможность оценивать изменения состояний, исходя из последовательности событий, свойственных данному темпоральному процессу l .

Здесь мы исходим из очевидного утверждения, что любые последовательности однородных и закономерных событий, свойственных реальному процессу, должны позволять оценивать течение времени и служить основанием для создания шкал измерения времени. Некоторые из временных шкал будут более «удобны» для относительных сопоставлений, нежели другие, однако шкалы времени, имеющие отношение к конкретным объектам, могут давать информацию о системе или классе однотипных объектов в целом.

В процессе анализа примем, что системы измерения времени τ_1 , τ_2 и τ привнесены в данный опыт извне в связи, с чем эти величины позволяют представить параметры свойств объектов в виде параметрических уравнений (1.38), так как эмпирическое время во всех случаях является особой независимой переменной. Выберем некоторый произвольный интервал наблюдений для всех трех случаев, отмерив его по двум выделенным событиям общей последовательности, тогда в разных шкалах измерения времени данный интервал соответственно равен $d\tau_1$, $d\tau_2$ и $d\tau$.

Шкалы эмпирического времени связаны между собой, поэтому если эмпирическое время τ рассматривать как функцию независимых величин τ_1 , τ_2 , то дифференциал $d\tau$ может быть представлен в виде:

$$d\tau = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \tau_1} \right)_{\tau_2} d\tau_1 + \left(\frac{\partial \tau}{\partial \tau_2} \right)_{\tau_1} d\tau_2. \quad (1.44)$$

Пусть величина Q однозначно характеризует процесс l . Тогда изменение величины dQ на выбранном интервале может быть представлено в виде:

$$dQ = dQ_1 = dQ_2, \quad (1.45)$$

так как рассматривается один и тот же процесс изменения свойств и величины Q в разных системах измерения эмпирического времени.

Будем считать, что в процессе обработки данных в первой серии опытов была получена оценка интенсивности процесса (скорости процесса) q_1 , во второй серии опытов – оценка интенсивности процесса (скорости процесса) q_2 . Так как опыты одинаковы, то можно утверждать, что в общей серии может быть получена оценка интенсивности процесса q . По найденным интенсивностям процессов определим величины dQ , dQ_1 и dQ_2 для всех трех серий опытов:

$$dQ_1 = q_1 d\tau_1; dQ_2 = q_2 d\tau_2; dQ = q d\tau. \quad (1.46)$$

Согласно уравнения (1.45) и (1.46) получим:

$$d\tau = \frac{q_1}{2q} d\tau_1 + \frac{q_2}{2q} d\tau_2. \quad (1.47)$$

Принимая во внимание (1.44) будем иметь равенство:

$$d\tau = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \tau_1} \right)_{\tau_2} d\tau_1 + \left(\frac{\partial \tau}{\partial \tau_2} \right)_{\tau_1} d\tau_2 = \frac{q_1}{2q} d\tau_1 + \frac{q_2}{2q} d\tau_2. \quad (1.48)$$

Учитывая принятую независимость шкал τ_1 и τ_2 , равенство (1.48) возможно только в том случае, когда производные от τ по τ_1 и τ_2 будут иметь вид:

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial \tau_1} \right)_{\tau_2} = \frac{q_1}{2q} \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial \tau_2} \right)_{\tau_1} = \frac{q_2}{2q}. \quad (1.49)$$

Тем самым между шкалами времени τ_1 , τ_2 и τ при измерении моментов появления однородных событий для одного и того же процесса изменения величины Q существует связь вида (1.49).

В свою очередь, так как любой параметр свойства системы z_k может быть представлен параметрически относительно величин τ_1 , τ_2 и τ , то для выбранного интервала наблюдений, изменение k -того параметра в разных шкалах времени можно выразить в виде:

$$dz_{k1} = v_{k1}(\tau_1)d\tau_1; dz_{k2} = v_{k2}(\tau_2)d\tau_2 \text{ и } dz_k = v_k(\tau)d\tau, \quad (1.50)$$

где $v_{kj}(\tau_j)$ – интенсивности (скорости) изменения параметров.

Во всех этих случаях на выбранном интервале наблюдений по двум выделенным событиям изменение величин dz_{k1} , dz_{k2} и dz_k одинаково (измеряется одна и та же величина), поэтому выражая (1.48) через параметрические уравнения (1.50), получим зависимость:

$$\frac{1}{v_k(\tau)} = \frac{q_1}{q} \frac{1}{v_{k1}(\tau_1)} + \frac{q_2}{q} \frac{1}{v_{k2}(\tau_2)}, \quad (1.51)$$

которая зависит только от τ_1 , τ_2 и τ .

Справедливость данного уравнения выполняется при условиях:

$$\frac{\partial}{\partial z_k} \left(\frac{q_1}{q} \right) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial}{\partial z_k} \left(\frac{q_2}{q} \right) = 0,$$

откуда после несложных преобразований получаем:

$$\frac{1}{q_1} \frac{\partial q_1}{\partial z_k} = \frac{1}{q_2} \frac{\partial q_2}{\partial z_k} = \frac{1}{q} \frac{\partial q}{\partial z_k}. \quad (1.52)$$

Таким образом, в различных системах измерения эмпирического времени интенсивности реального процесса изменения состояний объектов, связаны соотношением (1.52).

Так как величина q_1 не зависит от τ_2 , а величина q_2 – от τ_1 , то равенство (1.52) возможно только в случае, когда все соотношения являются функцией только одной переменной z_k . Исходя из этого, последнее уравнение можно привести к виду:

$$\frac{\partial}{\partial z_k} (\ln q_1) = \frac{\partial}{\partial z_k} (\ln q_2) = \frac{\partial}{\partial z_k} (\ln q) = \lambda_k(z_k). \quad (1.53)$$

Здесь $\lambda_k(z_k)$ – некоторая универсальная функция, зависящая от параметра свойства и принимающая тождественные значения во всех сериях испытаний. Это позволяет нам опустить индексы при величинах q_1 и q_2 и оперировать только величиной q , добавив к ней индекс «к».

Рассматривая n равенств (1.53) как систему уравнений в

частных производных, представим интенсивность процесса изменения свойств q_k в виде:

$$\ln q_k = \int \lambda_k dz_k + \ln \Phi_k \quad \text{или} \quad q_k = \Phi_k(\tau) \exp\left(\int \lambda_k dz_k\right). \quad (1.54)$$

Здесь Φ_k – постоянные интегрирования, которые зависят только от независимой переменной – параметра эмпирического времени τ . Итак, в общем случае, интенсивность (скорость) изменения q_k представляет собой произведение двух функций, одна из которых зависит от параметра свойства, а вторая – от параметра τ некоторой эмпирической шкалы времени. Следствием данного вывода является то, что оцениваемая величина dQ согласно (1.54) может быть представлена в виде:

$$dQ = \Phi(\tau) \exp\left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \left(\int \lambda_k dz_k\right)\right) d\tau, \quad (1.55)$$

где $\Phi(\tau) = \sqrt[n]{\Phi_1(\tau) \cdot \dots \cdot \Phi_n(\tau)}$.

Примем обозначение $\Phi(\tau) d\tau = d\omega$, где величину ω определим как *системное* время для данного объекта (класса объектов), которое может быть определено по характерным однородным несовместным событиям реального процесса. Системное время можно ввести как для совокупности свойств всей системы (объекта) в целом, так и в отношении каждого свойства, так как эта величина определена и для отдельного параметра свойства. Теперь в (1.55) выделим множитель, зависящий только от параметров свойств объекта, в форме

$$dQ = \theta d\omega; \quad \theta(z_1, z_2, \dots, z_n) = \exp\left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \left(\int \lambda_k dz_k\right)\right) \quad (1.56)$$

и представим его как некий темпометрический потенциал⁴ (потенциал взаимодействия в определении предложенном в [29]), характеризующий в целом состояние объекта в определенный момент времени на основе значений его свойств. Вид функции θ находится

⁴ В исходных единообразных термодинамических понятиях, предложенных А. Гухманом: θ – это потенциал взаимодействия, а $d\omega$ – это изменение координаты состояния [29].

на основе опытных данных, при этом согласно (1.56) эта величина может быть только положительна или равна нулю. Константа в неопределенном интеграле (1.56) или множитель при экспоненте могут находиться из условия нормирования величины θ относительно пространства состояний. При этом обратим внимание, что величина θ в (1.56) представима мультипликативной функцией относительно свойств z_k , что является важным для дальнейшего.

Таким образом, системное время $d\omega$ определено как темпометрическая координата состояния, а величина θ как темпометрический потенциал этого состояния. В этом плане в темпорологии при изучении процессов мы подошли к необходимости введения для пространства состояний класса объектов неких «аналогов» энтропии и абсолютной температуры, используемых в термодинамике в качестве координаты и потенциала состояния [29].

Теперь попробуем раскрыть суть полученных результатов. С одной стороны, как установлено в этом разделе, системное время является интегральной переменной, причем из уравнения (1.55) следует, что в элементарной окрестности любого состояния системы дифференциал системного времени пропорционален дифференциалу эмпирического времени, т.е. $d\omega = \Phi(\tau)d\tau$. С другой стороны, системное время является полным дифференциалом, а dQ переходит в полный дифференциал $d\omega$ путем деления на величину θ , которая является интегрирующим делителем для dQ . Следствием этого является то, что величина dQ , характеризующая процесс l , однозначно представляется относительно системного времени, а системное время — относительно эмпирического времени. В дальнейшем мы докажем изложенные в утверждении на основе методов дифференциальной геометрии.

В заключение отметим, что не следует на системное время ω переносить представление о времени, которое исторически сложилось как модель эмпирического времени. В первую очередь, эта величина

комплексно отражает темпоральные изменения в системе, связанные с наблюдаемыми событиями и изменениями свойств системы, и речь идет пока об различных способах оценки этих изменений и построении различных количественных мер для измерения времени.

Системное время представляет собой особую функцию состояния, для которой изменение величины в каком-либо процессе не зависит от характера этого процесса, а определяется только начальным и конечным состоянием системы. Также эта величина определяется по некоторой упорядоченной для реального процесса последовательности однородных несовместных событий, которые могут формироваться в этом процессе нерегулярно и характеризоваться значениями какой-либо случайной величины.

Из выполненного анализа видно, что системное время будет отражать специфику процессов для конкретных объектов и может быть оценено исходя из изменения свойств объектов. Таким образом, задача сводится к разработке моделей и алгоритмов, которые дают возможность по опытным данным для каждой величины, характеризующей процесс или процессы изменения свойств, определять системное время и связи между величинами.

3.4 Примеры простых шкал системного времени

Анализ работ, посвященных изучению природы времени [18, 20, 23, 37, 42, 55, 56, 73, 74], показывает исключительное преобладание в исследованиях гипотетических и теоретических подходов, а также умозрительных построений и абстрактных моделей. Изучению опытных данных в этой области уделяется очень мало внимания. Если в естествознании соотношение количества теоретических и экспериментальных работ в какой-то степени соизмеримо между собой, то в области темпорологии количество работ, посвященных анализу данных наблюдений в десятки раз

меньше [37, 42, 73, 74]. Все это говорит об начальном этапе накопления данных и отсутствии продуктивных идей в области изучения природы времени, которые бы основывались на опытных данных или статистической обработке накопленной информации.

Поиск таких идей должен начинаться с изучения систем, на которые течение времени в нашей реальности оказывает наибольшее влияние – это живые системы, а также объекты техносферы и общества. В свою очередь, анализ данных следует начинать с построения эмпирических шкал измерения или определения системного времени для различных классов объектов и систем. Обычно такие шкалы строятся по одномерным характеристикам состояний объектов, при этом в качестве темпометрических свойств выступают или параметры свойств объектов или вероятности некоторых индикативных событий. Подобный путь в прошлом прошла и термометрия – от эмпирических шкал измерения температуры до феноменологической теории термодинамики. В этом плане необходимо искать общесистемные количественные связи между свойствами объектов, реальными процессами изменения их состояний и системным временем. Важная особенность этой задачи заключается в том, что любая шкала системного времени не может основываться на частных эффектах изменения свойств, а должна быть связана с наиболее общими закономерностями изменения систем во времени. Поэтому следует определить принцип построения шкал системного времени на основе имеющихся эмпирических данных, а также установить количественное соответствие этих шкал со шкалой стандартизированного эмпирического времени.

Будем изучать опытные данные для параметров свойств (z_k) или величин (x), которые в целом характеризуют изменения во времени состояний объектов. Соответствующие данные сводятся к двумерным темпоральным массивам, которые охватывают объекты наблюдений одного класса, значения времени наблюдения и найденное значение величины (z_k или x).

Известно, что шкала измерения – это упорядоченная совокупность значений некоторой величины, которая является основой для измерения этой величины. Исходя из этого определения и результатов предыдущих разделов, на статистическом уровне под шкалой эмпирического времени будем понимать регулярный и ординарный поток однородных событий высокой плотности, который реализован некоторым эталонным физическим процессом. Данной последовательности событий свойственно равномерное распределение, она полностью характеризуется физическим процессом, который генерируется в часах, и никак не связана со свойствами систем, где применяется для измерения времени.

В свою очередь шкала системного времени – это последовательность однородных случайных событий, характерных для реального процесса изучаемой системы и самым тесным образом связанных со свойствами этой системы в процессе ее функционирования или развития. Данная последовательность характеризует хроногенез реального процесса и ей свойственны различные виды статистических распределений событий или их характеристических величин.

Для всего дальнейшего важно, чтобы результаты отличались высокой общностью соотношений для целого ряда живых систем, для которых имеются данные об изменении во времени некоего общего атрибутивного свойства или характерного события. В первую очередь, наибольший интерес представляет выбор характерного события, которое для живых систем непосредственно связано с течением времени. Одним из таких длительных событий является факт существования организма, который характеризуется продолжительностью жизни. При построении шкалы системного времени, которое бы выступало в качестве общего свойства также необходимо использовать существующую шкалу эмпирического времени. Для преобразования шкалы интервалов в шкалу отношений необходимо определиться с выбором начала отсчета и эмпирическим

путем установить вид функции $\omega = \int \Phi(\tau) d\tau$. В этом плане продолжительность жизни является удобной характеристикой, так как для всех организмов может быть задано общее начало отсчета – момент рождения объекта, от которого определяется продолжительность жизни в виде временного диапазона до момента смерти, поэтому все множество таких событий может быть оценено в одной шкале отношений. Соответствие между шкалами системного и эмпирического времени будем устанавливать путем применения методов пробит-регрессии. В качестве темпометрического свойства используем вероятности индикативных событий.

Рассмотрим типовую методику статистической оценки вероятности сложных событий по результатам экспериментов, которая широко применяется в биологических и социальных науках. Многочисленные опытные данные, полученные в токсикологии, радиобиологии, энтомологии, микробиологии, фармакологии, экологии, охране труда, промышленной и экологической безопасности, при изучении стихийных явлений и анализе многих социальных процессов и т.д. показывают, что распределения событий выражаются вероятностными кривыми, имеющими S-образную форму. Обычно для трансформации этих кривых в прямые линии на оси абсцисс откладывают логарифмы параметров свойств или эмпирического времени, а по оси ординат – вероятностные единицы, так называемые пробиты. Данная методика – это междисциплинарный научный факт, когда используется универсальный метод построения статистических распределений.

Применительно к темпоральным процессам построение таких вероятностных моделей обычно проводится на основе метода пробит-регрессии в координатах *пробит*- $\ln(\tau)$. Инверсное преобразование вероятности в пробит-функции Pr выполняется с учетом уравнения, которое определяет функцию нормального распределения:

$$w(Pr) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{Pr} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt. \quad (1.57)$$

При обработке опытных данных это позволяет получить линейные уравнения в преобразованной системе координат, где по оси ординат откладывается значение пробит-функции P_r , определенное через значение статистической вероятности w , а по оси абсцисс – логарифм эмпирического времени $\ln \tau$.

Подобная обработка данных, в том или ином виде, широко применяется в науках, связанных с оценкой апостериорных вероятностей событий или рисков в природе и обществе. При этом суть поиска эмпирических распределений заключается в установлении связей в виде зависимостей между статистическими вероятностями характерных событий (случайных величин) и различными влияющими факторами. Практически всегда получаемые зависимости являются нелинейными, имеют определенную область применения и относятся к характерному виду событий, которые свойственны изучаемому процессу или явлению.

Для изучения данных о продолжительности жизни животных воспользуемся данным методом пробит-регрессии и наиболее полной на сегодня базой данных по продолжительности жизни позвоночных животных [69]. Нынешняя версия базы включает сведения о 4083 видах позвоночных. База данных охватывает амфибий, рептилий, рыб, птиц и млекопитающих. Для 3750 видов в базу внесены данные о максимальной продолжительности жизни; для многих видов указана масса тела при рождении и во взрослом состоянии, скорость роста и размножения, время полового созревания, продолжительность беременности и другие характеристики.

Для начала рассмотрим данные о продолжительности жизни подотряда мышеобразных отряда грызунов, который является одной из самых крупных таксономических единиц среди семейств млекопитающих (10 семейств, около 120 родов и примерно 400÷500 видов). Грызуны распространены по всему миру, за исключением Антарктиды, и встречаются почти во всех наземных биотопах. Жизненные популяции грызунов можно рассматривать как индикатор

состояния окружающей среды. На рисунке 1.6, *г* для подотряда мышеобразных представлена реализация принципа построения шкалы системного времени, которое измерено в пробитах, а также показана ее связь со шкалой эмпирического времени. Ниже во всех случаях анализа данных эмпирическое время задавалось в минутах.

Уравнение, которое устанавливает количественное соответствие между шкалами системного и эмпирического времени, имеет вид:

$$Pr_w = -28,959 + 1,943 \ln \tau, \quad (1.58)$$

где τ – продолжительность жизни, а Pr_w определен с учетом зависимости (1.57) по значению статистической вероятности w , характеризующей распределение опытных данных о продолжительности жизни 234 видов мышеобразных. Коэффициент корреляции зависимости (1.58) при обработке апостериорных вероятностей составляет 0,992.

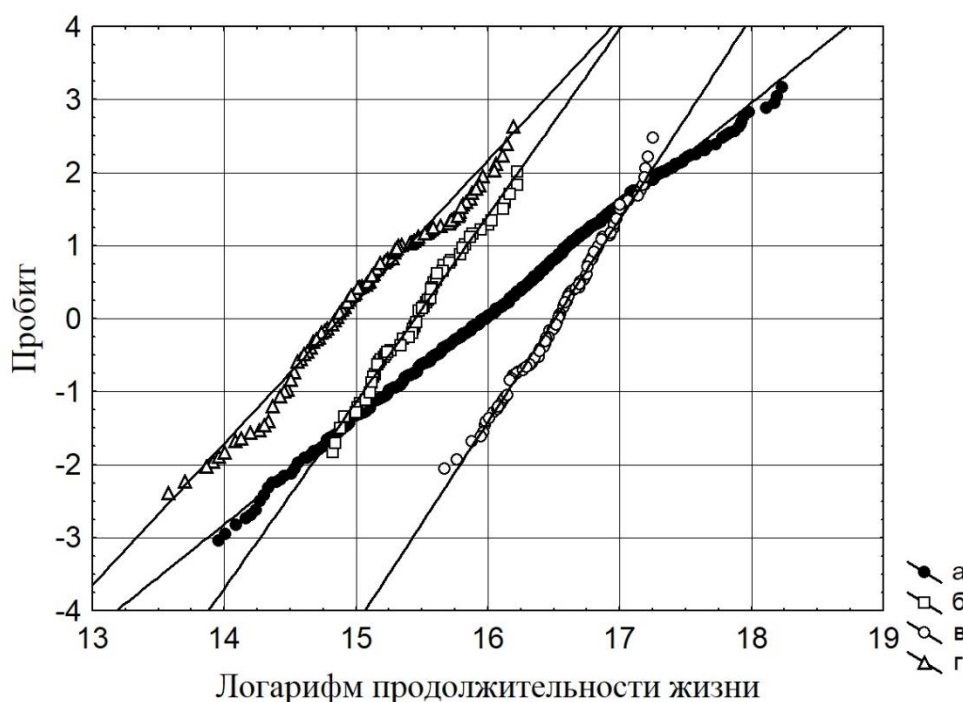


Рис. 1.6. – Шкалы системного времени, установленные на основе статистических распределений событий о продолжительности жизни:
а – для всех животных; *б* – для белкообразных; *в* – для приматов;
г – для мышеобразных.

Из приведенных данных следует, что шкала системного времени является нелинейной и тесно связана со шкалой эмпирического времени для данного класса биологических объектов, причем данная связь имеет логарифмически-нормальный вид.

Интересно изучение данных о продолжительности жизни отряда приматов, к которым относится и человек. На рисунке 1.6, *в* показаны шкалы оценки времени для этого случая. Уравнения, которые устанавливают соответствие между шкалами при коэффициенте корреляции 0,991 имеют вид:

$$Pr_w = -43,947 + 2,664 \ln \tau . \quad (1.59)$$

Уравнение характеризует распределение данных о продолжительности жизни 150 видов приматов.

Рассмотрим теперь данные о продолжительности жизни всех видов животных, которые входят в классы амфибий, рептилий, рыб, птиц и млекопитающих. На рисунке 1.6, *а* представлена обработка данных при построении шкал времени для 3750 видов животных, представленных в базе данных [69].

В данном случае уравнение, которое устанавливает количественное соответствие между шкалами системного и эмпирического времени имеет вид:

$$Pr_w = -20,611 + 1,304 \ln \tau \quad (1.60)$$

Коэффициент корреляции зависимости (1.60) равен 0,997.

Из рисунков 1.6, *а* – 1.6, *г* видно, что между пробитом, определенным по статистической вероятности событий, и логарифмом эмпирического времени существуют практически функциональные зависимости, которые очень близки к линейным уравнениям в преобразованных координатах. Только при значениях вероятностей, близких к нулю и к единице, могут наблюдаться не большие отклонения. Различный угол наклона прямых, сглаживающих опытные данные для функций Pr_w , указывает на разную интенсивность процессов в логарифмической шкале эмпирического времени.

В трех приведенных выше случаях в качестве темпометрического свойства системного времени использована статистическая вероятность максимальной продолжительности жизни в неволе для определенного вида животных.

Использование метода пробит-регрессии позволяет обработать информацию о естественной смертности различных биологических видов. В данном случае в качестве темпометрического свойства для оценки системного времени может выступать вероятность события о наблюдаемой смертности биологических объектов от возраста. На рисунке 1.7 представлены статистические данные о смертности мышей от возраста, в свою очередь, на рисунке 1.8 – распределения смертности мужчин и женщин, построенные по таблицам смертности населения России за 2008 г. Как видно из рисунков, полученные зависимости достаточно хорошо описывают опытные данные простым степенным уравнением, которое зависит от эмпирического времени, в качестве которого выступает возраст объекта τ_s :

$$\text{Пробит} = \alpha + \beta \tau_s^\nu. \quad (1.61)$$

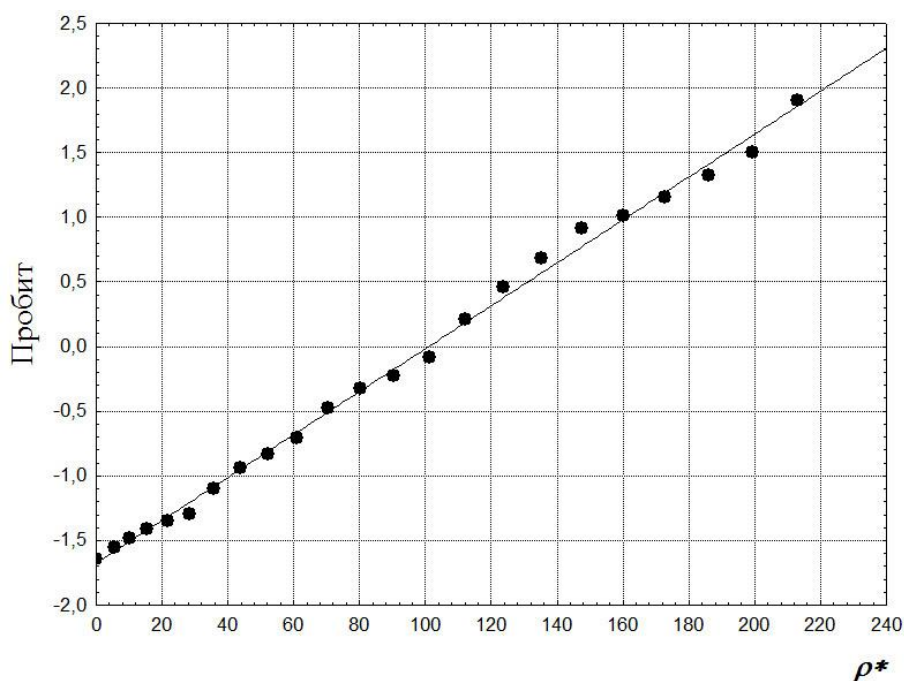


Рис. 1.7. – Распределение опытных данных о естественной смертности самцов мышей от возраста τ_s , $\rho^* = \tau_s^{1.5} / 10^7$

Данное вероятностное распределение тесно связано с нормальным распределением, хотя и отличается наличием степени у фактора времени. Обратим внимание на то, что это распределение, в частном случае, переходит в нормальное при $\nu = 1$.

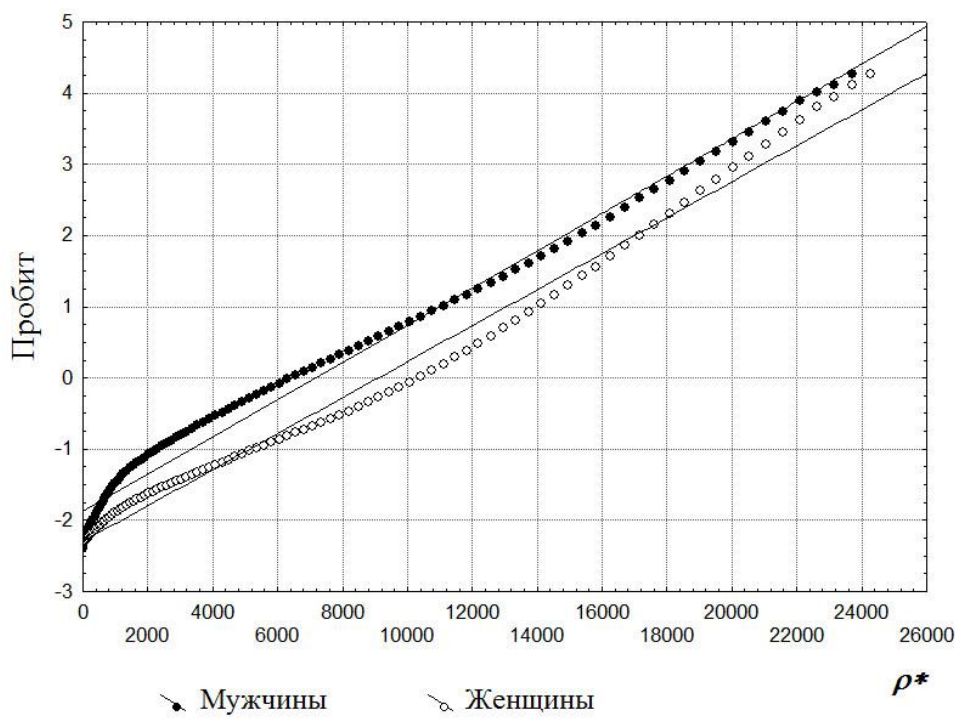


Рис. 1.8. – Распределение статистических данных по смертности населения России в зависимости от возраста τ_s , $\rho^* = \tau_s^{2,5} / 10^{15}$

Из информации рисунков 1.6 – 1.8 следует, что для каждого биологического процесса существуют свои особенности, отражающие индивидуальные свойства зависимости вероятности характерных событий от эмпирического времени вида $\text{Pr}_w = f(\tau)$.

Следует отметить, что распределение (1.61), представленное на рис. 1.7, при описании данных дает более адекватный результат на всем периоде жизни самцов мышей, нежели известное уравнение смертности Мейкхама. Данный способ установления статистических закономерностей широко используется в науках, где объем эмпирического знания сегодня является преобладающим.

В качестве фактов при оценке системного времени могут использоваться различные события. Например, в популяционной

динамике старения таблицы продолжительности жизни содержат разные показатели, важнейшими из которых являются:

- статистическая вероятность смерти в возрастном интервале от τ_s до $\tau_s + \Delta\tau_s$;
- вероятность дожития до возраста τ_s ;
- число умерших в возрастном интервале от τ_s до $\tau_s + \Delta\tau_s$;
- статистическая вероятность продолжительности жизни;
- средняя продолжительность жизни в возрасте τ_s и т.д.

Все эти показатели могут выступать в качестве величин для характеристики системного времени изучаемого класса объектов, однако они не являются равноценными и несут разный объем информации, несмотря на существующую между ними связь.

Выбор характеристики события или характеристической величины события для оценки темпорологических закономерностей процесса или явления может основываться на различных подходах, однако в любом случае это могут быть три вида величин:

- статистические вероятности состояний объектов, которые представляются в виде событий;
- количественные величины, характеризующие состояния в целом;
- относительные частоты, вероятности или характеристические величины некоторых индикативных событий, отражающих закономерности процессов функционирования или развития систем.

Например, в токсикологических экспериментах оценку вероятностей возникновения неблагоприятных событий проводят путем установления связи между относительными частотами появления неблагоприятных событий и влияющими негативными факторами [24, 45].

Опасность воздействия чаще всего характеризуется одним свойством среды (например, концентрацией вещества) и временем действия среды на объект. Время, как опасный фактор воздействия,

присутствует во всех случаях реализации опасности. Обработка опытных данных опасных воздействий на живые организмы осуществляется для различных категорий токсических эффектов, имеющих разную степень тяжести последствий (события разных категорий риска). Чаще всего – это хроническое, острое несмертельное или смертельное воздействие (соответственно, хронический, подострый или острый эксперимент). При этом тяжесть и частота эффектов тесным образом связана с параметрами действующих опасных факторов (рис. 1.9), в данном случае – концентрацией C и эмпирическим временем τ [24, 45].

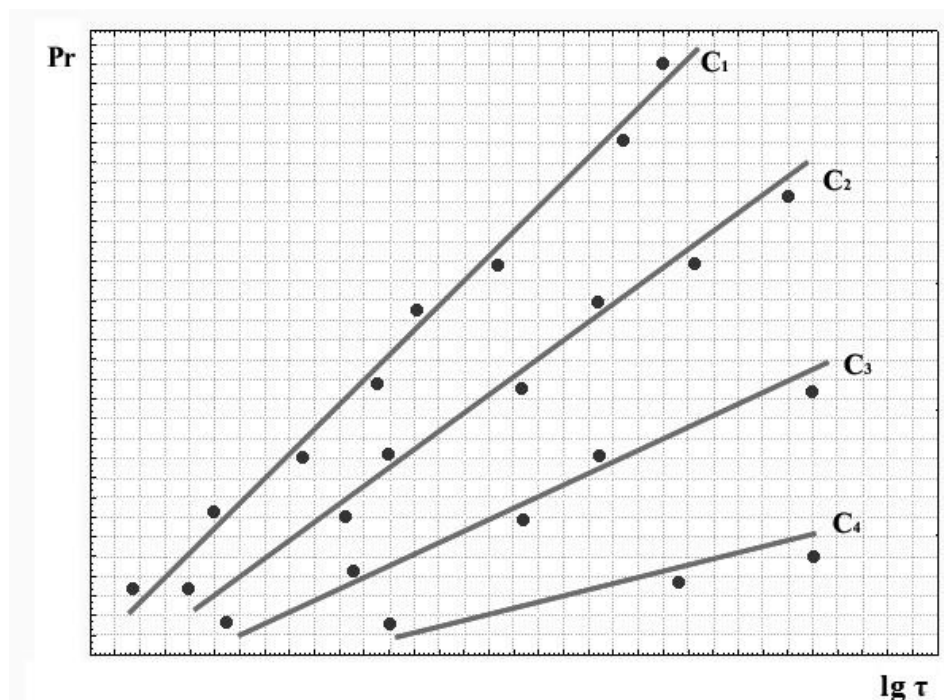


Рис. 1.9. – Распределение опытных данных по вероятностям событий при оценке рисков негативных воздействий в токсикологии

Обычно пробит связывают с параметрами факторов опасности:

$$\text{Pr}_w = \alpha + \beta_\tau \ln C + \beta_c \ln \tau = \alpha + \beta_c \ln(C^n \tau), \quad (1.62)$$

где Pr_w – пробит, C – параметр опасности (например, концентрация); τ – время действия опасности (например, опасного химического вещества); α , β_τ и β_c – константы [24], $n = \beta_\tau / \beta_c$. Построение зависимостей вида (1.62) при воздействии вредных веществ на живые

организмы осуществляется отдельно для каждой категории тяжести эффекта. Это связано с регистрацией качественно разных событий (хроническое заболевание, острое заболевание, смерть) и различиями в методах обработки данных по рискам воздействий в хроническом, подостром и остром опыте [24, 45]. Например, в области сильных воздействий (характерное событие – смертельные эффекты) имеются модели в виде уравнений (1.62); параметры такой зависимости при смертельных воздействиях на человека приведены в таблице 1.1 [60].

Таблица 1.1. – Параметры зависимости «доза-эффект» (1.62) при летальных поражениях производственного персонала (C – ppm, τ – мин).

Вещество	α	β_c	n
Акролеин	–9,931	2,049	1,00
Акрилонитрил	–29,42	3,008	1,43
Аммиак	–35,90	1,850	2,00
Бензол	–109,8	5,300	2,00
Бром	–9,04	0,920	2,00
Четыреххлористый углерод	–6,290	0,408	2,50
Угарный газ	–37,98	3,700	1,00
Хлор	–8,290	0,920	2,00
Формальдегид	–12,24	1,300	2,00
Соляная кислота	–16,85	2,000	1,00
Цианистоводородная кислота	–29,42	3,008	1,43
Фтористоводородная кислота	–35,87	3,354	1,00
Сероводород	–31,42	3,008	1,43
Бромистый метил	–56,81	5,270	1,00
Метилизоцианат	–5,642	1,637	0,65
Диоксид азота	–13,79	1,400	2,00
Фосген	–19,27	3,686	1,00
Окись пропилена	–7,415	0,509	2,00
Диоксид серы	–15,67	2,100	1,00
Толуол	–6,794	0,408	2,50

Во всех рассмотренных выше случаях в качестве темпометрического свойства системного времени выступает статистическая вероятность характерных сложных событий. Далее рассмотрим случаи, когда в качестве темпометрического свойства

могут использоваться различные величины, характеризующие состояния объектов определенного класса.

Специфичность шкал системного времени определяется хроногенезом характерных процессов и используемыми показателями для оценки. В работе [48] А. Левич отмечал, что если мы говорим о специфичных временах биологических систем, например, о физиологическом, онтогенетическом или эволюционном времени, то первое может измеряться количеством поглощенных при дыхании молекул кислорода [35, 36], второе – числом вновь образованных клеток растущего организма [77], третье – числом таксонов реконструируемой летописи биосферы [48]. В палеонтологии распространен анализ развития крупных групп организмов на основе измерения количества таксонов: общее количество таксонов, количество появившихся и вымерших таксонов и т.д. [31]. Применение множества шкал системного времени представляет собой важный аспект биологической жизни.

Покажем возможности использования при построении шкал показателя в виде количества некоторых наблюдаемых во времени индикативных событий. На рисунке 1.10, б приведена обработка данных по эволюции приматов, откуда видна линейность количественного филогенеза приматов во времени в диапазоне 1÷65 млн. лет. В качестве индикативного события рассматриваем факт существования определенного количества видов приматов в заданный момент времени. В свою очередь, относительная частота численности видов также линейно изменяется во времени.

При изучении хроногенеза процессов развития животных возникают значительные трудности, так как биологические процессы зависят от параметров среды и у каждого вида имеются свои наследственно обусловленные закономерности. В работе [30] показано, что для каждого вида животных мерой времени могут быть различные четко выделенные периоды развития.

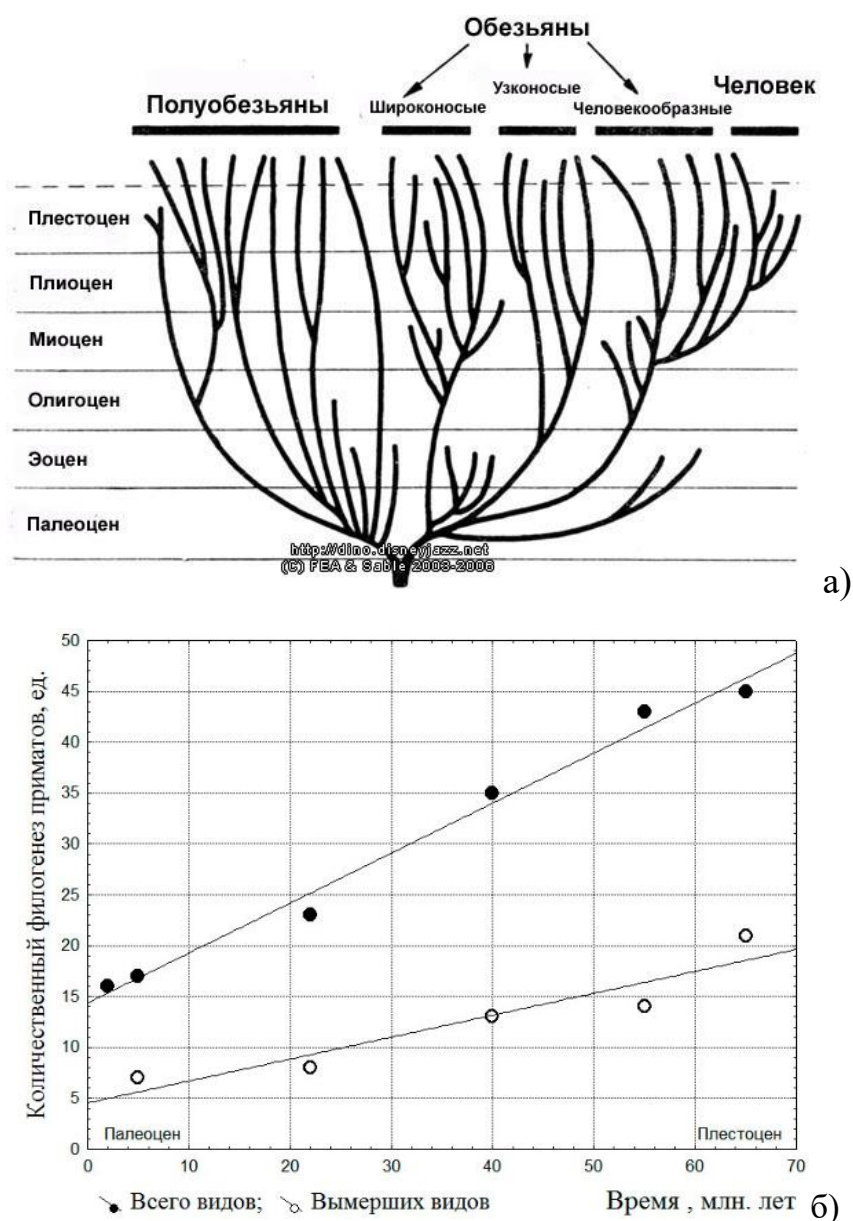


Рис. 1.10. – Представление данных по эволюции приматов: а) процесс филогенеза приматов; б) распределение событий относительно времени

Например, для пойкилотермных животных (черви, моллюски, членистоногие, иглокожие, рыбы, амфибии) в качестве меры собственного времени может быть принята продолжительность одного митотического цикла в период синхронных делений дробления τ_0 . Продолжительность τ_0 равна интервалу времени между появлением одноименных фаз митоза двух последовательных делений дробления. Зависимости этой величины от температуры среды установлены для целого ряда животных [30]. При этом мерой

собственного времени животных может выступать относительная величина $\beta = \tau_n / \tau_0$, где τ_n – последовательные стадии развития.

Из данного исследования следует, что системное (собственное согласно [30]) время биологического объекта является зависимой величиной от свойств объекта или параметров окружающей среды.

Изучению органического времени живых организмов посвящены работы Г. Бакмана, в которых анализировался рост растений и животных с течением времени [50]. Исходной информацией для функции органического времени Г. Бакмана являются количественные данные для естественных процессов роста биологических организмов, связанных с увеличением массы, размеров и т.д. Для определения кривой роста (y) в зависимости от органического времени (x) Г. Бакман использует функцию пробита:

$$y(\omega) = c_0 \int_{-\infty}^{\omega} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt; \quad \omega = c_1 \log \tau + c_2, \quad (1.63)$$

где c_0, c_1, c_2 – константы; ω – мера органического времени, τ – эмпирическое время. Значения констант c_1 и c_2 в уравнении (1.63) приведены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. – Параметры зависимости органического времени (1.63) согласно исследованиям Г. Бакмана

Биологический организм	Единица измерения времени τ	c_1	c_2
<i>Растения</i>			
Ячмень	дни	5,84044	–10,29921
Кукуруза	недели	7,18196	–8,02419
Дуб	годы	1,47114	–2,75848
Бук	годы	1,69212	–3,10252
<i>Животные</i>			
Дафния	дни	1,57380	–1,80370
Сельдь	месяцы	1,57640	–2,49900
Мышь	недели	1,01845	–0,98142
Человек	годы	1,73818	–1,89076

В своих выводах Г. Бакман отмечал, что эмпирические закономерности, характеризующие развитие живых организмов, имеют логарифмический масштаб относительно их основных свойств и времени, при этом кривые роста организмов имеют S-образную форму. Подобные результаты приводятся и у других авторов; обзор некоторых работ в этом плане приведен в источнике [48]. Скорее всего, этот вывод связан с тем, что основные события процессов развития и их характеристические величины имеют логарифмически-нормальное распределение вероятностей.

Эволюцию биологических таксонов во времени А. Зотиным предложено оценивать по изменениям энергетического метаболизма, который связан с удельной скоростью потребления кислорода организмами [35, 36]. Известно, что по мере усложнения организации животных стандартный обмен заметно возрастает и зависит от времени обнаружения этих животных в их палеонтологической летописи. На этой основе А. Зотиным обработано множество данных и получены кривые (шкалы) прогрессивной эволюции и биоэнергетического прогресса для разных типов животных, которые определяются показателем стандартного обмена, изменяющегося в ходе эволюции. При этом, например, стандартный обмен (a , $мВт / г$) связан с геологическим временем (τ , *млн. лет*) зависимостью

$$\tau = 142,86 \ln \left(\frac{a}{7,63} \right).$$

В археологии и палеонтологии широко используется метод радиоуглеродного датирования, на основе которого определяется возраст органических останков путём измерения содержания в материале радиоактивного изотопа ^{14}C по отношению к стабильным изотопам углерода. Предполагается, что радиоуглеродные часы позволяют определять абсолютный возраст различных материалов органического происхождения. Шкала часов начинается от настоящего времени и протирается на 55 – 60 тыс. лет назад в прошлое (рис. 1.11). В качестве интервала наблюдаемого

индикативного события рассматривается полураспад изотопа углерода равный $5,70 \pm 0,03$ тыс. лет. В каждом конкретном случае моментом отсчета радиоуглеродных часов является смерть биологического организма, при этом содержание изотопа ^{14}C в биологическом материале непрерывно уменьшается с учетом периода полураспада. На рисунке 1.11, где приведена калибровочная кривая, используется условный «период полураспада» для ^{14}C , который равен по соглашению 5568 годам и который учтен в кривых датирования, так что получаемый по ним калиброванный радиоуглеродный возраст согласован с астрономической шкалой времени [71].

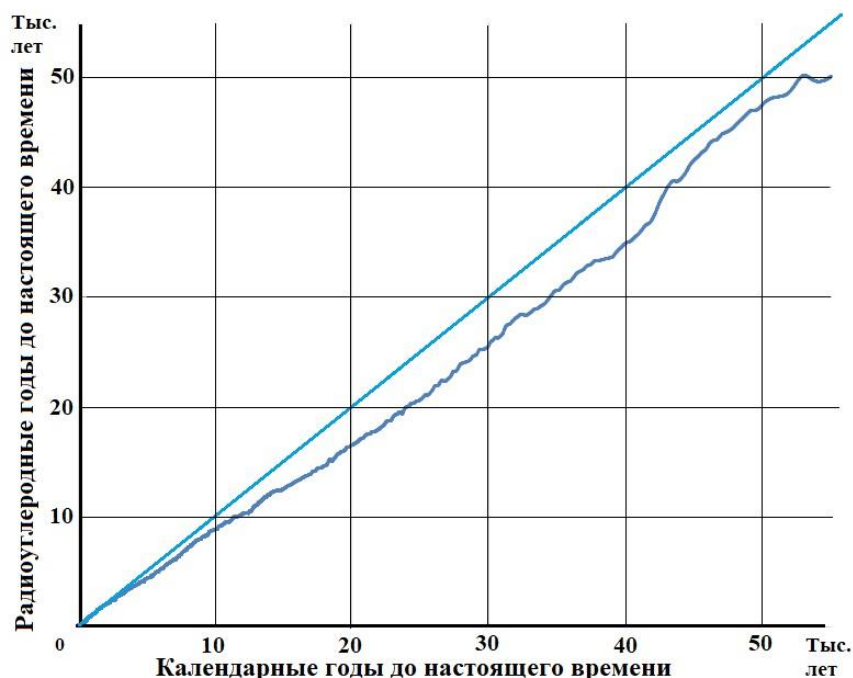


Рис. 1.11. – Калибровочная кривая радиоуглеродного датирования для диапазона от 0 до 55000 лет в прошлое от настоящего времени в северном полушарии.

Таким образом, радиоуглеродные часы позволяют определить возраст мертвого биологического материала по найденному в нем содержанию радиоизотопа углерода и известному периоду его полураспада, при этом радиоуглеродный возраст выступает темпометрическим свойством системного времени.

Подобные закономерности свойственны не только биологическому миру. На рисунке 1.12 представлены распределения характерных событий в техносфере [25]. Из рисунков видно, что распределения событий имеют вид *S*-образных функций, которые закономерно с течением времени выходят на насыщение.

Известно, что развитие многих объектов как техносферы, так и общества характеризуется эмпирическим законом Мура [75]. Его содержание связано с нелинейными зависимостями, которые определяют связь индикативных параметров свойств объектов со временем.

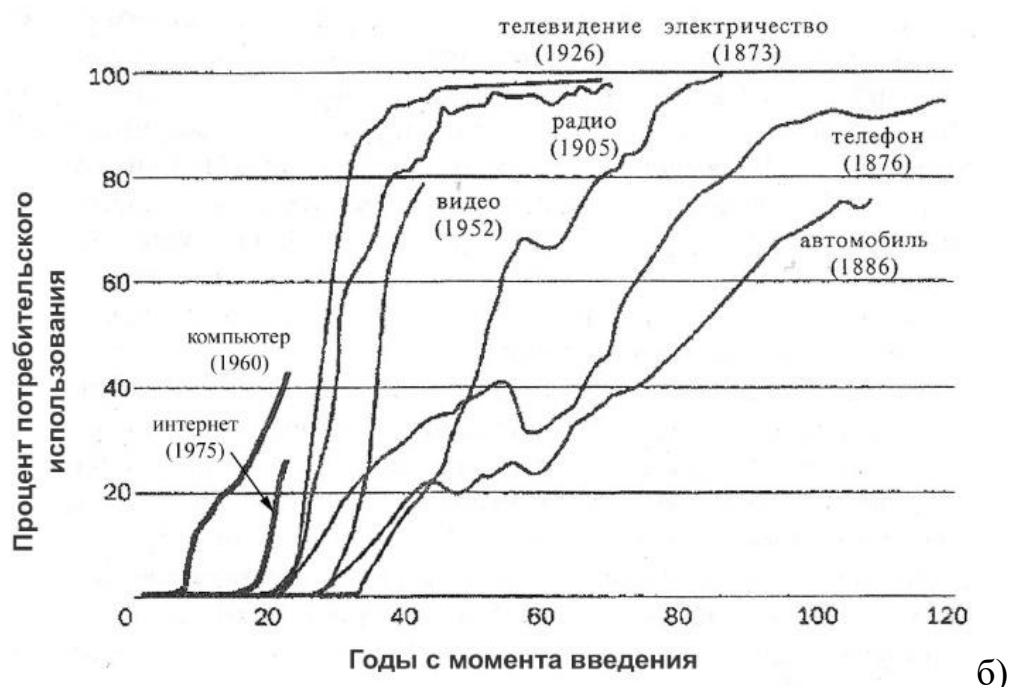


Рис. 1.12. — Распределения событий, происходящих в техносфере

В современном развитии различных классов объектов техносферы существуют две основные закономерности, связанные с ускорением темпов развития и ростом сложности во времени. Однако простая экстраполяция наблюдаемых тенденций в будущее не дает достоверного прогностического результата. Основная причина этого заключается в том, что все экспоненциально развивающиеся с течением времени процессы развития природы, техники и общества в определенный момент замедляются и на больших интервалах времени представляются кривыми *S*-образного развития [11]. Вид кривых

связан с ограничением ресурсов при безмерном развитии. По закону Мура прогрессивному интервалу процесса развития соответствует только линейная часть S-образной кривой, для которой характерен экспоненциальный рост показателей во времени. Существует несколько интерпретаций данного закона, например, законы Рока, Куми, Крайдена, Гроша и др. [10].

Сегодня закон Мура находит свое эмпирическое отражение при описании технического прогресса в различных областях человеческой деятельности. В современном виде обобщенный закон Мура представляется в виде зависимостей [10, 75]:

$$x = x_0 2^{L(\tau - \tau_0)/6} \quad \text{или} \quad x = x_0 e^{r(\tau - \tau_0)}, \quad (1.64)$$

где L , r – некоторые эмпирические коэффициенты, определяющие особенности процесса развития для определенного класса объектов; τ_0 – начальный год действия закономерности, τ – текущий год действия закономерности, x_0 – значение наблюдаемого показателя в начальном году, x – значение показателя в текущем году. Как видно закон Мура отражает экспоненциальный рост значений различных показателей объектов с течением времени (рис. 1.13).

Справедливость закона Мура в той или иной степени подтверждена для процессов развития компьютерной техники и технологий, технического прогресса в авиации, автомобилестроении, космонавтике и для многих других технических систем. Подобные закономерности действуют также в процессах народонаселения и глобального потребления ресурсов, в процессах биологической и общественной эволюции, при региональном и глобальном развитии городов, регионов и стран и т.д. [3, 10, 34].

Закон Мура является частным случаем законов S-образного развития. Для многих процессов в природе и обществе эмпирические распределения событий наблюдения значений показателей в заданный момент времени представляются в виде [2, 34, 45, 60]:

$$\text{Pr} = \alpha_0 + \alpha_1 \ln \frac{x}{x_0}. \quad (1.65)$$

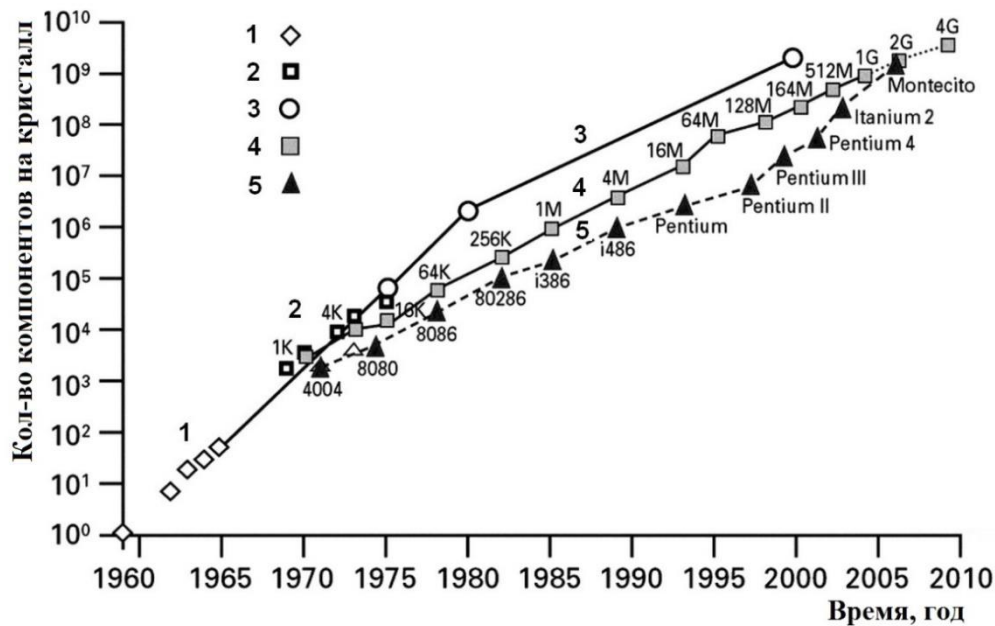


Рис. 1.13. – Рост степени интеграции микросхем [10, 75]:

1 – данные первой половины 60-х годов, на основании которых был сформулирован самый первый вариант закона Мура; 2 – реальные показатели степени интеграции микросхем памяти на рубеже 60-х и 70-х годов; 3 – прогноз Гордона Мура, сделанный в 1975 году; 4 – реальный рост степени интеграции микросхем памяти; 5 – реальный рост степени интеграции микропроцессоров.

На протяженных интервалах времени $\Delta \tau$ в распределении (1.65) коэффициент α_1 слабо зависит от времени, а коэффициент α_0 имеет выраженную зависимость. В этом случае, если считать, что α_1 постоянно, а $\alpha_0 = \alpha_{01} + \beta_{01} \tau$ линейно зависит от времени, из распределения $\text{Pr} = \alpha_{01} + \beta_{01} \tau + \alpha_1 \ln \frac{x}{x_0}$ для значений пробита на линейной части S-образной кривой *пробит- $\ln \tau$* ($\text{Pr} = m_0 + m_1 \ln \tau$), получим зависимость в виде закона Мура в общем виде:

$$x = x_0 e^{a+b\tau+c \ln \tau}, \quad (1.66)$$

где a , b и c – константы.

Зависимости закона Мура часто определяют динамику основных технических параметров объектов техники, имеющих на рынке.

При этом значения этих параметров соответствуют максимально достигнутым значениям в соответствующем классе объектов на конец каждого года, а диапазоны наблюдаемого времени сравнительно не велики от 10 до 40 лет ($\tau \gg \ln \tau$), поэтому статистическое распределение (1.65) определяет характер зависимости закона Мура относительно времени в виде: $x = x_0 e^{a+b\tau+f(\tau)}$.

Таким образом, на основе распределения (1.65) или закона Мура можно создавать простые шкалы системного времени (шкалы датирования) согласованные со стандартизированными шкалами эмпирического времени.

В заключение данного раздела отметим, что в настоящее время существуют меры времени, которые можно в определенном смысле рассматривать как меры системного времени. Однако, даже для простых случаев нет общей методологии построения шкал системного времени.

Темпометрическим свойством для системного времени классов объектов выступает или вероятность индикативных событий реальных процессов или отдельные параметры свойств. Зависимости системного времени от эмпирического носят линейный или нелинейный (чаще всего логарифмический) характер, что определяется особенностями процессов развития. Методы, позволяющие создавать шкалы системного времени по совокупности свойств объектов, которые учитывали бы хроногенез реальных процессов, в настоящее время отсутствуют.

ЭМПИРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ

4.1 Темпоральные процессы и данные

Будем изучать множество объектов одного класса, каждый из которых в определенный момент времени находится в некотором состоянии, исходя из сложившихся внешних и внутренних условий. Информацию о состояниях объектов несут в себе данные эмпирических наблюдений. Предположим, что каждое состояние объекта однозначно определено значениями всех его параметров z_k (в общем случае n). Данные атрибутивные и независимые параметры свойств однозначно характеризуют состояние каждого объекта.

Рассматриваем данные наблюдений темпоральной структуры (рис. 1.14). В этом случае речь идет о массивах дискретных данных, которые имеют общую структуру таблиц в виде «объекты – параметры свойств», причем соответствующее количество таблиц h упорядочено во времени с шагом, равным некоторому временному интервалу [3, 34].

Темпоральные данные – это массивы, хранящие временные данные. В широком смысле – это произвольные данные, которые явно или неявно связаны с определенными датами или промежутками времени. Особенность таких данных в том, что они несут в себе информацию о любых процессах, происходящих в природе и обществе.

Ганс Рейхенбах считал, что наше знание о прошлом основывается на протоколах. Под такими протоколами подразумеваются любые документы о прошедших событиях, различная информация и данные о функционировании и поведении объектов и систем в прошлом и настоящем, собранные летописи, описания и базы данных, отражающие наше знание об окружающем

мире. Исходя из этого, темпоральные данные, как особый вид структурированных количественных протоколов прошлого и настоящего, могут быть описаны с необходимой точностью математическими моделями.

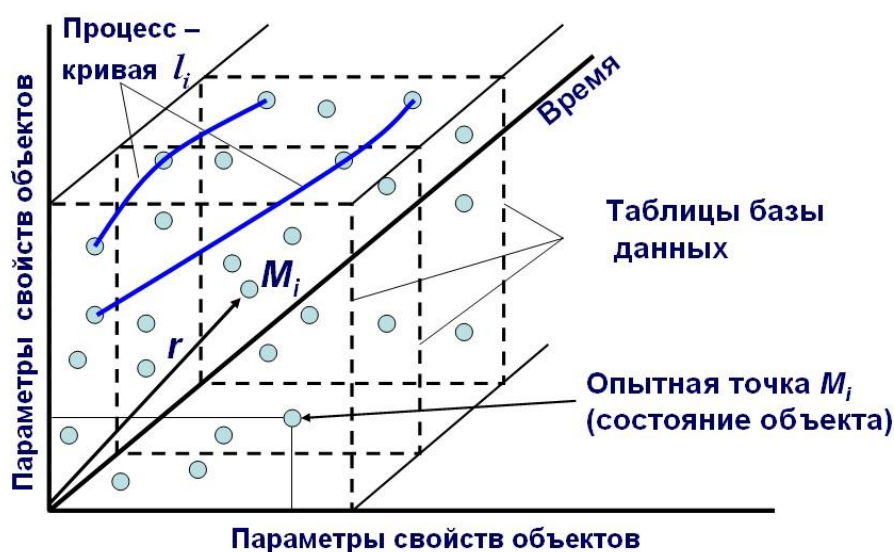
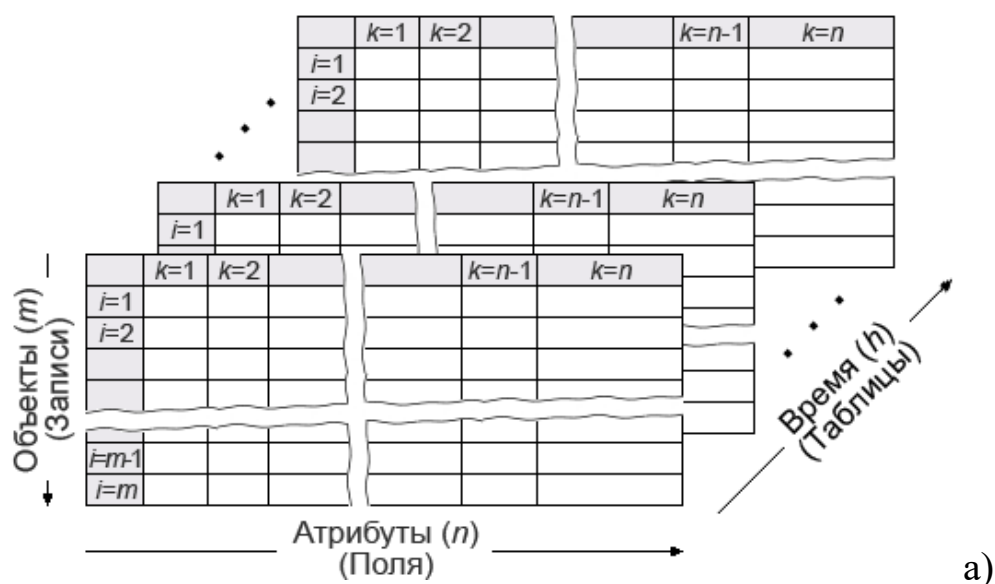


Рис. 1.14. – Темпоральные массивы данных, характеризующие изменения состояний объектов одного класса: а) структура темпоральных массивов данных; б) пространство состояний объектов

В темпоральных массивах данных в качестве объектов выступают однотипные классы (сущности), соответствующие объектам определенной природы. В качестве параметров (атрибутов),

выступают свойства в виде различных физико-химических, биологических, социальных или других величин, имеющих количественное измерение (рис. 1.14). При этом для процесса изменения состояния каждого i -того объекта (например, процессы l_i на рис. 1.14) характерны определенные последовательности с заданными параметрами свойств z_k ($k = 1 \div n$), изменяющимися во времени и представляющими собой совокупность временных рядов.

Любые наблюдаемые процессы и явления можно представить как хронологические последовательности самых различных событий. В этом плане статистические наблюдения в виде временных рядов значений достигнутых показателей или параметров свойств объектов можно рассматривать как последовательности однородных событий. Поэтому анализ состояния и развития систем и объектов будем основывать на регистрации и изучении событий в их временной последовательности, а также характеристических величин событий и их апостериорных вероятностей.

Из приведенного выше следует, что для изучения хроногенеза реальных процессов в каждом конкретном случае необходимо выделить последовательности однородных событий, отражающих динамику изменения значений основных показателей и параметров свойств, и оценить их вероятности. При этом под однородными событиями понимаем ряд событий, однотипных по содержанию отражаемой информации и повторяющихся в течение всего процесса функционирования или развития объекта природы, техники или общества.

Определим события, которые могут иметь отношение к статистической информации о состоянии объектов, представленной в виде темпоральных массивов данных. Будем считать, что для каждого момента наблюдения имеется таблица данных (всего h таблиц в интервале времени наблюдения), в которой по строкам перечислены однотипные объекты, а по столбцам заданы значения их характерных параметров свойств (рис. 1.14).

В любой момент наблюдения каждого такого параметра для i -того объекта реализуется событие A , связанное с определением значения этого параметра, как характеристической величины данного события.

Применительно к такой информации можно выделить следующие основные события для которых могут быть определены вероятности.

1. Если ведутся наблюдения одного параметра z_k применительно к группе объектов (относятся к определенному моменту наблюдения и к столбцу одной таблицы данных), то для каждого конкретного параметра реализуются события, связанные с определением значения этого параметра для разных объектов. Все события образуют полную группу и их вероятности могут быть нормируемы. Для дискретных событий $\sum_{i=1}^m w_i = 1$, для непрерывных

случайных величин $\int_0^{\infty} f(z_k) dz_k = 1$, где i – номер объекта, z_k – k -тый параметр общий для изучаемой группы объектов, m – количество объектов, а $f(z_k)$ – плотность распределения вероятностей величины Z_k , которая оценивается по данным для всех m объектов.

Все события наблюдения значений параметра z_k для разных объектов в данном случае можно рассматривать как совместные, так как они привязываются к одному и тому же моменту времени – например, годам, месяцам, минутам и т.д.

Одномерные распределения вероятностей для одного параметра как случайной величины по данным для различных объектов легко находятся с использованием программных продуктов статистического анализа данных.

Эмпирическая функция распределения величины Z_k строится для кумулятивных относительных частот.

2. Если ведутся наблюдения некоторого параметра z_k применительно к конкретному i -тому объекту (относятся к разным таблицам данных), то для каждого такого параметра реализуются события, связанные с определением значения этой величины для одного объекта, но в разные моменты времени.

В этом случае в любой момент наблюдения реализуется событие, связанное с определением значения этого параметра, как характеристической величины данного события. При этом вся последовательность наблюдений для параметра z_k представляется временным рядом, а события наблюдения значения этого параметра относящиеся к разным таблицам массива данных являются несовместными.

Все временные ряды значений параметра z_k для всех m объектов можно рассматривать как семейство реализаций некоторой случайной функции $Z_k(\tau)$, где τ – время. При фиксированном значении τ случайная функция $Z_k(\tau)$ превращается в обычную случайную величину Z_k .

Для случайной функции $Z_k(\tau)$ можно построить на основе ее известных реализаций эмпирический закон распределения вероятностей известными методами [21].

3. В любой момент наблюдения за состоянием объекта может быть реализовано сложное совместное событие одновременного определения значений нескольких параметров. Наблюдения осуществляются применительно к каждому i -тому объекту, и при реализации такого события может формироваться множество комбинаций совместного наблюдения разных параметров. Все такие события относятся к одной и той же таблице данных и являются совместными. Вероятности таких сложных совместных событий могут быть определены как теоретическим путем на основе применения теорем умножения вероятностей, так и алгоритмически.

Для темпоральных данных можно построить общую среду

моделирования в виде многомерного пространства состояний объектов, так как это показано на рис. 1.14, б. В этом случае считаем, что для m объектов одного класса в темпоральных массивах данных содержится количественная информация об n параметрах z_k ($k = 1, 2, \dots, n$), характеризующих свойства изучаемых объектов. Для любого класса объектов величины z_k могут быть приняты в качестве переменных состояния.

Все опытные факты о процессах и явлениях в неживой и живой природе связаны с их представлением именно в виде темпоральных данных. В таких данных время выступает системообразующим фактором по отношению к изменению и развитию состояний объектов различной природы.

Перед нами стоит цель сформулировать методические принципы обработки и анализа темпоральных массивов опытных данных для получения темпоральных закономерностей, которые бы имели общий характер и не были бы явно привязаны к той или иной области знаний.

4.2 Феноменологические закономерности в темпорологии

Идею создания феноменологической модели представления времени свяжем с опытным фактом существования возможности измерения времени. Данное положение состоит в том, что когда за произвольным объектом ведется полное наблюдение, то можно говорить о том, что в заданный момент времени имеется информация обо всех значениях параметров его свойств z_k . При этом наблюдение значения отдельного свойства можно рассматривать как исход опыта в виде простого регистрируемого события, одновременное наблюдение нескольких значений различных свойств — как совместное событие.

Всегда изучаемое в опыте множество объектов счетное, причем

каждый объект может иметь признак, отличающий его от других объектов. Данный признак будем обозначать в виде верхнего индекса в скобках, который будет представлять номер объекта.

Для множества существующих и одновременно наблюдаемых объектов одного класса применительно к массивам темпоральных данных (рис. 1.14) этот факт можно представить в виде соотношений:

$$\begin{aligned} \tau &\Rightarrow \{z_1^{(1)}, z_2^{(1)}, \dots, z_n^{(1)}\}; \\ \tau &\Rightarrow \{z_1^{(2)}, z_2^{(2)}, \dots, z_n^{(2)}\}; \\ &\dots\dots\dots; \\ \tau &\Rightarrow \{z_1^{(m)}, z_2^{(m)}, \dots, z_n^{(m)}\}, \end{aligned} \quad (1.67)$$

где z_k^i – соответственно значения параметров свойств объектов; τ – момент эмпирического времени наблюдения за объектами; m – количество объектов.

Данное соотношение справедливо для любого объекта и любого момента времени, как прошлого, так и настоящего, при условии, что исходные данные о состоянии объекта собирались в процессе наблюдения или опыта. Следует особо отметить, что соотношение (1.67) справедливо для объектов и систем любой природы.

Вполне естественно, что здесь возникает вопрос – как быть с искусственными циклическими процессами (например, процессами работы тепловых машин, различных устройств и т.д.). Отметим, что в этом случае обычно в одном сложном процессе объединяется несколько более простых, но качественно разных, процессов. Для таких систем сложно построить общее пространство состояний, поэтому эти случаи рассматривать не будем.

Соотношение (1.67) вводит логическое отношение между объектами, из которого следует, что в любой момент наблюдения состояние объекта 1 наблюдается одновременно с состоянием объектов 2, 3 и так далее по всем объектам. Тоже самое можно сказать и о каждом значении параметров свойств этих объектов. В целом это строгое отношение порядка, вытекающее из отношения

одновременности, которое удовлетворяет свойствам рефлексивности, транзитивности и симметричности, т.е. является отношением эквивалентности. Факт существования соотношения (1.67) подтверждается множеством опытных данных по измерениям времени.

Если для наблюдаемых m объектов рассматривать значение τ как измеренное часами время, то условие одновременности наблюдения означает, что в заданный момент всем объектам ставится в соответствие некоторое одинаковое значение эмпирического времени, определенное в соответствии со стандартизированной системой его измерения, как это представлено соотношением (1.67).

Примем условие существования возможности измерения времени и условие одновременности наблюдения как очевидный факт, который подтверждается опытом и практикой человечества.

Следующим опытным фактом является то, что очень часто процесс изменения состояния объекта (от состояния 1 до состояния 2) в зависимости от внешних и внутренних условий может протекать с различной интенсивностью. Для любого объекта и любого его свойства мы всегда можем определить скорость процесса, связанного с материальными движениями. Поэтому, исходя из опытных данных, в любом наблюдаемом процессе изменения параметра свойства можно задать скорость (интенсивность) процесса, которая не обязательно будет постоянной:

$$v_{z_k^{(i)}} = \left(\frac{dz_k^{(i)}}{d\tau} \right)_{l_z}. \quad (1.68)$$

Возможность определения в опыте величины $v_{z_k^{(i)}}$ приводит к обобщенному феноменологическому наблюдению. Этот опытный факт, вытекающий из практики человека, связан с ходом времени, о котором мы образно говорим, что «время течет». Ход времени определяет хроногенез процессов и приводит к тому, что наблюдаемые события настоящего становятся событиями прошлого, а

произошедшие события прошлого отодвигаются еще глубже во времени. Сегодня практически во всех физических моделях времени данный опытный факт не учитывается. Для того, чтобы показать течение измеряемого нами времени необходимо задать некоторую величину, систему отсчета, реальную или абстрактную среду, по отношению к чему можно было бы показать необратимое течение времени, которое отражается в наблюдении событий, характерных для процессов. Для определенного класса объектов подобная величина (среда) должна формироваться из опыта.

Таким образом, свойство времени, которое определяется одновременностью наблюдаемых событий, а также упорядочиванием событий в шкале эмпирического времени до наблюдаемого момента времени или после его, учитывается соотношением одновременности событий (1.67). Свойство течения времени связывается с хроногенезом темпоральных процессов путем учета скорости или интенсивности этих процессов во времени согласно (1.68). Свойство необратимости времени определено в шкале эмпирического времени упорядоченными последовательностями индикативных событий, характеризующих реальный процесс функционирования или развития объекта.

4.3 Некоторые обобщения и гипотезы темпоральных измерений

Подводя итоги всему материалу, изложенному в первой части книги, отмечаем, что применительно к темпоральным закономерностям процессов изменения состояний объектов одного класса вопрос о математическом представлении этих закономерностей решается вполне определенно: необходимо иметь величины для описания как состояний объектов, так и процессов изменения этих состояний. В соответствии с соотношением (1.56) вида $dQ = \theta d\omega$ в первом случае – это темпометрический потенциал

состояния θ , а во втором случае – изменение темпометрической координаты состояния $d\omega$ – системного времени. Из теории известно [3, 29, 39], что, если в условиях квазистатического процесса некоторая величина dQ может быть представлена в аддитивной форме $dQ = Z_1 dz_1 + Z_2 dz_2 + \dots + Z_n dz_n$, то она при определенных условиях может быть приведена к виду $\theta d\omega$, где θ – интегрирующий делитель для величины dQ , а $d\omega$ – полный дифференциал.

В сущности, на этой идее построены теории во многих областях естествознания. Например, произведение любой обобщенной силы на дифференциал обобщенной координаты дает приращение работы $dA = \zeta dg$ и эта зависимость справедлива для электрических, магнитных и поверхностных явлений. В механике работа $dA = F dx$ равна произведению F силы на перемещение тела dx и т.д.

Поэтому, в темпорологии, чтобы учесть факт течения времени и возможность задания в совокупности интенсивности изменения параметров свойств в произвольном реальном процессе, будем использовать гипотезу о существовании некой величины, которая тесно связана с течением времени и однозначно характеризует хроногенез процессов материальных движений для данного класса объектов. По аналогии с логикой построения термодинамики, где есть понятие количества теплоты, в этом плане будем использовать понятие *количества воздействия*, которое было предложено А. Гухманом в качестве количественной меры воздействий для процессов различной природы и которое является функцией процесса l [29]. Будем считать, что эта величина комплексно характеризует уровень и интенсивность воздействий на объекты при совершении процессов и позволяет количественно сравнить между собой процессы при изменении свойств объектов одного класса. Считаем, что количество воздействия связано с системным временем реального процесса в форме $dQ = \theta d\omega$, как это показано в разделе 3.3.

В связи с тем, что системное время является темпометрической

координатой изменения состояния объекта, а элементарное изменение количества воздействия dQ представляется в виде произведения потенциала состояния θ на дифференциал системного времени $d\omega$, то следует конкретизировать понятие потенциала состояния θ .

В соответствии с (1.56) данная величина должна определяться на основе имеющегося массива темпоральных данных, давать представление о состоянии объекта в целом и зависеть только от параметров свойств. В математическом отношении она является функцией точки и определяет конфигурацию линии процесса. Естественно, что в зависимости от выбора мер для измерения состояний объекта можно предложить различные потенциалы, которые будут эмпирически определяемыми величинами.

Тогда для любого процесса материального движения l эмпирические уравнения, связывающие величину dQ с изменениями потенциала состояния $d\theta$, могут быть представлены в виде:

$$c_l = \left(\frac{dQ}{d\theta} \right)_l. \quad (1.69)$$

Определим величину c_l как темпоральность процесса материального движения l .

В каждом конкретном случае по опытным данным необходима проверка гипотезы существования величины dQ , которая характеризует данный род материального движения, а также разработка системы измерения или оценки данной величины. Отметим, что это не простая задача, требующая накопления множества опытных данных. Однако, только после этого и при наличии систем измерения величин dQ и θ , можно говорить о возможном определении системного времени $d\omega$ и величин c_l , которые будут в целом отражать в совокупности темпоральную интенсивность разных процессов в различных условиях.

Таким образом, одна из основных задач в дальнейшем связана с разработкой систем измерения и оценки количества воздействия,

потенциала состояния и системного времени применительно к процессам изменения состояний объектов различных классов. С этой целью сформулируем следующие гипотезы.

1. Построение шкалы измерения величины θ должно основываться на принципе относительности состояний объектов по отношению к состояниям объекта, принятого в качестве опорного, причем данная величина должна зависеть только от значений параметров свойств согласно соотношения (1.56). В свою очередь, в качестве темпометрического свойства при построении шкалы следует использовать или вероятность некоторых индикативных событий, характеризующих состояние в целом, например, совместное событие наблюдения значений параметров свойств или различные геометрические или эмпирические меры, определяемые относительно величин z_k . Шкала величины θ должна быть линейной, а сама величина должна являться функцией точки в пространстве состояний объектов одного класса, т.е. представляться уравнением состояния $\theta = \theta(z_1, z_2, \dots, z_n)$ по отношению ко всему существующему массиву темпоральных данных.

2. Построение системы измерения количества воздействия должно основываться на предположении аддитивности этой величины по отношению к реальным процессам, характерным для данного класса объектов. Измерения должны основываться на принципе относительности изменения состояний объектов по отношению к процессу функционирования или развития опорного объекта, принятого в качестве эталонного процесса. Конфигурация любой линии процесса должна определяться величиной θ , а сама величина количества воздействия должна являться функцией процесса в пространстве состояний объектов одного класса.

Особо отметим, что может быть предложено несколько способов определения количества воздействия для объектов одного класса. Это могут быть способы, основанные на математических или эмпирических системах оценки. Между величинами количества

воздействия, оцениваемыми различными способами, должна существовать связь, так как анализируются одни и те же темпоральные процессы разными количественными методами.

3. Изменения системного времени $d\omega$ для любого реального процесса в пространстве состояний объектов одного класса должно определяться с учетом соотношения $dQ = \theta d\omega$. Сама величина системного времени должна являться функцией точки в пространстве состояний объектов, т.е. представляться функцией состояния $\omega = \omega(z_1, z_2, \dots, z_n)$, так как системное время является полным дифференциалом. Методы определения величины ω должны основываться на оценках величин dQ и θ , исходя из соотношения $d\omega = dQ/\theta$ или путем непосредственного измерения системного времени по характеристикам процесса изменения состояния объекта (системы).

В следующих разделах книги мы должны строго обосновать изложенные гипотезы и предложить метод обработки, анализа и описания темпоральных данных применительно к системам и процессам различной природы.

Практический опыт всей термодинамики указывает на то, что такой метод в темпорологии может быть сформулирован и обоснован.

ЧАСТЬ II

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕМПОРОЛОГИИ

Темпорология является феноменологической наукой, которая опирается на обобщение опытных фактов. Под «феноменологической» теорией В. Гейзенберг понимал такую формулировку закономерностей, в которой наблюдаемые процессы и явления не сводятся к общим законам природы. На основе этого подхода формулируются многие системно-феноменологические теории, в которых отказываются от излишней детализации объектов, процессов и явлений.

В темпорологии изучаются состояния объектов и систем и темпоральные процессы, для описания которых можно ввести понятие системного времени. Под такой величиной понимается собственное, внутреннее, особое, метаболическое и т.д. время применительно к объектам различной природы, которое определено реальными процессами их функционирования и развития. Наблюдаемые процессы характеризуются изменением состояний объектов, которые, в свою очередь, описываются параметрами их макроскопических свойств.

Предложенная системно-феноменологическая модель представления времени позволяет развить методы экспериментальной темпорологии, основной задачей которой является изложение общих принципов, положений и моделей обработки и анализа опытных данных, позволяющих установить темпоральные закономерности. Данные закономерности, хотя и отличаются для различных классов объектов, однако описываются общесистемными феноменологическими соотношениями. При решении этой задачи исходят из общей системы описания опытных данных в различных предметных областях.

ВВЕДЕНИЕ В ТЕМПОРОЛОГИЮ

5.1 Предмет и метод темпорологии

Научный подход, принятый в темпорологии, как особая методология исследования темпометрических свойств объектов, процессов и явлений, изначально распространяется на системы различной природы. Положения темпорологии тесным образом связаны с логическими принципами и положениями термодинамики. В основу темпорологии положен универсальный логический метод, основанный на применении в самых разных предметных областях объективного подхода при описании процессов и явлений, при котором опыт признается единственно возможной основой для создания теорий и моделей.

Определим *темпорологию* как междисциплинарную науку, изучающую время и его свойства, а также факты и закономерности темпоральных процессов наблюдаемых в природе и обществе.

Исходя из этого, *объектом исследования* темпорологии является множество различных объектов и систем, состояния которых изменяются во времени. В свою очередь, *предметом изучения* темпорологии служат все наблюдаемые факты изменения во времени состояний объектов и систем, которые представляют собой статистически закономерный результат различных видов взаимодействий в природе и обществе.

Другими словами предмет изучения охватывает понятие времени, его концепции, свойства, методы измерения и описания в различных науках, а также закономерности темпоральных процессов. Изучение наблюдаемых фактов основывается на использовании общесистемного метода, который состоит в феноменологическом описании эмпирических данных, характеризующих изменчивость объектов, процессов и явлений.

Предлагаемый метод темпорологии является результатом синтеза методов естественных наук, и в первую очередь, термодинамики, теории вероятности, математической статистики, дифференциальной геометрии и информатики, и представляется одним из возможных путей поиска закономерностей темпоральных процессов. Ценность метода заключается в том, что он позволяет подойти к изучению особенностей в изменении состояний объектов, исходя из учета наиболее общих феноменологических закономерностей процессов и явлений. В этом плане темпорология рассматривает только реально наблюдаемые процессы в классах объектов и системах различной природы.

Идея общего научного подхода, принятого в темпорологии, связана с математическим описанием многомерных пространств состояний объектов и использованием массивов данных наблюдений, представленных в единой структурированной темпоральной (временной) форме. Макроскопические модели представляют пространство состояний как некоторую сплошную модельную среду с непрерывным распределением значений переменных состояния. Таким моделям пространств приписываются феноменологические свойства, которые характерны для того или иного класса объектов.

В основу темпорологии положены общесистемные принципы и положения, которые присущи любым наблюдаемым процессам и явлениям. В качестве таких принципов выступают: эмпирический факт возможности измерения времени на основе определенных процессов присущих классу объектов; универсальное представление данных опыта в виде темпоральных данных; изоморфизм временных последовательностей событий и их характеристических величин по отношению к природным и общественным процессам (принцип представления времени в качестве системообразующего фактора); возможность наблюдения разных событий в один и тот же момент времени (принцип одновременности); свойство устойчивости относительных частот событий; использование закономерностей и

критериев сходства и изоморфности (свойство транзитивности состояний); принцип соответственных состояний для объектов и систем различной природы; положение о континуальности многомерных пространств состояний класса объектов; существование эмпирических мер (инвариантных величин) для оценки в целом состояний и возможность их измерения и полевого представления для объектов одного класса; математический аппарат теории сплошных сред и соотношения многомерной дифференциальной геометрии; естественнонаучные представления обобщающие статистические и эмпирические факты, а также феноменологические законы в виде основных положений темпорологии, уравнения состояния, балансовые соотношения и т.д.

На основе указанных принципов и положений формулируются четыре постулата, излагается теория и математический аппарат, выводятся фундаментальные уравнения и обобщаются законы темпорологии, имеющие общесистемное содержание.

5.2 Основные понятия и гипотезы

В темпорологии используется представление о том, что любому процессу или явлению может быть поставлено в соответствие несколько шкал измерения времени, а каждый реальный процесс обладает своим хроногенезом [18]. Под хроногенезом понимается комплекс особенностей и закономерностей формирования и течения во времени процессов, характерных для класса объектов. При этом все реальные процессы с точки зрения термодинамики являются необратимыми. В темпорологии представления о необратимости процессов в классическом изложении не используются, т.к. время в своей сути уже необратимо. Для описания хроногенеза процессов применяется понятие системного времени – величины, выступающей в качестве меры темпоральности процессов и явлений.

В основу темпорологии положено общее понятие *системы (объекта)* – совокупность взаимосвязанных элементов, находящихся в отношениях и связях между собой и образующих некоторую целостность, единство. Особо выделяется *класс* объектов – множество однотипных объектов, обладающих общими свойствами и качественными признаками. Каждый объект определенного класса обладает общим набором *свойств* – объективными и атрибутивными характеристиками, которые отражают существенные и неотъемлемые признаки или отличительные особенности объектов. *Параметр* свойства – величина, характеризующая свойство объекта и имеющая численное значение.

С учетом приведенных определений под *состоянием* объекта подразумевается совокупность его свойств и текущих значений их параметров, которые формируются под действием внешних и внутренних условий в конкретный момент наблюдения. Исходя из этого, любой *темпоральный процесс* (временной процесс) определяется, как закономерное изменение состояния объекта в последовательные моменты наблюдения. Под реальным процессом в данном исследовании понимается любой темпоральный процесс, который монотонно развивается во времени за счет естественных причин и относится к объектам природы и общества. При этом подчеркиваем, что любой процесс в своей сути всегда зависит от времени (в классическом физическом определении процесс */лат. processus – движение вперед/* – последовательное закономерное изменение явления или состояния во времени).

Таким образом, в формализованном представлении класс объектов можно представлять как совокупность всех состояний системы (пространство состояний), если в качестве макросистемы рассматривать весь наблюдаемый класс объектов в целом. В свою очередь темпоральные процессы будут отражать изменчивость состояний объектов как экземпляров класса в данном пространстве состояний.

Для описания и характеристики процессов кроме изменения свойств объектов используется понятие *события* – любой наблюдаемый факт, который выражается в изменении состояния объекта. *Последовательность* событий – ряд однородных событий, происходящих одно за другим в последовательные моменты наблюдения. *Характеристическая величина* события – параметр, показатель или характеристика, непосредственно относящиеся к событию и имеющие численное значение.

Событие будем понимать в широком смысле, включая в его суть как наблюдаемые качественные и количественные факты явлений, реакций, эффектов, результатов действий и т.д., так и факты измерения различных величин в процессе их одиночного изменения или их изменения в совокупности. Под понятием *одновременности* событий понимается существование разных событий в один и тот же момент наблюдения.

Считается, что свойства и события в совокупности полностью отражают состояние объекта и все происходящие с ним изменения и однозначно характеризуют темпоральные процессы. Изменение состояний объектов будем представлять в виде последовательностей регистрируемых простых, сложных и совместных событий. При этом информацию о процессах изменения состояний объектов могут нести в себе как параметры свойств, так и характерные (индикативные) события и их характеристические величины. Для каждого такого события может быть определена его апостериорная вероятность или найдено значение соответствующей характеристической величины (нескольких величин) – значений параметров свойств, комплексных показателей или характеристик состояния объекта.

В данном исследовании за *вероятность состояния* объекта (некоторого состояния M) принимается вероятность совместного события наблюдения значений нескольких параметров свойств (переменных состояния) или вероятность некоего индикативного

события, характеризующего темпоральный процесс изменения состояния объекта в определенном аспекте.

Рассматриваем время как общее свойство опытных данных, отражающих состояние и развитие (функционирование) конкретного класса объектов (систем). Исходя из этого, приведем несколько понятий и определений, необходимых для формирования представлений о времени как меры интенсивности и длительности процессов и характеристики последовательной смены (изменчивости) состояний объектов в темпоральных процессах.

Эмпирическое время – это мера времени, определение которой основано на применении некоей эмпирической шкалы, использующей для непосредственной оценки периодический физический процесс. В зависимости от того, какой эталонный объект и реализуемый им процесс будет принят в качестве часов, существует несколько различных шкал измерения времени. Регистрируемые в часах потоки событий являются равномерными и регулярными. Эмпирическое время, как объект измерения, привносится извне в процесс наблюдения, исследования или моделирования системы любой природы. Данное время будем определять по международной атомной шкале τ , при этом считаем, что эмпирическое время есть физическое воспроизведение универсальной арифметизированной шкалы времени в смысле абсолютного времени Ньютона. Данная шкала времени ориентирована на измерение длительностей в последовательностях любых событий, так как она построена *вне отношения* к конкретным объектам. Шкала эмпирического времени представляет собой шкалу интервалов. Эмпирическое время τ является положительной величиной.

Время можно измерять и по шкале отсчета времени, основанной на использовании наблюдаемой последовательности событий, которые свойственны реальным процессам изменения состояний объекта. В этом плане используем такое понятие.

Системное время – мера времени в виде скалярной величины, характеризующая реальные темпоральные процессы и количественно выражающая интенсивность изменения состояний объектов в этих процессах. Системное время ω отражает хроногенез процессов, протекающих в конкретных объектах, и является величиной используемой для описания темпоральных процессов в пространстве состояний класса объектов.

Для определенного класса объектов на основе оценки событий и в зависимости от выбора процесса может быть предложено несколько шкал измерения системного времени. Например, по последовательностям событий изменения одного определенного параметра свойства, по последовательностям изменения нескольких параметров свойств в совокупности или по последовательностям событий изменения неких характеристик состояния. Соответствующие события могут быть случайными, закономерными, простыми, сложными, совместными и т.д. Шкалы системного времени могут быть калиброваны по отношению к шкале эмпирического времени. Изначально шкала системного времени является шкалой интервалов, однако она может быть преобразована в шкалу отношений для объектов, входящих в один класс. Системное время ω является положительной величиной.

Таким образом, эмпирическое и системное время являются различными количественными мерами для оценки состояний объектов и их изменений в темпоральных процессах.

Для темпорологической оценки процессов будем использовать дополнительную переменную *количество воздействия* – величину, характеризующую интенсивность и продолжительность процессов изменения состояния объекта и отражающую закономерности хроногенеза, а также воздействие внешней среды и влияние внешних и внутренних условий на объект. Количество воздействия Q_i (по логической аналогии с количеством теплоты) однозначно

характеризует каждый темпоральный процесс l изменения состояния объекта во времени и пространстве свойств.

Для каждого объекта и темпорального процесса l приращения количества воздействия и системного времени согласно (1.56) связаны между собой: $dQ_l = \theta d\omega$, где θ – темпометрический потенциал состояния объекта. Для определенности будем называть данный темпометрический потенциал *менсурой* (от лат. *mensura* – мера). Менсура является относительной величиной, характеризующей в динамике меру отклонения состояний изучаемого объекта от опорных состояний, установленных по соглашению для определенного класса объектов и заданных моментов наблюдений. Эта величина в целом характеризует состояния объектов при темпоральных изменениях (по аналогии с температурой в термодинамике, если величину θ рассматривать в переносном логическом смысле).

Будем считать, что менсура и количество воздействия для определенного класса объектов и экземпляров этого класса могут быть определены на основе принятых по соглашению систем измерений.

Таким образом, для любого класса объектов для оценки темпоральности процессов кроме эмпирического времени имеем еще три величины: количество воздействия Q_l и менсору θ в качестве величин, определяющих темпоральный процесс l изменений состояний каждого объекта, а также системное время ω , которое является функцией состояния и определяет характер всех реальных процессов в пространстве состояний для класса объектов в целом. Данные величины связаны между собой установленным ранее соотношением $dQ_l = \theta d\omega$.

Идею создания феноменологической модели представления времени свяжем с опытным фактом существования различных способов измерения времени, а также с тем, что ход времени взаимосвязан с хроногенезом процессов, интенсивность которых

может быть количественно оценена. Для обобщения опытных фактов будем использовать следующие гипотезы.

1) Каждому состоянию объекта может быть присвоено значение менсуры θ , каждому процессу – изменение значения количества воздействия ΔQ_l , которые определяются согласно принятых систем измерения. При этом величина θ – является функцией точки, а величина ΔQ_l – функцией процесса.

2) Менсура и количество воздействия в совокупности однозначно отражают хроногенез реальных процессов, протекающих в объектах одного класса. При этом для каждого процесса l количество воздействия dQ_l связано с изменением менсуры $d\theta$ эмпирически устанавливаемой зависимостью:

$$dQ_l = c_l d\theta. \quad (2.1)$$

Величину c_l определим как темпоральность процесса l в определенном диапазоне изменения свойств и состояний объекта. В общем случае данная переменная зависит от параметров свойств.

Таким образом, уравнение $dQ_l = \theta d\omega$ характеризует интенсивность процессов с изменением системного времени, а зависимость (2.1) – интенсивность процессов при изменениях состояний объектов.

3) Все опытные данные о процессах изменения состояний объектов могут быть представлены в виде структурированных массивов темпоральных данных. Под такими данными понимаем массивы наблюдений, хранящие временные данные. В широком смысле – это произвольные данные, которые связаны с определенными моментами, датами или промежутками времени. Структура таких данных представима в виде таблиц: объекты (экземпляры класса) – параметры свойств (атрибуты класса). Таблицы упорядочены в эмпирическом времени τ .

4) Для массивов темпоральных данных можно построить среду моделирования в виде многомерного пространства состояний

E^n , где координатные оси соответствуют независимым переменным z_1, z_2, \dots, z_n – параметрам свойств, которые принимаем в качестве переменных состояния. Значения данных величин определяют положение произвольного состояния в пространстве E^n . Начало отсчета выбирается таким образом, чтобы соответствовать нулевым значениям переменных состояния z_1, z_2, \dots, z_n . В таком представлении состояния объектов при моделировании будут изображаться точками M многомерного пространства E^n , а процессы изменения состояний l – линиями этого пространства.

5) Пространство состояний E^n содержит все потенциально возможные состояния класса объектов, исходя из их математического представления в данном пространстве. Наблюдаемые реальные процессы изменения состояний объектов будут отражать особые свойства этого пространства. Само пространство E^n в целом обладает статичными свойствами: все состояния представляются в нем мгновенно для всего множества наблюдаемых моментов времени (прошлого, настоящего и даже ожидаемого будущего) и охватывают все возможные события (не обязательно наблюдаемые в опыте). В свою очередь, спектр реальных процессов (множество наблюдаемых процессов l) описывает в пространстве E^n реально существующие траектории (реализации) изменения состояний экземпляров класса, исходя из опытных данных.

6) Предполагается, что для пространства E^n применима континуальная концепция, согласно которой существует непрерывное поле некой величины, характеризующей состояния объектов в целом. В качестве такой величины рассматривается менсура состояния θ . В этом случае пространство состояний представляется в виде сплошной среды, а каждый элемент поля θ связан со всеми соседними элементами с учетом закономерностей, свойственных пространству состояний E^n . При этом массивы темпоральных данных, как

результаты опыта или наблюдения, будут представляться в виде ограниченной выборки точек M_i из сплошной среды пространства E^n , в свою очередь, представляющим собой бесконечное количество состояний.

7) Считаем, что по отношению к результатам наблюдений справедлив принцип инвариантности, когда в пространстве состояний дискретные данные (облако n -мерных точек M_i) формируют некий «темпоральный образ класса», отражающий в определенной степени сущность континуальных закономерностей полевой величины. При этом инвариантность образа будет связана с изометрией пространства E^n , когда сохраняются расстояния между точками M_i , измеренные определенным образом.

8) Для объектов одного класса справедливо свойство *транзитивности* состояния, которое может быть представлено как логическое отношение между состояниями объектов. Из этого свойства следует, что идентичные объекты ведут себя приблизительно одинаково в одних и тех же условиях окружающей среды. Это позволяет использовать принцип соответственных состояний, согласно которому состояния объектов могут подчиняться одному уравнению состояния, если это уравнение выразить через некоторые приведенные переменные. Т.е. непрерывное скалярное поле величины θ , существующее в пространстве E^n , может быть математически описано.

9) Аналитическое описание полевых закономерностей может быть осуществлено путем установления связи между величиной менсуры θ и априори заданной в пространстве E^n его математической моделью $\theta = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$. Модель может быть выбрана на основе геометрического, вероятностного, темпорального или эмпирического похода к процессу моделирования. Данная модель однозначно связана с переменными z_1, z_2, \dots, z_n и может быть описана скалярной функцией, зависящей от этих переменных. Вид функции

$t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ определяется перебором эмпирических уравнений состояний и выбором из них наиболее адекватных и достоверных по отношению к опытным данным.

10) Поле состояний в пространстве E^n может быть стационарным и нестационарным. В первом случае параметры свойств зависят от времени, однако в уравнении поля эмпирическое время по отношению к свойствам выступает в качестве общего параметра $\theta(\tau) = t(z_1(\tau), z_2(\tau), \dots, z_n(\tau))$. При этом само уравнение от времени не зависит. Это означает, что каждое состояние стационарно относительно пространства E^n . Во втором (особом) случае уравнение поля может зависеть как от параметров свойств, так и от эмпирического времени $\theta(\tau) = t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$ и поле состояний имеет дрейф в пространстве относительно эмпирического времени.

Изложенные гипотезы в совокупности с математическим аппаратом теории сплошных сред и дифференциальной геометрии позволяют получить основные соотношения для обработки и анализа темпоральных данных.

5.3 Оценка состояний объектов и построение измерительных шкал

Данная задача является основополагающим вопросом всей теории темпорологии. Измерительная шкала для оценки состояний объектов в пространстве E^n может быть построена при условии существования адекватного уравнения состояния для изучаемого класса объектов.

Принцип соответственных состояний широко используется при построении моделей объектов и систем. Количественные знания о свойствах различных объектов обычно представляются в форме уравнений состояний, где одни параметры выражаются через другие.

В этом плане известны различные эмпирические и аллометрические уравнения, используемые в естественных науках. Уравнения состояния строятся на основе опытных данных и отражают эмпирический опыт в области изучения систем самой разной природы. Обычно такие уравнения состояния представляются в виде:

$$F\left(\frac{z_1}{z_{10}}, \frac{z_2}{z_{20}}, \dots, \frac{z_n}{z_{n0}}\right) = 0, \quad (2.2)$$

где z_{k0} – значения параметров свойств опорного состояния для изучаемого класса объектов.

В уравнении (2.2) параметры z_k , характеризующие свойства, совокупностью которых определяются состояния объектов, связаны друг с другом: с изменением одного из них изменяется, по крайней мере, еще одно. Для построения уравнений выбирается опорный объект или опорное состояние, и все остальные состояния соотносятся с выбранной точкой в пространстве E^n на основе созданной системы измерений. В общем случае принцип соответственных состояний можно сформулировать в виде: для объектов одного класса может наблюдаться закономерность, когда состояния объектов связаны с некоторыми характерными состояниями одинаково. Справедливость принципа в каждом случае проверяется эмпирически по имеющимся опытным данным.

Данный принцип позволяет построить шкалу для относительного сравнения состояний объектов между собой по факту изменения значений менсуры θ . Процедура построения таких шкал досконально проработана в термометрии [29, 40, 58]. Воспользуемся соответствующей логикой построения шкал для сравнения состояний объектов. Сущность метода заключается в выборе в пространстве E^n как опорного состояния, так и определенного эталонного процесса. Это связано с тем, что при моделировании необходимо иметь возможность сравнивать между собой как состояния объектов, так и процессы, совершаемые этими объектами.

Известно, что расстояние между двумя состояниями, принадлежащими одной линии (траектории) процесса, совершенного за заданное время $\Delta\tau$, является инвариантом, так как геометрически его можно рассматривать как интервал между двумя точками. Поэтому, если задать в пространстве состояний E^n некий эталонный процесс между двумя опорными состояниями, то за тот же интервал времени можно сравнивать между собой различные процессы, совершаемые объектами, относительно этого эталонного процесса. Для их сравнения может быть использован критерий в виде различных отношений для участков кривых процессов (или других величин), описываемых состояниями объектов за заданную единицу времени. Если этот критерий может быть определен по опытным данным, то можно говорить о возможности сравнения процессов в пространстве состояний E^n .

Такой критерий может быть построен на основе использования в качестве темпометрического свойства эмпирического времени или статистической вероятности характерных событий, отражающих последовательные моменты наблюдений.

В первом случае для того, чтобы построить измерительную шкалу необходимо увязать эмпирическое время τ с менсурой θ , которая согласно (1.56) зависит только от значений параметров свойств. Для этого шкала величины θ строится с учетом ее соответствия, с одной стороны, параметрам свойств состояния объекта (переменным состояниям), а с другой стороны, переменной τ , однозначно отражающей универсальное темпометрическое свойство времени. Во втором случае величина θ увязывается с вероятностью характерных событий w . В качестве таких событий рассматриваются совместные события одновременного наблюдения значений параметров свойств или события наблюдения некой характеристической величины. Вероятность событий оценивается алгоритмически на основании опытных данных по отношению ко всей группе наблюдаемых объектов [3, 34].

Также как и в термометрии, шкала менсуры θ реализуется методом двух точек. Схема построения шкалы приведена на рисунке 2.1. Выбирается объект измерений в виде атомных часов, при этом эмпирическое время τ , будет рассматриваться как темпометрическое свойство, характеризующее процессы изменения свойств объектов одного класса. Далее среди всех изучаемых объектов (экземпляров класса) выбирается опорный объект – наиболее изученный (используемый, известный) экземпляр класса. Для четко заданного периода эмпирического времени $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ рассматривается реальный процесс изменения или развития этого объекта от начального состояния M_0 (точка 1) до конечного состояния M'_0 (точка 2). Данные состояния являются опорными (реперными) точками для построения линейной шкалы величины θ . Весь интервал времени $\Delta\tau$ разбивается на одинаковое количество равных интервалов $\sigma = \Delta\tau/p$, где p – число интервалов. Это позволяет создать шкалу для измерения менсуры и определить единицу измерения σ . Например, если состояние M_0 принять за ноль единиц менсуры, а состояние M'_0 – за 100 единиц, то уравнение шкалы будет иметь вид линейного уравнения: $\theta(\tau) = 100(\tau - \tau_1)/(\tau_2 - \tau_1)$.

Для простоты в качестве единицы измерения менсуры примем один градус ($^{\circ}M$). В данном случае градус – это внесистемная единица, соответствующая различным темпометрическим шкалам.

Далее каждой точке шкалы ставятся в соответствие наблюдаемые значения параметров свойств и устанавливается уравнение шкалы или с помощью регрессионного анализа или путем использования уравнения прямой в многомерном пространстве E^n . После создания шкалы все состояния изучаемых объектов можно измерить в единицах величины θ , исходя из наблюдаемых значений параметров свойств. При построении шкалы реализуется принцип одновременности событий, представленных в пространстве E^n : одновременно наблюдаемые, но разные состояния имеют одинаковое

значение величины θ . Отметим, что в общем случае шкала менсуры может быть построена и в нелинейном виде (например, согласно реального процесса, рис. 2.1).

На основе найденного уравнения шкалы определяются значения величины θ для реально наблюдаемых состояний объектов в пространстве E^n . При этом параметры свойств должны быть приведены к безразмерному виду или необходимо использовать одинаковые единицы измерения.

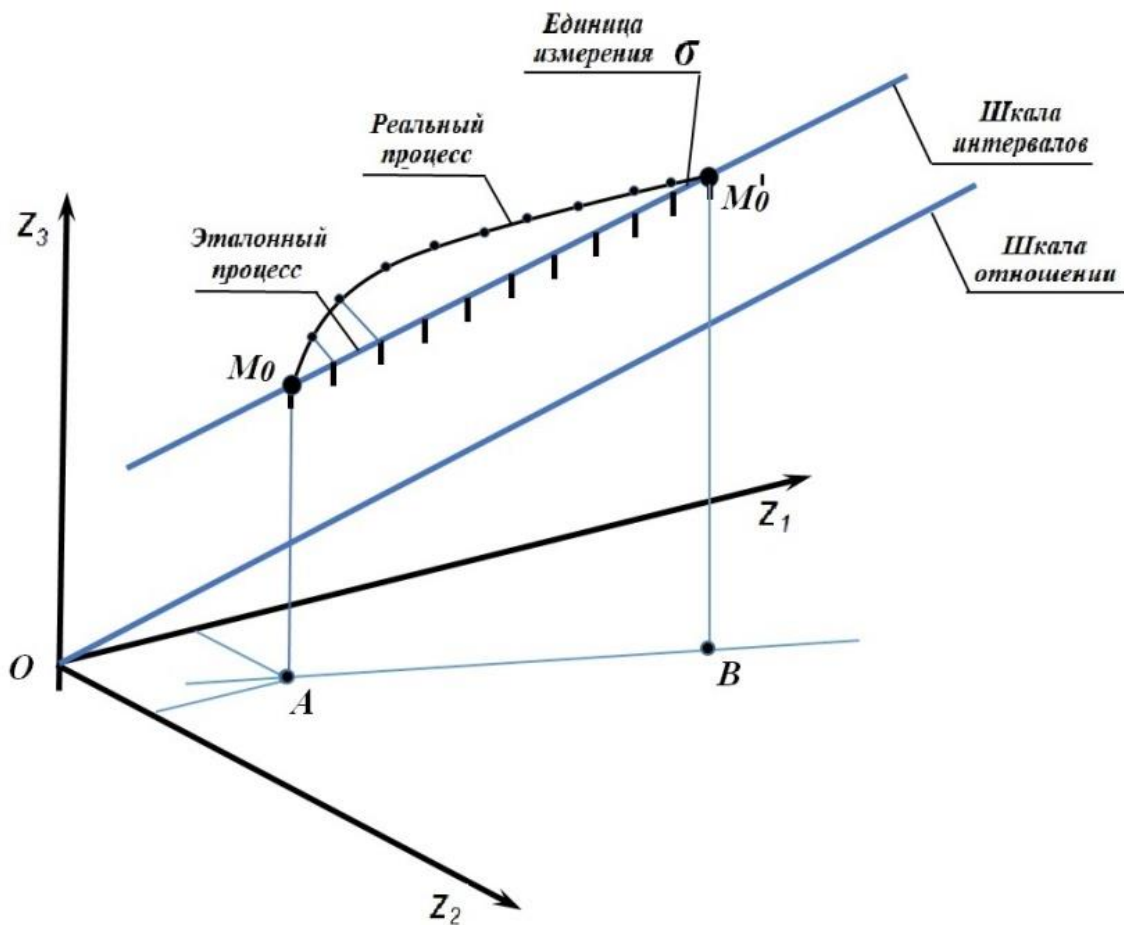


Рис. 2.1 – Построение линейной шкалы величины θ .

Исходя из выше приведенного, для континуального пространства состояний E^n можно искать эмпирическую модель в виде уравнения состояния:

$$\theta = \theta\left(\frac{z_1}{z_{10}}, \frac{z_2}{z_{20}}, \dots, \frac{z_n}{z_{n0}}\right) \quad \text{или} \quad \frac{\theta}{\theta_{0j}} = \theta\left(\frac{z_1}{z_{10}}, \frac{z_2}{z_{20}}, \dots, \frac{z_n}{z_{n0}}\right) \quad (2.3)$$

где величина θ выражается в относительных единицах измерения – градусах менсуры, а величина θ_{0j} является постоянной величиной для каждой упорядоченной во времени таблицы данных (рис. 1.14).

Аналогичным образом строится шкала относительно статистической вероятности характерных событий, которая определяется алгоритмически по отношению ко всей группе изучаемых объектов [3, 34] с учетом всех наблюдаемых событий (рассматриваются все таблицы темпоральных данных). Однако, в этом случае вероятности состояний будем переводить в пробиты, тогда линейную шкалу θ на основе эталонного процесса $M_0M'_0$ можно создать, используя известные значения пробита в характерных

точках Pr : $\theta = 100 \frac{Pr - Pr_{M_0}}{Pr_{M'_0} - Pr_{M_0}}$. Далее устанавливаем связь величины

θ с текущими состояниями опорного объекта для процесса $M_0M'_0$, которые выражаем через параметры свойств. Можно также предложить вычислительный алгоритм определения значений θ при изменении значений параметров свойств. С этой целью вполне возможно построить, например, шкалу для оценки состояний опорного объекта, используя нейросетевой алгоритм, и применить ее для измерений состояний, т.е. «создать» своего рода «алгоритмический термометр» для характеристики различных состояний объектов в пространстве E^n по значениям величин z_k .

Если на основе опытных данных для объектов одного класса будет установлено общее уравнение вида (2.3) хорошего качества, то в этом случае можно говорить о справедливости принципа соответственных состояний. Это дает возможность эмпирического обоснования понятия менсуры, как особой функции, характеризующей состояния объектов в пространстве E^n по совокупности значений параметров. Исходя из уравнения (2.3), менсору можно определить как темпометрическую (геометрическую, вероятностную, эмпирическую) меру отклонения состояния

изучаемого объекта от опорного состояния, стандартизированного для изучаемого класса объектов.

Создание шкалы θ позволяет построить уравнение состояния для определенного класса объектов вида:

$$\theta = \theta\left(\frac{z_1}{z_{10}}, \frac{z_2}{z_{20}}, \dots, \frac{z_n}{z_{n0}}\right) = a_0 + f\left(\frac{z_1}{z_{10}}, \frac{z_2}{z_{20}}, \dots, \frac{z_n}{z_{n0}}\right), \quad (2.4)$$

где значения функции f равны нулю при $z_k = 0$.

Данное уравнение для класса объектов определяется регрессионным методом на основе темпоральных данных путем объединения всех таблиц, сформированных для различных моментов эмпирического времени. Качество уравнения оценивается по множественному коэффициенту корреляции, значимости коэффициентов регрессии и коэффициента корреляции, по значениям остатков и их статистикам, а также ошибкам аппроксимации регрессионных уравнений. На основе уравнения вида (2.4) задается общая шкала абсолютной менсуры $\Theta = \theta - a_0$, которая является измерительной шкалой отношений для изучаемого класса объектов. В этом случае значение величины Θ равно нулю при нулевых значениях переменных состояния z_k .

Если на основании опытных или статистических данных найдено качественное уравнение состояния вида (2.3) или (2.4), то в пространстве E^n классу изучаемых объектов при темпоральных изменениях состояний свойственно стационарное поле величины θ .

В случае, если такое уравнение не подобрано, то изучается возможность получения уравнения вида:

$$\theta = \theta\left(\frac{\tau}{\tau_0}, \frac{z_1}{z_{10}}, \frac{z_2}{z_{20}}, \dots, \frac{z_n}{z_{n0}}\right). \quad (2.5)$$

Получение такого уравнения позволяет утверждать, что классу изучаемых объектов при темпоральных изменениях свойственно нестационарное поле величины θ . Если уравнения вида (2.3) или (2.5) не найдены, то для класса объектов менсура неопределяема.

Полученное на основе опытных данных уравнение состояния для определенного класса объектов позволяет аналитически описать скалярное поле величины θ в пространстве состояний E^n . Этот факт является основой для дальнейшего построения моделей и получения зависимостей в темпорологии, т.к. привносит в теорию эмпирические особенности и закономерности, свойственные классу объектов.

5.4 Построение системы измерения количества воздействия

Для описания темпоральных процессов изменения состояний объектов можно предложить различные способы задания величины количества воздействия по отношению к кривой процесса l .

Будем считать, что количество воздействия однозначно характеризует процесс изменения состояния объекта l , может быть определено через некую эмпирическую величину и принятую по соглашению систему ее измерения. Любое измерение заключается в сравнении измеряемой величины с другой, однородной с ней величиной, принятой за единицу. Рассмотрим некоторый процесс l в пространстве состояний E^n (рис. 2.1).

Будем использовать критерий сходства процессов в виде отношения величин q_l и δ_{l_0} : $\Delta Q_l = q_l / \delta_{l_0}$, где q_l – мера величины количества воздействия для произвольного процесса l ; δ_{l_0} – единица измерения. Зададим единицу измерения количества воздействия, которая будет равна значению величины q_{l_0} , приходящейся на один градус менсуры вблизи опорной точки M_0 эталонного процесса $l_0 = M_0 M'_0$ (рис. 2.1). Примем отношение Q_l в качестве меры количества воздействия и определим соответствующее значение в виде единицы измерения $\delta_{l_0} = \delta$. Назовем данную единицу измерения количества воздействия, например, *темпорией* (по аналогии с

калорией в термодинамике), исходя из того, что любой процесс определяется, в первую очередь, его темпоральной длительностью. Данная единица измерения должна определяться каждый раз при изучении того или иного класса объектов и реальных процессов изменения состояний этих объектов как экземпляров класса.

В случае, если построена шкала менсуры θ и получено соответствующее уравнение состояния, то для каждой точки M на кривой процесса l может быть задана функция $\theta = \theta_l(M)$. Поэтому, самый простой и наиболее правильный способ сравнения процессов между собой заключается в определении по опытным данным криволинейных интегралов по кривой процесса l вида:

$$\Delta Q_l = \frac{q_l}{\delta} = \frac{1}{\delta_l} \int \theta_l(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.6)$$

где ε – дифференциал дуги кривой l . Здесь δ равно значению аналогичного криволинейного интеграла, который будет соответствовать, изменению на одну единицу (или несколько единиц) величины θ для эталонного процесса $l_0 = M_0 M'_0$ вблизи первой опорной точки M_0 . Таким образом, если менсура привязана к длине дуги кривой процесса l , величину ΔQ_l , как функцию линии, можно определить через криволинейный интеграл от величины θ по кривой процесса l согласно (2.6). При этом величина θ будет отражать интенсивность темпорального процесса l , а длина кривой – продолжительность этого процесса.

В случае, если для кривой l известны параметрические уравнения для переменных состояния как функции эмпирического времени вида:

$$z_1 = z_{1l}(\tau); \quad z_2 = z_{2l}(\tau); \quad \dots; \quad z_n = z_{nl}(\tau), \quad (2.7)$$

то криволинейный интеграл может быть представлен через определенный интеграл по эмпирическому времени τ .

Таким образом, рассматриваем количество воздействия как эмпирическую величину ΔQ_l применительно к опытным данным в

пространстве E^n , которая будет отражать динамику процессов изменения состояния объектов как многомерных кривых.

Сформулированные подходы позволяют предложить способы измерения менсуры и количества воздействия в различных процессах изменения состояний объектов. Особо отметим, что задача сравнения между собой как состояний, так и процессов сводится к выбору оптимальных систем измерения. Известные значения данных величин позволяют с учетом (2.1) установить связь между изменениями количества воздействия и менсуры в различных процессах, используя для этой цели величину c_l . Темпоральность c_l имеет важное значение, т.к. привносит в теорию опытные факты и эмпирические закономерности, характерные для реальных процессов.

5.5 Основные постулаты теории

Общесистемные положения темпорологии основываются на четырех постулатах, справедливость которых в каждом конкретном случае проверяется по результатам обработки и анализа опытных данных.

Предположим, что для m объектов одного класса в темпоральных массивах данных содержится количественная информация об n параметрах z_k , характеризующих свойства изучаемых объектов. Представим непрерывную среду в виде n -мерного пространства состояний E^n , где $z = (z_1, z_2, \dots, z_n)$, $z \in E^n$. Пусть в пространстве E^n расположено заданное количество дискретных точек M_i $i = 1, 2, \dots, q$, которые являются опытными данными. Каждому реальному процессу, совершаемому определенным объектом, соответствует заданное количество точек из множества точек M_i , которое равно числу таблиц темпорального массива данных.

Изложение феноменологической теории будем основывать на постулировании существования многомерного поля состояний для класса объектов, которое количественно характеризуется величиной θ . Исходя из этого, каждой точке M пространства состояний E^n поставим в соответствие значение менсуры θ .

Все это позволяет ввести два постулата для этой величины и представления поля состояний.

1. Пусть в пространстве состояний E^n каждой многомерной точке M поставлено в соответствие действительное число θ , которое является результатом опыта и которое будем называть менсурой состояния.

2. Величина $\theta(M)$ является функцией точки и образует скалярное поле, которое является непрерывным в пространстве E^n .

Так как величина θ является функцией точки, то скалярное поле $\theta(M)$ представляет собой поле, через каждую точку M которого в пространстве состояний E^n проходит только одна поверхность уровня. В зависимости от конкретных особенностей спектры кривых процессов в различных областях пространства E^n могут иметь свои закономерности относительно времени, однако неуклонное возрастание (необратимость) времени – это фундаментальная особенность для всех кривых, каждой точке из которых соответствуют упорядоченные значения эмпирического времени и непрерывное увеличение длины кривой процесса l с течением времени.

Для того, чтобы логически обосновать возможность представления процессов как непрерывного перехода между двумя состояниями любого объекта в пространстве E^n , при построении модели времени необходимо использование дополнительных гипотез. Исходя из этого, рассмотрим функцию количества воздействия, которую представим в виде $\Delta Q_l = Q(l)$. Изложим постулаты, которые характеризуют темпоральные процессы, в следующем виде.

3. Пусть в пространстве состояний E^n каждому процессу l , проходящему через точку M , ставится в соответствие эмпирическая величина ΔQ_l , которую будем называть количеством воздействия. Данная величина является функцией процесса и определяется по результатам опытных данных.

4. Для всего многообразия кривых, проходящих через произвольную точку M , изменения величин dQ_l и $d\theta$ однозначно связаны между собой, при этом для любой элементарной дуги кривой процесса l справедливо соотношение $dQ_l = c_l d\theta$, где c_l – эмпирические величины, которые будем называть темпоральностями процесса l .

Учитывая, что значение количества воздействия по определению всегда относится к конкретному темпоральному процессу изменения свойств объекта, в дальнейшем индекс l в записи ΔQ_l будем опускать, для чего используем обозначение ΔQ .

Целью принятия вышеуказанных постулатов является учет при создании модели некоторых основных свойств времени.

Введя понятие одновременности и, абстрактно связав его с точками кривых реальных процессов в пространстве состояний, которым в заданный момент эмпирического времени для каждой таблицы темпоральных данных соответствует m состояний объектов и соответствующие регистрируемые события, мы, тем самым, обеспечили формализацию понятий «раньше» и «позже» по отношению ко всему пространству E^n . В геометрическом представлении m одновременных состояний (многомерные точки пространства E^n) каждой таблицы темпоральных данных лежат на одной поверхности, которой соответствует определенное значение эмпирического времени.

Свойство необратимости времени обеспечено тем, что состояния объектов строго формируются только в порядке возрастания эмпирического времени с учетом привязки состояний к

траекториям реальных процессов, когда состояние любого объекта не может наблюдаться одновременно в двух и более временах.

Так как можно пронумеровать одновременные точки всех кривых реальных процессов изменения состояний объектов в нарастающем порядке с помощью часов по шкале τ , то тем самым учтено свойство времени, связанное с его способностью упорядочивать события.

Свойство течения времени описано введением особой величины как функции процесса, по отношению к которой можно отразить становление событий во времени, которые характеризуют реализуемые процессы и их хроногенез. Необходимость этого связана с тем, что течение времени нельзя смоделировать по отношению к самому себе.

Универсальность времени при моделировании определена представлением процессов изменения состояний объектов одного класса в обобщенном формализованном пространстве состояний, где необратимость времени является неотъемлемым свойством континуальности этого пространства.

Для задания скалярного поля величины $\theta = \theta(M)$ как функции переменных z_1, z_2, \dots, z_n необходимо определить функцию точки. Пусть в окрестности любой точки скалярное поле менсуры может быть с достаточной точностью приближено функцией вида $\theta(M) = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ или $\theta(M) = t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$.

Определим скалярную функцию t как модель полевой величины θ в пространстве состояний E^n . Основное отличие скалярного поля менсуры $\theta(M)$ от его модели состоит в том, что поле θ не связано с выбором системы координат, а функция t связана с выбором координатных осей для переменных состояния, при этом значение θ является скаляром, а значение функции t результатом приближения величины θ .

Выбор функций t может осуществляться исходя из имеющихся представлений об осуществлении различных процессов движения или из существующих подходов моделирования, принятых в науке, например, геометрического, вероятностного и т.д.

В данном случае, чтобы сузить область исследований, в качестве моделей будем использовать функции, входящие в класс однородных или мультипликативных функций, а также их возможные комбинации. Этим самым охватываются основные классы моделей, которые часто используются, а именно – геометрические, степенные, аддитивные, вероятностные и т.д.

ЗАКОНЫ ТЕМПОРОЛОГИИ И МОДЕЛИ ВРЕМЕНИ

6.1 Зависимости и соотношения темпорологии

Пусть имеется пространство состояний E^n для некого класса объектов, где координатные оси соответствуют переменным состояниям z_1, z_2, \dots, z_n n -мерного пространства параметров свойств. Из теории следует, что если в многомерном пространстве E^n введены переменные $z = (z_1, z_2, \dots, z_n)$ и существует некая величина, то, в общем случае, при совершении процессов свойство континуальности указывает на наличие в пространстве E^n зависимости между величинами в виде дифференциальной формы Пфаффа:

$$dQ = R_1(z_1, z_2, \dots, z_n)dz_1 + \dots + R_n(z_1, z_2, \dots, z_n)dz_n, \quad (2.8)$$

где $R_k(z_1, z_2, \dots, z_n)$ – скалярные функции, заданные в пространстве E^n и удовлетворяющие условиям непрерывности и дифференцируемости [43, 61, 68]. Из уравнения (2.8) следует, что между переменными состояниями z_1, z_2, \dots, z_n существует определенная связь, т.е. данные величины уже не являются независимыми в уравнении (2.8). Также оно указывает на то, что в пространстве состояний задано поле направлений $\vec{\varepsilon} = (R_1, R_2, \dots, R_n)$ и в любой точке этого пространства касательная к интегральному решению перпендикулярна соответствующему вектору поля направлений. Геометрически это означает, что векторное поле $\vec{\varepsilon}$ допускает существование семейства поверхностей, которые в каждой точке пространства были бы ортогональны вектору поля направлений $\vec{\varepsilon}$. В этом случае соответствующее уравнение Пфаффа (2.8) интегрируемо одним соотношением.

В свою очередь, имеющееся решение уравнения Пфаффа (2.8) указывает также на возможность существования некоторой меры,

которая характеризует каждый процесс в пространстве E^n и может быть представлена скалярным полем. То есть для величины dQ форма Пфаффа (2.8) представима в виде полного дифференциала, где $\partial Q / \partial z_k = R_k(z_1, z_2, \dots, z_n)$, или путем умножения на интегрирующий множитель μ данная форма может быть приведена к полному дифференциалу $d\omega = \mu dQ$. Нами ранее показано, что для изучаемых темпоральных процессов, интегрирующим множителем может быть величина $1/\theta$, при этом $dQ = \theta d\omega$.

Пфаффовы формы, имеющие интегрирующий множитель, принято называть голономными, а пфаффовы формы, не имеющие интегрирующего множителя, – неголономными. Известно также, что пфаффова форма двух переменных всегда голономна. Что же касается пфаффовых форм (трех и более переменных), то одни из них голономны, другие – неголономны. Если пфаффова форма голономна, то соответствующее уравнение преобразуется к полному дифференциалу и интегрируется. Поэтому для таких пфаффовых форм могут существовать скалярные поля некоторых величин, а для неголономных форм такие поля не существуют.

Таким образом, решение задач по описанию процессов изменения состояний объектов различной природы может быть связано с уравнением, представимым в виде дифференциальной пфаффовой формы (2.8), для которой справедливы принятые ранее допущения.

Если континуальные закономерности свойственны некой полевой величине (в данном случае ω) во всей области пространства состояний, то опытные данные должны с определенной точностью моделироваться феноменологическими зависимостями, которые могут быть получены из интегральных решений уравнений для дифференциальных форм Пфаффа. При этом используемый математический аппарат вытекает из метода термодинамики.

Рассмотрим различные виды пространств состояний.

Стационарное поле состояний.

Выберем в пространстве E^n произвольную точку M . Будем считать, что через нее осуществляется элементарный процесс, в результате которого состояние объекта изменяется от начального M до конечного состояния M' . Тогда в процессе изменения состояния элементарное приращение количества воздействия dQ можно представить в виде:

$$dQ = \left(\frac{\partial Q}{\partial z_1} \right) dz_1 + \left(\frac{\partial Q}{\partial z_2} \right) dz_2 + \dots + \left(\frac{\partial Q}{\partial z_n} \right) dz_n. \quad (2.9)$$

Исходя из четвертого постулата, который определяет соотношение между приращениями величин dQ и $d\theta$ ($dQ = c_l d\theta$), и предположения о существовании скалярного поля величины менсуры $\theta(M) = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$, получим, что:

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial z_1} \right) = c_1 \left(\frac{\partial t}{\partial z_1} \right); \quad \left(\frac{\partial Q}{\partial z_2} \right) = c_2 \left(\frac{\partial t}{\partial z_2} \right); \dots; \left(\frac{\partial Q}{\partial z_n} \right) = c_n \left(\frac{\partial t}{\partial z_n} \right), \text{ откуда}$$
$$dQ = c_1 \left(\frac{\partial t}{\partial z_1} \right) dz_1 + c_2 \left(\frac{\partial t}{\partial z_2} \right) dz_2 + \dots + c_n \left(\frac{\partial t}{\partial z_n} \right) dz_n, \quad (2.10)$$

где c_k – феноменологические величины, которые характеризуют темпоральности процессов в направлении координатных осей и, в самом общем случае, зависят от параметров свойств z_1, z_2, \dots, z_n , однако в элементарной окрестности точки M их можно считать постоянными.

Как уже указывалось выше, основное отличие скалярного поля величины θ от функции $t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ состоит в том, что скалярное поле $\theta = \theta(M)$ не связано с выбором системы координат, а функция $t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ связана с выбором координатных осей для независимых переменных z_1, z_2, \dots, z_n . Поэтому величина θ представляет собой скаляр, а ее модель – математическую функцию $t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ в виде аналитического выражения.

Решение поставленной задачи зависит от выбора вида функции $t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ и здесь можно предложить несколько способов интегрирования уравнение (2.10).

В качестве первого варианта предположим, что функция $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ представлена в виде произведений функций, зависящих от параметров свойств $t = \varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$. Класс мультипликативных функций охватывает обширное множество моделей для описания закономерностей пространства состояний E^n и позволяет получить общий интеграл уравнения (2.10).

Покажем, что интегрирующим делителем уравнения (2.10) будет функция $t = \varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$. Пусть задана форма Пфаффа вида (2.10) и пусть известно, что в окрестности произвольной точки M пространства состояний E^n функция $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ может быть представлена произведением функций, зависящих от параметров свойств $t = \varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$. Тогда для уравнения (2.10) обязательно существует интегрирующий делитель, который обращает данное уравнение в полный дифференциал.

Подставив данную функцию в (2.10) и деля это уравнение на t , получим:

$$d\omega = \frac{dQ}{t} = \frac{1}{\varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)} [c_1 \varphi_1'(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)dz_1 + c_2 \varphi_1(z_1)\varphi_2'(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)dz_2 + \dots + c_n \varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n'(z_n)dz_n].$$

После сокращений из данного соотношения получаем:

$$d\omega = \frac{dQ}{t} = c_1 \frac{\varphi_1'(z_1)}{\varphi_1(z_1)} dz_1 + c_2 \frac{\varphi_2'(z_2)}{\varphi_2(z_2)} dz_2 + \dots + c_n \frac{\varphi_n'(z_n)}{\varphi_n(z_n)} dz_n. \quad (2.11)$$

Считая величины c_k в окрестности точки M условно постоянными величинами и интегрируя уравнение (2.11), представим величину ω в виде:

$$\omega - \omega_0 = c_1 \ln \left(\frac{\varphi_1(z_1)}{\varphi_1(z_{10})} \right) + c_2 \ln \left(\frac{\varphi_2(z_2)}{\varphi_2(z_{20})} \right) + \dots + c_n \ln \left(\frac{\varphi_n(z_n)}{\varphi_n(z_{n0})} \right), \quad (2.12)$$

где $\omega_0, z_{10}, \dots, z_{n0}$ – параметры некоего опорного состояния.

Ранее величина ω с учетом (1.56) была названа *системным временем* пространства состояний, которая определяется с точностью до произвольной аддитивной постоянной. Далее будет показано, что эта величина является характеристической функцией пространства состояний E^n и имеет много общего с понятием энтропии. Из (2.10) – (2.12) следует, что для любого процесса в окрестности произвольного состояния M дифференциалы функций Q и ω пропорциональны: $dQ = t d\omega$. Так как с определенной точностью имеем, что $\theta(M) = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$, то справедливо и соотношение $dQ = \theta d\omega$. Однако, это верно, если модель поля менсury θ представима в виде мультипликативной функции относительно параметров свойств $t = \varphi_1(z_1) \varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$, а также для некоторых других случаев.

Для мультипликативного представления функций t справедливо также свойство:

$$\frac{\partial t}{\partial z_k} = \frac{t}{\varphi_k(z_k)} \varphi'_k(z_k). \quad (2.13)$$

С учетом (2.13) соотношение (2.12) и зависимость $dQ = t d\omega$ легко получаются непосредственно из уравнения (2.10).

Найдем дифференциальное уравнение для описания величины количества воздействия при справедливости принятых ранее гипотез.

С учетом (2.13):

$$\frac{1}{c_k} \left(\frac{\partial Q}{\partial z_k} \right) = \frac{\varphi'_k(z_k)}{\varphi_k(z_k)} t, \text{ так как } \frac{\partial Q}{\partial z_k} = c_k \frac{\partial t}{\partial z_k}. \quad (2.14)$$

Суммируя соотношения (2.14) для всех $k=1, 2, \dots, n$ получим линейное неоднородное уравнение в частных производных первого порядка вида:

$$\frac{\varphi_1(z_1)}{c_1 \varphi'_1(z_1)} \left(\frac{\partial Q}{\partial z_1} \right) + \frac{\varphi_2(z_2)}{c_2 \varphi'_2(z_2)} \left(\frac{\partial Q}{\partial z_2} \right) + \dots + \frac{\varphi_n(z_n)}{c_n \varphi'_n(z_n)} \left(\frac{\partial Q}{\partial z_n} \right) = n t. \quad (2.15)$$

В общем случае решение уравнения (2.15) осуществляется методом характеристик [43], которые определяются системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$d\omega = c_1 n \frac{\varphi'_1(z_1)}{\varphi_1(z_1)} dz_1 = c_2 n \frac{\varphi'_2(z_2)}{\varphi_2(z_2)} dz_2 = \dots = c_n n \frac{\varphi'_n(z_n)}{\varphi_n(z_n)} dz_n = \frac{dQ}{t}, \quad (2.16)$$

где ω – величина системного времени (2.12).

Уравнения (2.16) характеризуют поле направлений в пространстве состояний E^n для дифференциального уравнения (2.15) называются характеристическими кривыми или характеристиками [43]. При этом системное время ω выступает параметром, изменяющимся вдоль характеристической кривой. Известно, что если $Q = Q(z_1, z_2, \dots, z_n)$ есть интегральная поверхность уравнения (2.15), то ее можно покрыть семейством характеристик [43]. Уравнение (2.15) выражает условие перпендикулярности, когда в каждой точке интегральной поверхности $Q = Q(z_1, z_2, \dots, z_n)$ направление, определяемое полем направлений уравнения (2.15), находится в касательной плоскости к поверхности.

Если сложить все слагаемые уравнения (2.16) кроме последнего и проинтегрировать, то получим в точности уравнение (2.12). Из полученных результатов видно, что уравнение (2.12) определяет поверхность, а уравнения (2.16) характеризуют семейство кривых, лежащих на этой поверхности. При этом количество воздействия и системное время однозначно связаны между собой согласно последнего уравнения в системе (2.16).

Таким образом, системное время является характеристической функцией пространства состояний E^n .

Теория темпорологии может быть основана на специальных видах дифференциальных форм Пфаффа, которые интегрируемы для некоторых континуальных пространств состояний и которые, в свою

очередь, описывают реальные процессы изменения состояний объектов. Например, при постоянных значениях коэффициентов c_k решение находится просто; при зависимостях данных величин от переменных состояния общее решение усложняется. В этом случае оно будет связано с интегрированием нелинейных уравнений Пфаффа, которые могут быть приведены к квазилинейным уравнениям первого порядка в частных производных [43, 61, 68].

В качестве второго варианта решения задачи предположим, что функция $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ представляется величиной, входящей в класс однородных функций. Данный класс функций также охватывает обширное множество возможных моделей для описания пространства состояний E^n и позволяет всегда получить интеграл уравнения (2.10). Учитывая соотношения из первой строки (2.10) в общем случае можем записать:

$$\frac{\partial Q}{\partial z_k} = c_k \frac{\partial t}{\partial z_k}. \quad (2.17)$$

Так как среда моделирования выбирается в классе однородных функций, то величина t в многомерном пространстве переменных z_1, z_2, \dots, z_n будет иметь вид однородной функции степени β , для которой $\alpha^\beta t = t(\alpha z_1, \alpha z_2, \dots, \alpha z_n)$, где α – некий множитель. Известно, что однородная функция степени β , имеющая непрерывные частные производные, удовлетворяет известной формуле Эйлера [64]:

$$\beta t = z_1 \frac{\partial t}{\partial z_1} + z_2 \frac{\partial t}{\partial z_2} + \dots + z_n \frac{\partial t}{\partial z_n}. \quad (2.18)$$

Используя зависимости (2.17), уравнение (2.18) приведем к виду:

$$\frac{z_1}{c_1} \frac{\partial Q}{\partial z_1} + \frac{z_2}{c_2} \frac{\partial Q}{\partial z_2} + \dots + \frac{z_n}{c_n} \frac{\partial Q}{\partial z_n} = \beta t. \quad (2.19)$$

Данное уравнение является линейным неоднородным уравнением в частных производных первого порядка. Из полученных результатов

следует, что в соответствии с исходными допущениями функция количества воздействия в пространстве E^n удовлетворяет уравнению (2.19), которое является частным случаем уравнения (2.15), когда $\varphi_k(z_k) = z_k$ и $n = \beta$.

Для получения решения (2.19) воспользуемся методом характеристик. Согласно [43] характеристики уравнения в этом случае определяются системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$d\omega = \beta c_1 \frac{dz_1}{z_1} = \beta c_2 \frac{dz_2}{z_2} = \dots = \beta c_n \frac{dz_n}{z_n} = \frac{dQ}{t}, \quad (2.20)$$

где ω – некоторый вещественный параметр, который ранее определен как системное время. Зададим величину ω как параметр, изменяющийся вдоль характеристической кривой, например, как длину дуги этой кривой, тогда дифференциальные уравнения (2.20) примут вид:

$$\beta c_1 \frac{dz_1}{d\omega} = z_1; \quad \beta c_2 \frac{dz_2}{d\omega} = z_2; \quad \dots; \quad \beta c_n \frac{dz_n}{d\omega} = z_n; \quad \frac{dQ}{d\omega} = t. \quad (2.21)$$

Общим решением уравнений (2.15) и (2.19) является интеграл квазилинейного уравнения, зависящий от произвольной функции [3, 43].

Из систем уравнений (2.16) и (2.20) само собой вытекает соотношение, которое связывает между собой количество воздействия $Q = Q(z_1, z_2, \dots, z_n)$ с системным временем ω :

$$d\omega = \frac{dQ}{t}. \quad (2.22)$$

Для однородных функций t , исходя из принятого условия $\theta = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$, это доказывает справедливость уравнения (1.56), полученного ранее в виде $dQ = \theta d\omega$. Из геометрических представлений для пространства E^n следует, что интегральная поверхность $Q = Q(z_1, z_2, \dots, z_n)$ однозначно связана с поверхностью $\omega = \omega(z_1, z_2, \dots, z_n)$ с учетом соотношения $dQ = \theta d\omega$.

Далее в выводах исходим из существования соотношения $dQ = \theta d\omega$, которое верно для случаев представления менсуры через мультипликативные и однородные функции.

Получим зависимости для определения системного времени. Считая величины c_k в окрестности точки M условно постоянными величинами и интегрируя уравнение (2.15) с учетом (2.16), представим величину ω при описании менсуры мультипликативными функциями в виде ранее полученного соотношения (2.12).

Таким образом, зависимости для определения системного времени получены различными способами.

Для уравнения (2.15) характеристики определяются системой уравнений (2.16), тогда семейство поверхностей, ортогональных этим характеристикам, находится из скалярного произведения вектора

$$\mathbf{F} = \frac{\varphi_1(z_1)}{c_1 \varphi'_1(z_1)} \mathbf{e}_1 + \frac{\varphi_2(z_2)}{c_2 \varphi'_2(z_2)} \mathbf{e}_2 + \dots + \frac{\varphi_n(z_n)}{c_n \varphi'_n(z_n)} \mathbf{e}_n \quad (2.23)$$

и единичного вектора $\mathbf{e} = \mathbf{e}_1 dz_1 + \mathbf{e}_2 dz_2 + \dots + \mathbf{e}_n dz_n$, а именно $(\mathbf{F} \cdot \mathbf{e}) = 0$.

Последнее соотношение можно привести в развернутом виде многомерного уравнения Пфаффа:

$$\frac{\varphi_1(z_1)}{c_1 \varphi'_1(z_1)} dz_1 + \frac{\varphi_2(z_2)}{c_2 \varphi'_2(z_2)} dz_2 + \dots + \frac{\varphi_n(z_n)}{c_n \varphi'_n(z_n)} dz_n = 0. \quad (2.24)$$

Данное уравнение для определенных функций $\varphi_k(z_k)$ приводится к полному дифференциалу, поэтому существует потенциал $P(z_1, z_2, \dots, z_n) = C$ пространства E^n , представляемый в виде семейства поверхностей, ортогональных характеристикам уравнения (2.15), которые являются линиями системного времени.

В свою очередь, для случая однородных функций, принцип существования системного времени для пространства состояний E^n вытекает из зависимостей для характеристик системы (2.20), откуда для n переменных ($\beta = n$) сразу находим:

$$d\omega = c_1 \frac{dz_1}{z_1} + c_2 \frac{dz_2}{z_2} + \dots + c_n \frac{dz_n}{z_n} \quad \text{или} \quad (2.25)$$

$$\omega - \omega_0 = c_1 \ln\left(\frac{z_1}{z_{10}}\right) + c_2 \ln\left(\frac{z_2}{z_{20}}\right) + \dots + c_n \ln\left(\frac{z_n}{z_{n0}}\right). \quad (2.26)$$

При этом семейство поверхностей, ортогональных этим характеристикам, определяется из скалярного произведения многомерного вектора

$$\mathbf{F} = \frac{z_1}{c_1} \mathbf{e}_1 + \frac{z_2}{c_2} \mathbf{e}_2 + \dots + \frac{z_n}{c_n} \mathbf{e}_n \quad (2.27)$$

и единичного вектора \mathbf{e} , которое можно представить в развернутом виде уравнения Пфаффа:

$$\frac{z_1}{c_1} dz_1 + \frac{z_2}{c_2} dz_2 + \dots + \frac{z_n}{c_n} dz_n = 0. \quad (2.28)$$

Данное уравнение также приводится к полному дифференциалу, поэтому существует потенциал $P(z_1, z_2, \dots, z_n) = C$ пространства состояний E^n , который можно представить в виде семейства поверхностей, ортогональных характеристикам уравнения (2.19).

Подведем итоги. В данной главе нами установлено, что для моделей пространства состояний, входящих в класс однородных или мультипликативных функций, существует как системное время, так и потенциал пространства E^n . Данные величины являются естественными криволинейными координатами пространства состояний и представляются соответственно зависимостями:

- для случая однородных функций:

$$\omega - \omega_0 = \frac{\beta}{n} \left(c_1 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + c_2 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + \dots + c_n \ln \frac{z_n}{z_{n0}} \right), \quad (2.29)$$

$$P - P_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{z_1^2 - z_{10}^2}{c_1} + \frac{z_2^2 - z_{20}^2}{c_2} + \dots + \frac{z_n^2 - z_{n0}^2}{c_n} \right). \quad (2.30)$$

- для случая мультипликативных функций:

$$\omega - \omega_0 = c_1 \ln \left(\frac{\varphi_1(z_1)}{\varphi_1(z_{10})} \right) + c_2 \ln \left(\frac{\varphi_2(z_2)}{\varphi_2(z_{20})} \right) + \dots + c_n \ln \left(\frac{\varphi_n(z_n)}{\varphi_n(z_{n0})} \right), \quad (2.31)$$

а потенциал P определяется путем интегрирования уравнения (2.24) при определенном виде функций $\varphi_k(z_k)$.

Аналогичным образом можно показать, что для уравнения (2.10)

также существует интегрирующий множитель, если функцию t задать в виде $\theta(M) = t(z_1, z_2, \dots, z_n) = \sum_{i=1}^m \left(\prod_{k=1}^n \varphi_{ik}(z_k) \right)$.

Такие зависимости используются в методе Фурье при описании скалярных полей величин в процессе решения задач математической физики и теории сплошных сред.

Обратим внимание, что уравнения (2.26), (2.29) и (2.31) по форме имеют вид, который характерен для зависимостей, используемых при определении энтропии в термодинамике.

Это указывает на то, что системное время и энтропия состояния объекта в определенных условиях могут быть связаны между собой. Данной проблеме будет посвящен соответствующий подраздел в данной части книги.

Нестационарное поле состояний.

Для данного случая тоже может быть введено понятие менсуры состояния, однако поле величины $\theta(M) = t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$ будет зависеть от эмпирического времени τ . Другими словами, соответствующие зависимости для стационарных и нестационарных полей состояний будут уже по форме отличаться между собой.

Последовательность доказательства этого факта аналогична доказательствам, приведенным в предыдущих разделах. Например, используем те же самые постулаты 1 – 4, которые изложены в разделе 5.5. При этом оговариваем, что скалярное поле величины θ явно зависит от времени. Зададим некоторую вещественную функцию $t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$, на основе которой будет формироваться модель пространства состояний, при этом предполагаем, что существует связь между величинами t и θ вида: $\theta = t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$. Тогда уравнение (2.10) представляется в виде:

$$dQ = \frac{\partial Q}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial Q}{\partial z_1} dz_1 + \dots + \frac{\partial Q}{\partial z_n} dz_n. \quad (2.32)$$

Добавляя к соотношениям (2.10) уравнение $\left(\frac{\partial Q}{\partial \tau}\right) = c_\tau \left(\frac{\partial t}{\partial \tau}\right)$, где

c_τ – темпоральность нестационарного процесса изменения состояния объектов во времени, приходим к необходимости анализа формы Пфаффа вида:

$$dQ = c_\tau \left(\frac{\partial t}{\partial \tau}\right) d\tau + c_1 \left(\frac{\partial t}{\partial z_1}\right) dz_1 + \dots + c_n \left(\frac{\partial t}{\partial z_n}\right) dz_n, \quad (2.33)$$

где эмпирическое время τ выступает независимой переменной.

Решение задачи зависит от выбора функции $t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$. В математической физике при описании нестационарных скалярных полей величин широко используется метод Фурье, когда частные решения ищутся в виде произведений функций, зависящих от времени и параметров свойств $t = \varphi_\tau(\tau) \varphi_1(z_1) \varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$. Также как и при выводе соотношений (2.11) – (2.12) можно показать, что для уравнения (2.33) обязательно существует интегрирующий делитель, который обращает данное уравнение в полный дифференциал [3]. Интегрирующим делителем уравнения (2.33) будет функция $t = \varphi_\tau(\tau) \varphi_1(z_1) \varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$.

В результате получаем системное время в случае нестационарного поля состояний в виде

$$\omega - \omega_0 = c_\tau \ln \left(\frac{\varphi_\tau(\tau)}{\varphi_\tau(\tau_0)} \right) + c_1 \ln \left(\frac{\varphi_1(z_1)}{\varphi_1(z_{10})} \right) + \dots + c_n \ln \left(\frac{\varphi_n(z_n)}{\varphi_n(z_{n0})} \right), \quad (2.34)$$

где $\omega_0, \tau_0, z_{10}, \dots, z_{n0}$ – параметры опорного состояния.

В свою очередь, для стационарного поля состояний зависимость для системного времени ранее была получена в виде (2.12):

$$\omega - \omega_0 = c_1 \ln \left(\frac{\varphi_1(z_1)}{\varphi_1(z_{10})} \right) + c_2 \ln \left(\frac{\varphi_2(z_2)}{\varphi_2(z_{20})} \right) + \dots + c_n \ln \left(\frac{\varphi_n(z_n)}{\varphi_n(z_{n0})} \right). \quad (2.35)$$

Таким образом, для нестационарных пространств состояний в соотношении для системного времени (2.34), в отличие от

зависимости (2.35), появляется слагаемое в виде $\Delta\omega_\tau = c_\tau \ln\left(\frac{\varphi_\tau(\tau)}{\varphi_\tau(\tau_0)}\right)$,

где присутствует эмпирическое время τ . В частном случае задания функции $t = \tau \cdot z_1 \cdot \dots \cdot z_n$ системное время (2.34) примет вид:

$$\omega - \omega_0 = c_\tau \ln\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) + c_1 \ln\left(\frac{z_1}{z_{10}}\right) + \dots + c_n \ln\left(\frac{z_n}{z_{n0}}\right). \quad (2.36)$$

Для нестационарного поля, которое с достаточной точностью может быть приближено функцией $t = \tau \cdot z_1 \cdot \dots \cdot z_n$, также существует потенциал пространства состояний E^n , который представляется зависимостью:

$$P - P_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau^2 - \tau_0^2}{c_\tau} + \frac{z_1^2 - z_{10}^2}{c_1} + \frac{z_2^2 - z_{20}^2}{c_2} + \dots + \frac{z_n^2 - z_{n0}^2}{c_n} \right). \quad (2.37)$$

Аналогичные результаты можно получить и для случая однородных функций t , определяющих модель нестационарного поля состояний.

В заключение обратим внимание, что уравнение (2.37) по форме совпадает с уравнением (1.28), которое получено при описании четырехмерного пространства-времени.

6.2 Законы темпорологии

На основе приведенных выше результатов можно сформулировать феноменологические законы темпорологии.

Первый закон может быть изложен в виде принципа существования системного времени и потенциала.

- Каждый класс объектов, для пространства состояний которого существует некая полевая величина, характеризующая состояние и темпоральные процессы изменения состояний объектов в этом пространстве, обладает [3]:

- характеристической функцией пространства состояний, называемой системным временем ω , которая является криволинейной координатой данного пространства (характеристикой, векторной линией);
- характеристической функцией пространства состояний в виде поверхности уровня, ортогональной линиям системного времени, которая является потенциалом P данного пространства.

• Бесконечно малое изменение количества воздействия в любом темпоральном процессе равно произведению полевой величины на полный дифференциал системного времени: $dQ = \theta d\omega$.

Из первого закона вытекает следствие, которое может быть сформулировано в виде балансового принципа изменения состояний объектов по отношению к системному времени.

Для описания темпоральных процессов изменения состояний введем математическую функцию $du = c_n dt$, которую назовем *трансергией* (лат. *trans* – за, через + гр. *energela* – действие, сила). Для систем различной природы данная величина является логическим аналогом понятия энергии в термодинамике.

Если исходить из справедливости соотношения $dQ = \theta d\omega = t d\omega$, то можно сформулировать закон сохранения трансергии для континуальных пространств состояний в виде некоего балансового принципа. Представим зависимость для изменения количества воздействия в виде:

$$dQ = t d\omega = c_n dt + (t d\omega - c_n dt). \quad (2.38)$$

Определим трансергию как величину равную $du = c_n dt$. Используя функцию t в виде мультипликативной зависимости $t = \varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)$, представление $d\omega$ в форме (2.11), и задавая dt в виде суммы частных дифференциалов относительно параметров свойств z_k , преобразуем (2.38) к виду:

$$t d\omega = du + r(\alpha_1 \varphi'_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_{n-1}(z_{n-1}) dz_1 +$$

$$\alpha_2 \varphi_1(z_1) \varphi_2'(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_{n-1}(z_{n-1}) dz_2 + \dots + \alpha_{n-1} \varphi_1(z_1) \varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_{n-1}'(z_{n-1}) dz_{n-1} \\ \alpha_1 = 1; \alpha_k = \frac{c_k - c_n}{c_1 - c_n}; r = \frac{(c_1 - c_n)t_0}{\varphi_1(z_{10})\varphi_2(z_{20}) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_{n0})}. \quad (2.39)$$

Здесь $t_0, z_{10}, z_{20}, \dots, z_{n0}$ – параметры опорного состояния, с помощью которого функция t может быть представлена в виде $rt = t_0 \frac{(c_1 - c_n)\varphi_1(z_1)\varphi_2(z_2) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_n)}{\varphi_1(z_{10})\varphi_2(z_{20}) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_{n0})}$. Так как значение величины t_0 в опорной точке можно принять условно, то будем считать, что коэффициент r равен единице, тогда $t_0 = \frac{\varphi_1(z_{10})\varphi_2(z_{20}) \cdot \dots \cdot \varphi_n(z_{n0})}{c_1 - c_n}$.

Если $\varphi_k(z_k) = z_k$, то уравнение (2.39) можно привести к виду:

$$t d\omega = du + \alpha_1 z_2 \cdot \dots \cdot z_{n-1} dz_1 + \alpha_2 z_1 z_3 \cdot \dots \cdot z_{n-1} dz_2 + \dots + \alpha_{n-1} z_1 z_2 \cdot \dots \cdot z_{n-2} dz_{n-1}. \quad (2.40)$$

Уравнение (2.40) является аналогом закона сохранения энергии для случая n переменных.

Из многомерного уравнения (2.40) уравнение сохранения трансергии для двух переменных может быть получено в виде соотношения, которое отражает форму закона сохранения энергии в термодинамике:

$$dQ = t d\omega = c_2 dt + \alpha_1 z_2 dz_1. \quad (2.41)$$

Следует подчеркнуть, что уравнения вида (2.39) могут быть справедливы на основе анализа данных для различных многомерных континуальных пространств состояний объектов независимо от природы изучаемых темпоральных данных. При этом получаемые уравнения нельзя рассматривать как уравнение сохранения энергии в обычном физическом представлении. Трансергия пространства состояний в виде $du = c_n dt$, как и потенциал P , являются особыми математическими функциями, обладающими свойствами полного дифференциала. Соответствующие величины системного времени, потенциала и трансергии будут носить свой специфический характер

для определенного класса объектов и каждой комбинации изучаемых переменных состояния.

Системное время ω , менсура θ , потенциал P и трансергия u могут быть приняты в качестве обобщенных критериев для описания состояний объектов и темпоральных процессов их изменения в многомерном пространстве E^n . Данные величины являются полевыми переменными и каждая из них в своем качестве может отражать свойства и течение времени в определенном аспекте.

Сегодня балансовые принципы являются основой научного мировоззрения в естествознании. Однако вопрос о существовании балансовых соотношений по отношению к системам различной природы пока совершенно не изучен. Идея о возможности существования скалярных величин, однозначно характеризующих состояния объектов и подчиняющихся некоторым законам сохранения, достаточно распространена и обоснована в целом ряде естественных наук. Справедливость подобных подходов для биологических, экологических, общественных и других сложных систем может быть установлена только на основе анализа данных наблюдений. Известно, например, что принцип сохранения энергии был первоначально установлен опытным путем для термодинамических систем и затем уже экспериментально и логически распространен на множество физических процессов и явлений в качестве фундаментального закона.

Если для объектов некоего класса эмпирически обосновать существование балансовых принципов для их континуального пространства состояний, то совместно с уравнениями состояния может быть разработана системно-феноменологическая теория описания функционирования или развития таких объектов, близким аналогом которой может выступать теория классической термодинамики.

В заключение отметим, что принцип существования системного времени и потенциала распространяется также и на нестационарные

поля состояний, однако в этом случае в соответствующие зависимости для определения этих величин входит параметр эмпирического времени τ , как это видно из уравнений (2.36) и (2.37).

Второй закон темпорологии может быть сформулирован в виде принципа взаимосвязи системного времени и траектории реального процесса. Необратимое течение времени определяет увеличение длины дуги кривой реального процесса и, как следствие, рост системного времени.

Доказать это можно следующим образом.

Как известно, общее решение уравнения (2.19) геометрически представляет собой в пространстве $E^{n+1}(z_1, z_2, \dots, z_n, Q)$ семейство интегральных решений, которые связаны с характеристиками (2.20) данного уравнения. Каждому интегральному решению в пространстве состояний соответствует некий реализуемый процесс изменения состояния объекта $l(\tau)$, который характеризуется изменением во времени параметров свойств (2.7). Через каждую точку кривой процесса $l(\tau)$ проходит только одна характеристическая кривая (2.19) [43]. Таким образом, согласно понятий векторного анализа, характеристики уравнения (2.20), которые являются линиями системного времени, представляют собой векторные линии векторного поля $\Gamma(z_1, z_2, \dots, z_n, Q)$, а интегральные поверхности – векторные поверхности этого поля.

Исходя из вышеизложенного, каждой точке любой кривой темпорального процесса $l(\tau)$ можно поставить в соответствие значение системного времени. Другими словами, длина кривой $l(\tau)$ однозначно связана с этой величиной и длина кривой $l(\tau)$ может быть измерена в единицах системного времени ω и наоборот.

С учетом ранее приведенного определения количества воздействия и предложенной системы его измерения, изменение этой величины в произвольном процессе $l(\tau)$ будет равно: $dQ = \frac{1}{\delta} \theta(\varepsilon) d\varepsilon$.

В данном случае элемент дуги ε кривой l выступает в качестве параметра интегрирования в уравнении (2.6). С другой стороны согласно (2.22) $dQ = t d\omega$, откуда следует, что

$$d\omega = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\theta}{t} \right) d\varepsilon. \quad (2.42)$$

Так как мы считаем, что $\theta(M) = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$, то в идеальном случае $d\omega = A d\varepsilon$, где A – коэффициент соответствия единиц измерения системного времени и длины дуги кривой l .

В реальном случае обработки опытных данных с учетом (2.42) дифференциал системного времени будет пропорционален дифференциалу дуги кривой процесса $l(\tau)$, который, в свою очередь, определяется согласно зависимостей дифференциальной геометрии:

$$d\varepsilon = \sqrt{z_{1l}'^2(\tau) + z_{2l}'^2(\tau) + \dots + z_{nl}'^2(\tau)} d\tau, \quad (2.43)$$

где параметры свойств z_k заданы уравнениями (2.7).

Так как в любом реальном процессе величина $d\varepsilon$ всегда возрастает с течением эмпирического времени τ (в соответствии с (2.43) $d\varepsilon > 0$, т.к. $d\tau > 0$), то рост системного времени согласно (2.42) определен необратимым течением времени. Отсюда видно, что для любых реальных процессов изменение системного времени $\Delta\omega > 0$, так как всегда $\tau > \tau_0$.

Таким образом, *второй закон темпорологии* может быть изложен в виде: в любом темпоральном процессе изменение системного времени однозначно связано с изменением длины траектории этого процесса.

В уравнении $d\omega = A d\varepsilon$ или $\omega = A\varepsilon + C$, константа A определяется условием нормирования и характеризует соотношение между заданными единицами измерения величин ω и ε . Неопределенная константа интегрирования, в свою очередь, находится из начального условия $\omega = A\varepsilon + C$ при $\varepsilon = 0$ ($\tau = 0$), откуда $C = 0$. Этим обеспечивается возможность строго однозначного определения положения начала отсчета на шкале системного

времени. Что касается константы A , то она будет определяться требуемой чувствительностью шкалы измерений и используемыми единицами измерений. Поэтому не всякий процесс из спектра реальных процессов изменения состояний объектов одного класса может быть принят в качестве эталонного. В общем случае условие нормирования запишется в виде $\frac{\omega_2 - \omega_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} = A$, где индексы 1 и 2

относятся к опорным точкам эталонного темпорального процесса. Коэффициент A должен задаваться, исходя из анализа всего спектра темпоральных процессов и рационального выбора опорного объекта и эталонного процесса.

Таким образом, на основе соотношений (2.42) – (2.43) может быть построена шкала для непосредственных измерений системного времени, основанная на принципе замещения данной величины как объекта измерения другой темпометрической величиной, в данном случае, длиной траектории темпорального процесса. Возможны и другие способы построения системы измерения величины ω .

Например, ранее установлено, что для любого процесса l изменение количества воздействия связано с изменением системного времени зависимостью:

$$dQ = t d\omega = t \left(c_1 \frac{dz_1}{z_1} + c_2 \frac{dz_2}{z_2} + \dots + c_n \frac{dz_n}{z_n} \right), \quad (2.44)$$

а, с другой стороны, для того же процесса l имеем $dQ = c_l d\theta$.

Как показал, опыт обработки данных, очень часто уравнения состояний объектов могут быть получены в виде $\theta = C (z_1/z_{10})^{\beta_1} (z_2/z_{20})^{\beta_2} \dots (z_n/z_{n0})^{\beta_n}$. Обосновать это можно следующим образом. Обратим внимание на данную зависимость и отметим, что для любого наблюдаемого момента времени τ можно одновременно определить значения величин θ, z_1, \dots, z_n . Данные величины могут быть представлены в виде временных рядов $\theta(\tau), z_1(\tau), \dots, z_n(\tau)$. Таким образом, данная зависимость является

однопараметрической зависимостью относительно эмпирического времени τ вида:

$$\theta(\tau) = \theta(z_1(\tau), \dots, z_n(\tau)).$$

В разделе 3.3 было показано, что функция определенная данным соотношением будет удовлетворять уравнению (1.43):

$$\alpha_1 z_1 \frac{\partial \theta}{\partial z_1} + \alpha_2 z_2 \frac{\partial \theta}{\partial z_2} + \dots + \alpha_n z_n \frac{\partial \theta}{\partial z_n} = f,$$

где величины $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, f$ в общем случае являются некоторыми функциями, которые при небольших изменениях переменных можно приближенно считать постоянными.

Если использовать метод характеристик, то получим

$$d\theta = \frac{f}{n} \left(\frac{dz_1}{\alpha_1 z_1} + \frac{dz_2}{\alpha_2 z_2} + \dots + \frac{dz_n}{\alpha_n z_n} \right).$$

Интегрируя данное соотношение можно получить приближенное уравнение для регрессионного анализа опытных данных в виде степенной мультипликативной зависимости $\theta = C (z_1/z_{10})^{\beta_1} (z_2/z_{20})^{\beta_2} \dots (z_n/z_{n0})^{\beta_n}$, где C, β_k – константы.

Теперь становится понятно, почему зависимость такого вида широко используют при обработке опытных данных. Для некоторых классов объектов данная зависимость в первом приближении отражает закономерности взаимосвязи параметров, которые функционально связаны однопараметрической зависимостью относительно эмпирического времени.

Дифференциал $d\theta$ из уравнения состояния после логарифмических преобразований может быть приведен к виду $d\theta = \theta(\beta_1 dz_1/z_1 + \dots + \beta_n dz_n/z_n)$, откуда

$$dQ = c_l \theta \left(\beta_1 \frac{dz_1}{z_1} + \beta_2 \frac{dz_2}{z_2} + \dots + \beta_n \frac{dz_n}{z_n} \right). \quad (2.45)$$

В случае, если для каждой точки M величины θ и t однозначно равны, то уравнения (2.44) и (2.45) тождественны между собой, если

$$c_k = c_l \beta_k. \quad (2.46)$$

Каждому реальному процессу соответствует свой наблюдаемый объект, поэтому величина c_l определяет особенности изменения состояний данного объекта, а величина β_k – особенности пространства состояний.

Таким образом, зная значения темпоральности c_l для процесса l развития каждого объекта (или участков процесса) и уравнение состояния можно найти значения темпоральностей c_k при описании траектории этого процесса.

Возможно также реализовать способ определения системного времени непосредственно на основе использования зависимости $d\omega = dQ/\theta$ и известных значений количества воздействия dQ и менсуры состояния θ , последовательно определенных для участков кривой каждого реального процесса.

Исходя из полученных результатов, можно утверждать, что шкалу системного времени можно построить на основании: оценки изменения свойств объекта в реальном процессе, например, согласно (2.12) или (2.26); на основе факта взаимосвязи изменений системного времени и длины дуги траектории этого процесса $d\omega = Ad\varepsilon$; путем непосредственного использования соотношения $d\omega = dQ/\theta$. Второй и третий способы более предпочтительны, т.к. дают возможность применить апробированные методы геометрических измерений.

После установления факта однозначной связи системного времени с длиной дуги траектории многомерного процесса расчетным путем легко определяются значения системного времени, потенциала и трансергии состояний объектов, исходя из анализа массива темпоральных данных.

Все вышеизложенное относится к стационарным полям системного времени. Для нестационарных полей необратимое течение времени будет оказывать более существенный эффект. Это объясняется тем, что в зависимости для системного времени (2.36), в

отличие от зависимости (2.26), появляется слагаемое $\Delta\omega_\tau = c_\tau \ln(\tau/\tau_0)$, где присутствует параметр эмпирического времени τ . Величина $\Delta\omega_\tau$ больше нуля, т.к. $\tau > \tau_0$.

Подводя итоги, можно сделать следующие выводы:

- принцип существования системного времени и потенциала распространяется на реальные процессы при условии существования в пространстве E^n скалярного поля величины θ ;
- необратимое течение времени, измеренное в эмпирической шкале τ , определяет необратимый рост системного времени в реальных процессах;
- для случая стационарного поля состояний скалярные поля системного времени и потенциала также будут стационарны. При этом $\oint \frac{dQ}{\theta} = 0$ и $\oint dP = 0$ для пространства состояний, но $\int_l \frac{dQ}{\theta} \neq 0$ и $\int_l dP \neq 0$ для реальных процессов.
- для случая нестационарного поля состояний соответствующие поля системного времени и потенциала будут зависеть от эмпирического времени. В этом случае каждый реальный процесс является не только эволюционно развивающимся, но и подверженным движению всего поля состояний, так как воздействия на объект происходят не одномоментно, а носят протяженный во времени характер. Поэтому изменение этих величин будет определяться не только траекторией процесса и его темпоральностью, но и нестационарным движением всего поля состояний класса объектов. При этом в пространстве состояний E^n невозможно получить замкнутый контур, т.к. любой процесс формируется необратимо с течением времени τ и значения координаты τ только возрастают.

6.3 Взаимосвязь системного времени и энтропии в термодинамическом процессе

Ранее указывалось, что уравнения для определения системного времени по форме имеют вид, который характерен для зависимостей, используемых при определении энтропии в термодинамике. Здесь возникает вопрос: каким образом в любом темпоральном процессе (не только термодинамическом) по данным опыта можно оценить энтропию и установить связь между системным временем и энтропией. Сегодня многие авторы [41, 56] отмечают возможность взаимосвязи энтропии и времени, которое в своей сущности необратимо и неумолимо возрастает в направлении от прошлого к будущему. Особо на этом акцентирует внимание Эддингтон.

Изначально понятие энтропии введено по отношению к термодинамическим процессам. Любой такой процесс в такой сути является темпоральным. Поэтому по определению всякому термодинамическому процессу l может быть поставлено в соответствие как количество теплоты Q_t , так и количество воздействия Q . Если рассматривать элементарный участок $d\varepsilon$ кривой процесса l , то между изменениями величин Q_t и Q на элементарном отрезке $d\varepsilon$ должна существовать связь вида $dQ_t = B dQ$, где B – коэффициент соответствия между величинами, который в общем случае может зависеть от изменения параметров свойств объекта. Данную связь для тепловых процессов в третьей части книги мы обоснуем на основе анализа опытных данных (раздел 7.5), а сейчас примем соотношение $dQ_t = B dQ$ как гипотезу.

Полученные ранее результаты позволяют установить фундаментальную закономерность между энтропией, как мерой изменения состояний термодинамических систем в тепловых процессах, и временем, как общей мерой всех наблюдаемых изменений в состояниях любых систем. При рассмотрении тепловых

процессов будем исходить из представления системного времени (1.56) и зависимости (2.22) $dQ = \theta d\omega$, а также из представления энтропии в термодинамическом процессе [29, 40]:

$$dQ_t = T ds, \quad (2.47)$$

где dQ_t – изменение количества теплоты; T – абсолютная температура; ds – изменение энтропии.

Данные зависимости указывают на явную связь между системным временем и энтропией состояния термодинамической системы. Для элемента кривой процесса $d\varepsilon$ имеем соотношение вида:

$$T ds = B \theta d\omega; \quad ds = B \frac{\theta}{T} d\omega. \quad (2.48)$$

Если ввести обозначение $\varphi_* = B\theta/T$, то в элементарной окрестности состояния термодинамической системы зависимость для энтропии относительно системного времени можно представить в виде:

$$ds = \varphi_* d\omega = \gamma_1 \frac{dz_1}{z_1} + \gamma_2 \frac{dz_2}{z_2} + \dots + \gamma_n \frac{dz_n}{z_n}, \quad (2.49)$$

где коэффициенты γ_k равны $\gamma_k = \varphi_* c_k$. При постоянном значении φ_* в окрестности состояния M энтропия будет представлена в виде линейной функции относительно системного времени или в виде логарифмической функции относительно параметров свойств:

$$s - s_0 = \varphi_*(\omega - \omega_0) = \gamma_1 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + \gamma_2 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + \dots + \gamma_n \ln \frac{z_n}{z_{n0}}. \quad (2.50)$$

Из соотношения (2.50) как следствие вытекает принцип однозначной зависимости возрастания энтропии от эмпирического времени с учетом (2.42) и (2.43). Особо отметим, что знак энтропии в термодинамическом процессе ds будет определяться коэффициентом B в (2.42), т.к. другие величины в (2.48) $\Delta\omega = \omega - \omega_0 > 0$, $T > 0$, $\theta > 0$ строго положительны.

Установленные соотношения (2.49) – (2.50) могут быть проверены на опытных данных. Например, для идеальных газов при двух переменных состояния термодинамической системы – удельном

объеме $z_1 = \nu$ и давлении $z_2 = p$, коэффициенты γ_1 и γ_2 должны быть тесно связаны с теплоемкостями идеального газа. Кроме того, на основе опытных данных можно определить изменение энтропии Δs и системного времени $\Delta \omega$ и после чего экспериментально установить вид зависимости (2.48).

Таким образом, в любом тепловом процессе изменения состояния термодинамической системы приращение энтропии прямо пропорционально изменению системного времени состояния. Основной вывод, который можно сделать из приведенного выше материала: системное время, энтропия и эмпирическое время взаимосвязаны между собой и отражают темпоральный характер изменения термодинамических процессов и явлений.

Что касается других процессов, наблюдаемых в природе и обществе, то принцип существования энтропии может быть распространен на процессы и явления [3], для которых справедливо существование некой эмпирической меры, как полевой величины, характеризующей в целом состояние системы (по аналогии с температурой или менсурой).

Данные выводы справедливы для биологических, экологических и социальных систем. Если существует опытный факт того, что для реальной системы можно выдвинуть гипотезу существования некой эмпирической меры состояния, то возможно обоснование принципа существования энтропии и установление закономерностей, которые характеризуют изменение состояний этой системы. В этом случае изменение энтропии состояния будет однозначно связано с изменением системного времени. Поэтому научная значимость предложенного подхода связана с возможностью построения темпоральных моделей для систем различной природы.

Полученные результаты позволяют подойти к экспериментальному изучению справедливости принципа возрастания энтропии и определению области его применения, чему будет уделено внимание в конце данной книги.

6.4 Векторное поле пространства состояний и локальная стрела времени

После того как изложена теория темпорологии имеется возможность подойти к изучению темпоральных закономерностей изменения состояний класса объектов для всего спектра реальных процессов в целом. В этом случае будем говорить об эволюционных изменениях класса и экземпляров класса в отдельности. Под эволюцией объектов будем понимать медленные и постепенные во времени изменения в состояниях объектов. Данные изменения будут связаны со свойствами объектов и полем менсуры состояний.

Астрофизиком А. Эддингтоном в прошлом веке в научную терминологию было введено образное понятие «стрела времени», которое дает наглядное представление об необратимости времени в общей физической картине мира. Ученым была предложена гипотеза, что энтропия является символом динамического качества мира и что «стрела времени есть свойство энтропии». Исходя из того, что величины системного времени и энтропии тесно связаны между собой, данную гипотезу в темпорологии можно обосновать в виде принципа существования локальной стрелы времени.

В качестве локальной стрелы времени применительно к пространству состояний класса объектов будем использовать понятия векторного поля, характеризующего темпоральные изменения, которые наблюдаются при совершении реальных процессов.

Векторное поле пространства состояний

С целью изучения поставленной проблемы вернемся к рассмотрению уравнений (2.15) и (2.19), которые описывают закономерности функционирования или развития объектов в пространстве состояний и накладывают на изменения этих состояний определенные ограничения. При моделировании реальный процесс представляется в пространстве n параметров свойств объектов и характеризуется при этом относительными изменениями состояний,

которые, в свою очередь, оцениваются по шкале измерений менсуры θ . Данная мера отражает процессы развития всех объектов в целом и имеет принятую систему измерений.

В пространстве состояний $E^{n+1}(z_1, z_2, \dots, z_n, Q)$ в каждой точке M существует поле направлений, которое соответствует дифференциальному уравнению (2.19), – векторное поле $\Gamma(z_1, z_2, \dots, z_n, Q)$ вида [68]:

$$\Gamma(z_1, z_2, \dots, z_n, Q) = \frac{z_1}{\beta c_1} \mathbf{e}_1 + \frac{z_2}{\beta c_2} \mathbf{e}_2 + \dots + \frac{z_n}{\beta c_n} \mathbf{e}_n + t \mathbf{e}_{n+1}, \quad (2.51)$$

где \mathbf{e}_k – единичные векторы, направленные соответственно по осям координат пространства состояний E^{n+1} , в частном случае $\beta = n$.

В данном пространстве E^{n+1} будет размещено m интегральных поверхностей, каждой из которых однозначно принадлежит один реальный процесс из всего семейства m наблюдаемых процессов. В свою очередь, в пространстве E^n будет представлен спектр реальных процессов изменения состояний всех m объектов согласно (2.7) при определенных условиях воздействия. Легко показать, что для пространства E^n имеем $\Gamma_z(z_1, z_2, \dots, z_n) = \frac{1}{\beta} \text{grad } P$. Аналогичное поле направлений может быть задано и для уравнения (2.15).

Определим вектор Γ как *векторное поле* пространства состояний, определяющее ход эволюции состояний объектов во времени при всех возможных уровнях воздействия, которые задаются функцией количества воздействия Q . Вектор Γ характеризует континуальные закономерности, связанные с изменением и развитием состояний объектов в пространстве E^{n+1} при реализации наблюдаемых процессов. Направление поля Γ в каждой точке M совпадает с направлением касательной к характеристической линии системного времени, проходящей через точку M . Поэтому геометрическое представление об эволюции состояний объектов будем связывать с системным временем.

Исходя из понятий теории поля, совокупность всех линий системного времени в потоке вектора Γ определим как спектр векторных линий (характеристик) системного времени. Этот спектр линий дает представление об общем изменении состояний объектов, являясь как бы отображением мгновенных изменений, исходя из коллективного функционирования или поведения всей группы объектов в целом. Если провести все характеристические линии, проходящие через точки некоторого куска поверхности Δ , то их совокупность даст векторную трубку системного времени. Подобное представление вектора пространства состояний E^{n+1} при анализе процессов изменения и развития объектов позволяет применить уравнения теории поля.

Выделяя в векторном поле произвольный объем V , ограниченный поверхностью Δ с направлением нормали \mathbf{n} к этой поверхности, получим, согласно формулы Остроградского, что объемный интеграл от расходимости поля (дивергенция $\text{div}\Gamma$) равен потоку поля $\left(\iint_{(\Delta)} \Gamma_n d\Delta \right)$ через поверхность этого объема:
$$\iiint_{(V)} \text{div}\Gamma dV = \iint_{(\Delta)} \Gamma_n d\Delta.$$

В свою очередь, выделяя в векторном поле некоторый замкнутый контур l_o , который ограничивает поверхность Δ_o , получим, согласно формулы Стокса, что циркуляция вектора Γ вдоль этого контура равна потоку вихря через поверхность Δ_o :
$$\int_{(l_o)} \Gamma_\varepsilon d\varepsilon = \iint_{(\Delta_o)} \text{rot}_n \Gamma d\Delta.$$

Здесь $d\varepsilon$ – направленный элемент дуги кривой l_o , рассматриваемый как малый вектор.

Таким образом, вектор Γ характеризует континуальные закономерности пространства состояний в целом, исходя из описания этих закономерностей дифференциальными уравнениями (2.15) или (2.19).

Вектор эволюции как локальная стрела времени

Кроме вектора пространства состояний E^{n+1} может быть рассмотрен также вектор, характеризующий конкретные реальные процессы в пространстве E^n . Кривая траектории каждого процесса l определяется параметрическими уравнениями (2.7) и функцией количества воздействия (2.6). Для этих условий и при описании континуальных закономерностей пространства состояний дифференциальными уравнениями (2.15) и (2.19) в пространстве E^n существует скалярное поле (функция состояния) величины $\omega = \omega(z_1, z_2, \dots, z_n)$.

Таким образом, каждому состоянию в пространстве E^n соответствует функция состояния $\omega = \omega(z_1, z_2, \dots, z_n)$, рассматриваемая как функция всех независимых переменных z_k . При этом через каждую точку кривой $l(\tau)$ проходит только одна характеристическая кривая (2.20) и каждой точке кривой процесса можно поставить в соответствие значение системного времени. Для поля величины ω существует вектор (градиент), который по численному значению и по направлению в заданной точке M характеризует наибольшую скорость возрастания системного времени:

$$\mathbf{S} = \text{grad}(\omega) = \frac{\beta c_1}{z_1} \mathbf{e}_1 + \frac{\beta c_2}{z_2} \mathbf{e}_2 + \dots + \frac{\beta c_n}{z_n} \mathbf{e}_n. \quad (2.52)$$

Данный вектор можно рассматривать в качестве «локальной стрелы времени» для всего пространства состояний E^n . Содержательный смысл данной величины состоит в том, что вектор \mathbf{S} определяет в точке M направление наибольшей скорости течения системного времени и тем самым задает максимальную длину траектории процесса через точку M , осуществленного за заданный интервал времени.

В свою очередь, для любой точки произвольного процесса l может быть построен вектор \mathbf{V} по правилу: в каждой точке вектор направлен по касательной к кривой траектории процесса, а по алгебраической

величине равен производной от функции $\omega = \omega(z_1, z_2, \dots, z_n)$ по направлению упомянутой касательной. Тогда вектор \mathbf{V} может быть записан через проекцию градиента в виде:

$$\mathbf{V} = \text{grad}_l(\omega) \lambda, \quad (2.53)$$

где λ – единичный вектор касательной.

Определим вектор \mathbf{V} как вектор эволюции в реальном процессе l , который будет характеризовать скорость возрастания системного времени в направлении касательной к кривой l .

Таким образом, вектор \mathbf{V} определяет закономерности процессов развития во времени для i -того объекта. Характеристики каждого такого вектора позволяют попарно сравнивать между собой процессы изменения состояний объектов в пространстве E^n .

Дифференциальные уравнения для пространства состояний

Основная задача описания систем различной природы связана с построением модели континуального пространства состояний по имеющимся дискретным темпоральным данным. При этом проблема моделирования связана с выбором среды моделирования, которая позволяет адекватно описать эти данные. Перебор различных видов функций t , определение величин c_l и оценка качества полученных зависимостей приводит к значительному объему вычислительных работ особенно, когда имеется много опытных данных. Обработка таких данных для получения феноменологических моделей может проводиться с учетом различных гипотез, которые определяют закономерности формирования континуального пространства состояний. Это возможно, путем применения методов теории сплошных сред. Используя разные гипотезы, характеризующие закономерности пространства состояний, можно свести исходную задачу выбора сред моделирования к решению уравнений математической физики.

Известно из математической физики, что континуальному пространству состояний можно приписать феноменологические

свойства. Это позволяет предложить аналитическую теорию описания систем, когда пространство состояний объектов представляется как сплошная среда – континуум. Исходя из этого, исследование процессов может сводиться к изучению скалярных полей менсуры относительно эмпирического времени и параметров свойств, где параметры свойств, в свою очередь, зависят от времени.

Применяя различные гипотезы, характеризующие взаимосвязь скалярного поля менсуры и поля функции t или отражающие особенности изменения менсуры во времени, можно получить дифференциальные уравнения для описания пространств состояний класса объектов. Например, пусть скалярное поле величины θ с точностью до постоянной может быть описано функцией нескольких переменных $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$. Для однородных функций $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ справедливо уравнение (2.18), которое положено в основу дифференциального уравнения (2.19).

Величина t и параметры свойств являются функциями времени, поэтому, продифференцировав по времени уравнение (2.18), для однородной функции получим:

$$\beta \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z_1} \left(z_1 \frac{\partial t}{\partial z_1} \right) z'_1(\tau) + \dots + \frac{\partial}{\partial z_n} \left(z_n \frac{\partial t}{\partial z_n} \right) z'_n(\tau). \quad (2.54)$$

Аналогично для мультипликативной функции t согласно (2.15):

$$n \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\frac{\varphi_1(z_1)}{\varphi'_1(z_1)} \frac{\partial t}{\partial z_1} \right) z'_1(\tau) + \dots + \frac{\partial}{\partial z_n} \left(\frac{\varphi_n(z_n)}{\varphi'_n(z_n)} \frac{\partial t}{\partial z_n} \right) z'_n(\tau). \quad (2.55)$$

Для эволюционных процессов параметры свойств $z'_k(\tau)$ являются медленно меняющимися во времени величинами, поэтому уравнения (2.54) и (2.55) представим в общем виде:

$$a \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\lambda_1 \frac{\partial t}{\partial z_1} \right) + \frac{\partial}{\partial z_2} \left(\lambda_2 \frac{\partial t}{\partial z_2} \right) + \dots + \frac{\partial}{\partial z_n} \left(\lambda_n \frac{\partial t}{\partial z_n} \right), \quad (2.56)$$

где величины a и λ_k в общем случае заданы как функции параметров свойств. Данные феноменологические величины следует определять по имеющимся опытным данным, исходя из решения обратных

краевых задач. Таким образом, приходим к нестационарному уравнению диффузии, которое задается для многомерной области. Дифференциальное уравнение в частных производных (2.56) при исходных допущениях определяет поле менсуры, которая может быть принята для описания пространства состояний класса объектов. Данное уравнение при определенных краевых условиях математически характеризует свойства континуального пространства состояний.

Можно к данному результату прийти используя связь изменений количества воздействия и функции $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$, что определено четвертым постулатом темпорологии.

Исходя из данного положения в окрестности каждой точки M пространства состояний E^n существует множество значений величины dQ , зависящих от вектора направления процесса l . Учитывая соотношение $dQ = c_l dt$, примем гипотезу, что для любого процесса l в произвольной точке M существует связь между изменениями величины Q и функции t в направлении этого процесса:

$$dQ_l = c_l \text{grad}_l t(M) dl, \quad (2.57)$$

где c_l – темпоральность процесса l и коэффициент пропорциональности, определяющий феноменологическую связь между величинами; $\text{grad}_l t(M)$ – проекция вектора $\text{grad } t(M)$ на направление процесса l .

Если рассмотреть замкнутую поверхность σ многомерного объема ν , выделенного в пространстве E^n , то за время $d\tau$ для элемента поверхности $d\sigma$ получим соотношение:

$$dQ = d\tau \iint_{(\sigma)} \mu \text{grad } t d\sigma, \quad (2.58)$$

где μ – величина, связанная с темпоральностью c_l .

Для величины количества воздействия Q можно выдвинуть разные гипотезы об ее изменении во времени, которые будут

определены представлениями об этой величине. Например, предположим, что она подчиняется закону сохранения, как это принято в математической физике при выводе уравнения теплопроводности, тогда, применяя балансовый метод в пространстве E^n , получим

$$dQ = d\tau \iiint_{(v)} \chi \frac{\partial t}{\partial \tau} d\nu = d\tau \iint_{(\sigma)} \mu \operatorname{grad} t d\sigma, \quad (2.59)$$

где χ – некоторая функция пропорциональности.

Применяя к уравнению (2.59) формулу Остроградского, получим уравнение параболического типа для функции t :

$$\chi \frac{\partial t}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} t) \quad \text{или}$$

$$\chi \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z_1} \left(\mu_1 \frac{\partial t}{\partial z_1} \right) + \frac{\partial}{\partial z_2} \left(\mu_2 \frac{\partial t}{\partial z_2} \right) + \dots + \frac{\partial}{\partial z_n} \left(\mu_n \frac{\partial t}{\partial z_n} \right). \quad (2.60)$$

Данное дифференциальное уравнение аналогично уже ранее полученному нестационарному уравнению диффузии (2.56).

Аналогичным образом, используя различные гипотезы по отношению к процессу изменения количества воздействия во времени, можно приходить к различным краевым задачам математической физики и осуществлять проверку адекватности теоретических моделей по отношению к опытным данным для систем различной природы.

Однако, в отличие от перебора простых функций для описания среды моделирования, нахождение функций t из уравнения (2.56) представляет собой достаточно непростую задачу. Если при задании определенных краевых условий для двух и трех переменных в литературе имеются аналитические решения уравнения (2.56), то для четырех и более переменных такие решения встречаются редко. В любом случае решения уравнения (2.56) достаточно сложны.

Если подвести итог, то можно отметить следующее. В естествознании имеется два основных способа построения моделей пространств состояний систем. Первый основан на опытной оценке феноменологических констант и соотношений, характеризующих

процессы изменения состояний объектов, и использовании различных гипотез, приводящих к уравнениям математической физики. Решение различных краевых задач позволяет получить зависимости, которые используются на практике. Данные зависимости при моделировании обычно не сравниваются с опытными данными, так как исходя из практического опыта считается, что они дают достаточно точные результаты при применении. Подобный подход широко распространен в математической физике и технических науках.

Второй подход основан на установлении на базе опытных данных эмпирических соотношений, характеризующих процессы изменения состояний объектов, и построении прикладных моделей, которые в обязательном порядке адаптируются по опытным данным. На основе таких моделей далее могут формироваться теории для описания тех или иных процессов. Данный подход существенно более трудоемок в вычислительном плане, требует предварительного создания развитой феноменологической теории и применяется в термодинамике и некоторых естественных науках.

Исходя из выше приведенного, проблема использования дифференциальных уравнений при описании пространств состояний классов объектов различной природы связана с тем, что при построении теории необходимо будет в любом случае пройти путь создания феноменологической теории и только потом попытаться построить теории на основе использования уравнений математической физики. Кроме того, получаемые аналитические решения достаточно сложны и их применение при обработке данных будет связано со значительными сложностями. По этой причине в дальнейшем в данной работе при построении моделей систем чаще всего применяется второй подход, при котором используются простые зависимости для задания среды моделирования.

6.5 Методика обработки, описания и анализа темпоральных данных

Полученные результаты и логика применения методов темпорологии позволяют сформулировать методические принципы обработки, описания и анализа темпоральных массивов данных для установления феноменологических закономерностей. Предполагается, что такие закономерности могут иметь общий характер, их получение возможно для объектов различной природы и основных типов хранимых данных, характеризующих эти объекты.

В темпоральных массивах обычно хранятся многомерные данные. В данном случае под многомерными данными будем понимать массивы данных темпоральной структуры, в которых число объектов может достигать несколько десятков тысяч и более, количество параметров – до сотни, а число таблиц, привязанных к моментам времени, – несколько тысяч или десятков тысяч.

Сегодня существенной проблемой в области работы с указанными выше данными является отсутствие эффективных интеллектуальных методов описания информации, а также специализированных информационно-аналитических систем для анализа данных, например, для поиска темпоральных закономерностей и установления латентных связей, получения уравнений состояний объектов, распознавания аномальных, неблагоприятных и опасных событий, выявления в пространствах состояний многомерных зон риска, изучения тенденций в развитии как отдельных объектов, так и групп объектов и т.д.

Формирование массивов данных для анализа изначально требует исключительно трудоемкой работы многих исследователей. Многомерные данные можно получить там, где имеются стандартизованные методики сбора и обработки данных, применяются различные модели для оценки их точности и достоверности, а также используются методы сглаживания, описания

и ассимиляции данных, устанавливаются эмпирические зависимости, которые могут послужить основой для построения моделей и т.д. В некоторых прикладных областях подобные данные существуют или могут быть получены. На базе таких данных уже возможно создание феноменологических моделей, которые учитывают основные закономерности функционирования и развития объектов во времени.

Исходя из сказанного выше, общая методика обработки, описания и анализа темпоральных данных применительно к системам и объектам различной природы в каждом конкретном случае включает следующие этапы:

- составляется база данных в форме структурированного массива темпоральных данных, для чего проводится сбор, обработка и анализ различной информации в области предмета исследования. Массив данных формируется в виде трехмерных таблиц «объекты – параметры свойств», причем множество таблиц упорядочено по времени с определенным шагом (рис. 1.14.) Все ячейки массива должны быть заполнены количественной информацией, при отсутствии значений параметров проводится интерполяция или экстраполяция данных различными методами;

- формируется перечень параметров, которые в дальнейшем будут выступать в качестве переменных состояния. Задачей данного этапа является выбор из всего перечня параметров обоснованной системы переменных, с использованием которых возможна полная и достоверная характеристика состояний изучаемых систем или классов объектов. Эти переменные определяются сложившимися в научном сообществе представлениями о функционировании или поведении изучаемых систем, литературными данными, имеющимися базами данных, корреляционным анализом информации или другими методами установления наиболее значимых переменных. При изучении различных аспектов развития систем с целью эффективности анализа информации обработка данных и поиск закономерностей будет осуществляться по группам из трех – семи

переменных состояния. При этом необходимо стремиться к тому, чтобы, используемые переменные состояния отличались информативностью, значимостью и вариабельностью, и в совокупности были достаточны для характеристики состояний объектов в определенном аспекте;

- создается многомерное пространство состояний для изучаемого класса объектов (рис. 1.14). На данном этапе принимается гипотеза о существовании менсуры θ , как меры отклонения состояний объектов от опорных состояний, исходя из принятой геометрической, вероятностной, эмпирической и т.д. модели пространства состояний. Осуществляется выбор эмпирических мер для определения менсуры, а также разработка системы ее количественного определения. С этой целью строится или выбирается темпоральный процесс, который может выступать в качестве эталонного процесса в пространстве состояний. Задаются опорные точки для построения линейной шкалы менсуры для относительного сравнения состояний объектов между собой. Изучаются различные варианты построения системы измерения данной величины и выбираются наиболее оптимальные из них;

- производится измерение состояний объектов по созданной шкале и находятся соответствующие значения менсуры. На данном этапе устанавливаются регрессионные зависимости в виде уравнений состояния, отражающие связи менсуры с переменными состояниями. Это один из наиболее трудоемких этапов исследования, так как требуется проведение значительного числа вариантных расчетов для различных перечней переменных состояний и разных систем измерения менсуры. Качество и точность моделей проверяется путем проверки статистических гипотез и сравнения расчетных результатов с имеющимися данными. По полученным моделям делается вывод о справедливости принципа соответственных состояний;

- в случае справедливости принципа соответственных состояний формулируется система измерения количества воздействия

dQ для наблюдаемых реальных процессов согласно предложенного метода, что дает возможность в многомерном пространстве состояний сравнивать между собой такие процессы. В принятой системе измерения определяются значения количества воздействия для всех реальных процессов изменения состояний объектов. Устанавливаются соответствующие феноменологические зависимости для описания динамики данных в изучаемой предметной области и оценивается их качество и точность;

- согласно соотношения $dQ = c_l d\theta$ для каждого экземпляра класса находится темпоральность c_l наблюдаемых процессов для кривых в целом или участков кривых, описывающих процессы;

- на основе зависимости $d\omega = dQ/\theta$, соотношений (2.42) – (2.43) или (2.44) – (2.46) строится шкала системного времени и находятся зависимости системного времени от длины траектории реального процесса, зависимости количества воздействия от изменений системного времени и т.д.;

- далее формулируются гипотезы, позволяющие предложить зависимости для описания темпоральных данных, характеризующих определенный класс объектов. При выполнении данного этапа изучаются особенности класса объектов и формулируются модели менсуры на основе задания непрерывной скалярной функции $t = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$ или функции $t = t(\tau, z_1, z_2, \dots, z_n)$. Данная функция определяет среду моделирования для изучаемого класса объектов. На основе полученных результатов определяются системное время ω , потенциал P и трансергия u состояний объектов (для всех экземпляров класса) в процессе их изменения в многомерном пространстве E^n , согласно приведенных ранее зависимостей. С использованием полученных моделей проводится эмпирическое изучение особенностей и закономерностей полевой структуры времени, отражающей свойства темпоральных данных, характеризующих изучаемый класс объектов.

Таким образом, задача темпорологии по созданию системно-феноменологических теорий в предметных областях сводится к построению моделей описания данных для массивов информации, имеющих многомерную темпоральную структуру. В этом случае метод темпорологии позволяет для объектов различной природы применить математический аппарат и методики анализа данных, которые по своей сути близки к основным положениям и зависимостям термодинамики. Это позволяет сформулировать общие принципы обработки темпоральных данных для получения феноменологических закономерностей.

Из приведенных во второй части книги результатов видны возможности, которые позволяют сформировать обширную экспериментальную базу темпорологии по отношению к системам и объектам различной природы, т.к. основная проблема экспериментальной темпорологии – это получение, накопление, обработка и анализ опытных данных и фактов о времени. Учитывая громадное множество изучаемых на практике классов систем, видов моделей (геометрических, вероятностных, эмпирических и т.д.), перечней используемых при моделировании переменных и т.д., сразу видна трудоемкость задачи создания экспериментальной базы темпорологии. Однако, формирование такой базы позволит обобщить общесистемные положения темпорологии и обосновать наиболее общие законы, отражающие природу времени. Отдельным примерам решения этой задачи посвящена третья часть книги.

ЧАСТЬ III

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ

ТЕМПОРОЛОГИИ

Исторически физика постепенно пришла к выводу, что физическая картина мира характеризуется не четырехмерным пространством-временем, а многомерным многообразием. Поэтому процессы и явления должны описываться посредством многомерных геометрических, вероятностных, темпоральных и др. моделей. В этом плане основная идея экспериментальной темпорологии, которая связана с представлением темпорального процесса в виде траектории изменения состояний объекта в многомерном пространстве параметров свойств, отвечает физическим представлениям.

В теоретической части данной книги были изложены естественнонаучные принципы темпорологии, позволяющие сформулировать общую систему обработки, описания и анализа эмпирических данных о темпоральных процессах различной природы.

Системное время тесно связано с изменением множества свойств объектов и отражает хроногенез реальных процессов функционирования и развития экземпляров класса объектов. Поэтому наиболее важная задача экспериментальной темпорологии состоит в определении этого времени опытным путем.

Целью данной части книги является изложение на практических примерах предложенной системы обработки, описания и анализа темпоральных данных и эмпирическое изучение темпоральных закономерностей, характерных для отдельных классов объектов. Это позволит развить экспериментальные методы в темпорологии и установить объективные закономерности формирования во времени процессов различной природы.

Согласно приведенной ранее методики обработки, описания и анализа темпоральных данных для каждого изучаемого класса объектов необходимо:

- сформировать массив темпоральных данных в изучаемой предметной области и обосновать используемые переменные состояния;
- разработать способы измерения менсуры и определить ее значения для каждого состояния экземпляров класса;
- найти адекватное уравнение состояния (или несколько уравнений) и исследовать поле состояний на стационарность (нестационарность);
- разработать систему измерения количества воздействия и связать эту величину с экспериментально определяемыми величинами, определить его значения для каждого темпорального процесса;
- найти темпоральности реальных процессов изменения состояний объектов;
- исходя из анализа массива темпоральных данных и полученных зависимостей, определить значения системного времени, потенциала и трансергии состояний объектов и тем самым подтвердить справедливость первого закона темпорологии;
- установить взаимосвязь изменений системного времени с изменениями длины дуги кривых, соответствующих изучаемым темпоральным процессам развития объектов, и подтвердить справедливость второго закона темпорологии для класса объектов;
- выявить темпоральные особенности и закономерности, характерные для класса объектов.

В отдельных случаях при обработке данных решаются и другие задачи, которые имеют интерес в экспериментальном плане при изучении тех или иных классов объектов. Решение перечисленных выше задач позволяет обобщить опытный материал и сформулировать экспериментальные основы темпорологии.

Глава седьмая

ТЕМПОРОЛОГИЯ И ТЕРМОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

7.1 Законы идеального газа

Большое значение в термодинамике имеет понятие идеального газа, который характеризуется исключительно простой структурой. Идеальный газ отличается низкой плотностью вещества. Многие простые газы (водород, гелий, кислород, азот, неон и т.д.) ведут себя как идеальный газ. Законы идеального газа описываются математическими моделями, которые характеризуют состояния и процессы изменения состояний простых газов в термодинамических процессах.

Основные положения термодинамики идеального газа установлены экспериментальным путем, все эмпирические зависимости определяются двумя-тремя параметрами, что дает возможность создавать модели в трехмерном пространстве. Это позволяет наглядно представить многие положения в виде геометрических объектов и соотношений, что существенно упрощает процесс моделирования.

В термодинамике идеальным газом считается газ, параметры которого строго подчиняются эмпирическому уравнению Клапейрона вида $T = p\nu/R_i$, где T является температурой, определяемой по идеально-газовой шкале.

Изначально в основу измерения идеально-газовой температуры были положены два закона – закон Шарля и закон Гей-Люссака, которые представляются соответственно в виде:

$$p = p_0(1 + \alpha_v t)|_{V=const}; \quad (3.1)$$

$$V = V_0(1 + \alpha_p t)|_{p=const}, \quad (3.2)$$

где t – температура по шкале Цельсия; p – давление газа при постоянном объеме; V – объем газа при постоянном давлении; α_v – температурный коэффициент термической упругости; α_p – температурный коэффициент объемного расширения; p_0 , V_0 – параметры опорного состояния.

Закон Шарля формулируется в виде: если данная масса газа нагревается или охлаждается в некотором интервале температур, причем объем газа остается постоянным, то температурный коэффициент термической упругости не зависит от природы газа.

Также можно представить и закон Гей-Люссака: если данная масса газа нагревается или охлаждается в некотором интервале температур, причем давление газа остается постоянным, то температурный коэффициент объемного расширения не зависит от природы газа.

Математически данные законы выражаются зависимостями (3.1) – (3.2) и рассматриваются как совершенно точные по отношению к веществам, находящимся в идеально-газовом состоянии, т.е. при условии, что давление газа очень мало ($p \rightarrow 0$). Причем на практике для простых газов давление в одну атмосферу и несколько ниже уже считается достаточно низким. Экспериментально установлено, что для идеальных газов $\alpha = \alpha_v = \alpha_p = \frac{1}{273,15} = 0,003661^\circ\text{C}^{-1}$.

Основной закон для состояний идеального газа представляется известным *уравнением Клапейрона*, которое установлено опытным путем:

$$p\nu = R_i T, \quad (3.3)$$

где R_i – индивидуальная газовая постоянная, ν – удельный объем, p – давление, T – абсолютная температура.

Данная зависимость может быть представлена также в виде:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{p}{p_0} \frac{\nu}{\nu_0}. \quad (3.4)$$

Здесь ν_0 – значение удельного объема газа в опорной точке (точке таяния льда); p_0 – стандартизированное (при нормальных условиях) значение давления, равное 101325 Па; $T_0 = 273,15\text{ K}$;

$$R_i = \frac{p_0 \nu_0}{T_0}.$$

Следующий опытный факт термодинамики связан с существованием понятий количества теплоты и теплоемкостей. *Количество теплоты* Q_t – это физическая величина, показывающая интенсивность теплового взаимодействия в результате теплообмена.

Особое место в экспериментальной термодинамике занимает калорическая характеристика – *теплоемкость*. Понятие теплоемкости было привнесено в термодинамику из калориметрии. Для газов теплоемкость обычно определяют по формуле:

$$c_l = \left(\frac{dQ_t}{dT} \right)_l \quad (3.5)$$

и она представляет собой количество теплоты, необходимое для изменения температуры T термодинамической системы на один градус в некотором процессе l .

Важным является то, что существуют способы измерения в опыте величин, представленных в формуле (3.5). При этом в качестве температуры в уравнении используют температуру, которая является идеально-газовой температурой. В общем случае теплоемкость является функцией процесса и может численно изменяться от $-\infty$ до $+\infty$. Наибольшее применение имеют теплоемкости при постоянных объеме c_v и давлении c_p .

В качестве фундаментального закона идеального газа, характеризующего процессы изменения состояний, используется уравнение сохранения энергии, которое построено на основе данных опыта, однако логически обобщает особенности множества термодинамических процессов и поэтому несет в себе элементы определенных теоретических представлений. В своем классическом

виде уравнение сохранения энергии выражается уравнением в дифференциальной форме для любого термодинамического процесса:

$$dQ_t = du + \nu dp, \quad (3.6)$$

где u – энергия состояния идеального газа.

Данный закон в этом своем первоначальном виде имеет эмпирическое происхождение.

Таким образом, к феноменологическим понятиям, методам, моделям и законам в термодинамике идеального газа можно отнести:

- физические свойства простых газов;
- представления о состояниях и параметрах состояний газов;
- понятия эмпирической температуры, теплоемкостей и других термических и калорических величин;
- методы определения количества теплоты и работы;
- системы и шкалы измерения различных величин;
- уравнения состояний веществ и перечисленные выше законы идеального газа.

В этот перечень также можно включить первый и второй постулаты термодинамики о тепловом равновесии и существовании функции температуры, а также эмпирический вид закона сохранения энергии. Все это и образует в классической термодинамике идеального газа исходную совокупность эмпирических знаний и представлений.

Исторически термодинамика идеального газа развивалась преимущественно феноменологическим путем от эксперимента к теории. Однако современные методы и средства статистического моделирования и дифференциальной геометрии позволяют в пространстве состояний идеального газа оперировать с множеством модельных состояний и термодинамических процессов и на основе анализа данных устанавливать основные закономерности.

Целью данного раздела является обоснование законов и положений идеального газа методами статистического моделирования и дифференциальной геометрии. Это позволяет

предложить систему изложения термодинамических основ с использованием вероятностных и геометрических моделей и теоретически получить эмпирические законы идеального газа.

Зададимся следующим проблемным вопросом: можно ли в термодинамике идеального газа получить законы Шарля и Гей-Люссака, уравнение Клапейрона, закон сохранения энергии и принцип существования энтропии теоретическим путем, используя методы темпорологии?

Во всех существующих системах изложения термодинамики применяется один исходный принцип, который положен в основание всех последующих выводов. Как справедливо отметил А.А. Гухман, вся система термодинамики основывается на всеобщем положении – незыблемости термодинамической формы уравнения закона сохранения и превращения энергии [29]. Данное уравнение установлено опытным путем и является фундаментальной закономерностью, с использованием которой формируется вся логическая целостность термодинамики.

Однако одна из наиболее важных особенностей статики и динамики идеального газа состоит в том, что его состояния и термодинамические процессы их изменения являются *равновозможными*. Исходя из этого, можно применить метод статистического моделирования для получения законов идеального газа теоретическим, а не экспериментальным путем. Вторая особенность состоит в том, что все положения и модели в этой области могут быть представлены в трехмерном пространстве геометрическими объектами с возможностью определения всех их параметров.

Таким образом, методами статистического моделирования и дифференциальной геометрии с использованием положений темпорологии требуется установить и обосновать:

- уравнение Клапейрона, законы Шарля и Гей-Люссака определяющие связь между основными параметрами идеального газа, а также другие соотношения;
- принцип существования энтропии для идеального газа и зависимости для ее определения;
- закон сохранения энергии в форме первого начала термодинамики;
- новые темпорологические соотношения, имеющие большое значение, к которым можно отнести зависимости между менсурой и абсолютной температурой, количествами воздействия и теплоты, системным временем и энтропией, системным временем, энтропией и длиной траектории процесса и т.д.

7.2 Уравнение состояния идеального газа

Используя метод Монте-Карло, проведем следующий простой и легко воспроизводимый статистический эксперимент. Предположим, что состояние системы характеризуется двумя измеряемыми и независимыми параметрами x и y . В наблюдаемой области определения этих переменных $E^2(0 \leq x \leq x_{\max}; 0 \leq y \leq y_{\max})$ параметр x изменяется от нуля до x_{\max} , а параметр y – от нуля до y_{\max} .

Известно [21], что вероятность попадания случайной точки в прямоугольник со сторонами, параллельными осям координат Ox и Oy (рис. 3.1, а), у которого правая вершина располагается в точке $A(x, y)$, равна:

$$\rho = P(0 \leq X \leq x; 0 \leq Y \leq y) = [F(x, y) - F(0, y)] - [F(x, 0) - F(0, 0)], \quad (3.7)$$

где $F(x, y) = F_1(x)F_2(y)$ – функция распределения двумерной случайной величины для независимых случайных величин x и y .

Из теории вероятностей следует, что если на плоскости дана равномерно распределенная двумерная случайная величина, то в этом

случае применимо геометрическое определение вероятности. При этом вероятность попадания случайной точки в прямоугольник определяют в виде отношения площади прямоугольника, образованного координатными линиями x и y к точке $A(x, y)$, к площади всей прямоугольной области E^2 [21].

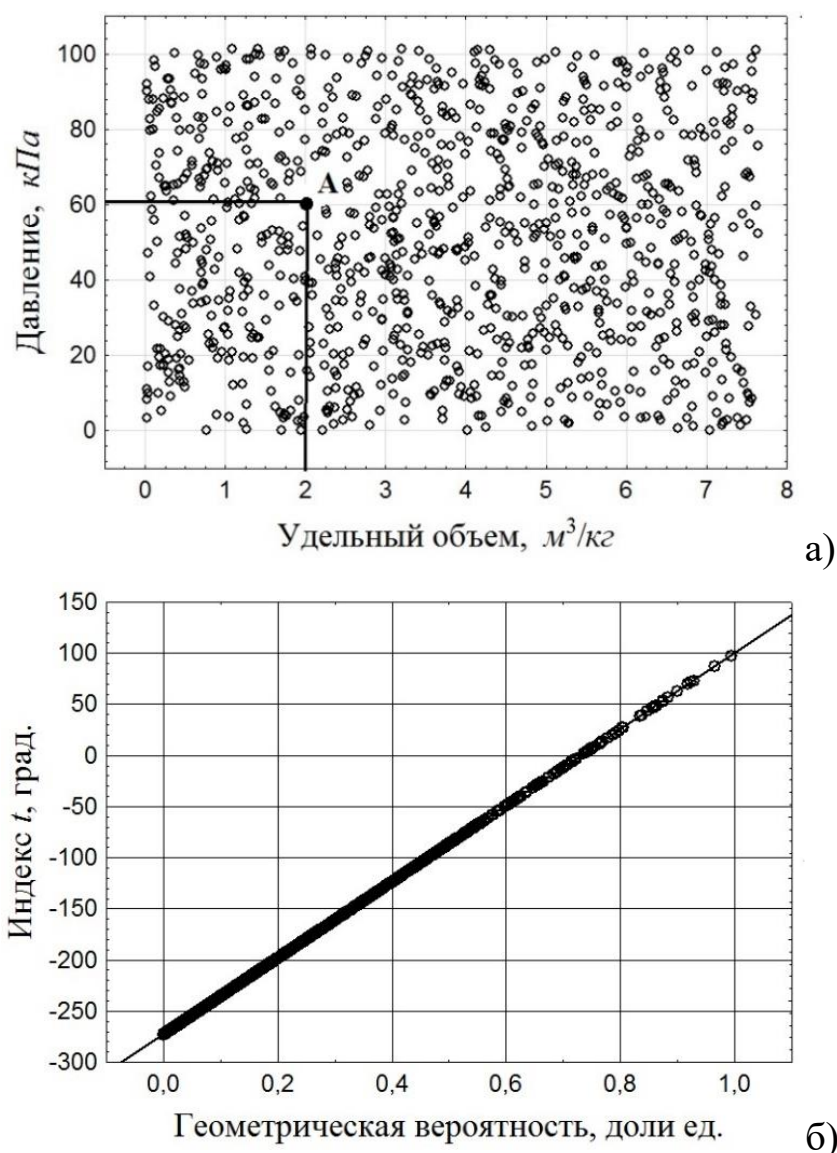


Рис. 3.1. Результаты статистического моделирования: а) диаграмма рассеивания физических свойств гелия при равномерном распределении данных (число статистических экспериментов – 1000); б) зависимость индекса t согласно (3.9) от геометрической вероятности ρ , которая определена в соответствии с (3.8)

Предположим, что координаты точки $A(x, y)$ в процессе проведения статистических экспериментов на плоскости xOy в области E^2 (рис. 3.1, а) могут быть выбраны на отрезках $[0, x_{\max}]$ и $[0, y_{\max}]$ каждый раз абсолютно случайно с учетом равномерного распределения независимых величин x и y . Определим вероятность расположения точки $A(x, y)$ как

$$\begin{aligned} \rho &= 0 \text{ при } 0 \leq x \text{ или } y \leq 0; \\ \rho &= \frac{xy}{x_{\max} y_{\max}} \text{ при } 0 < x \leq x_{\max} \text{ и } 0 < y \leq y_{\max}; \\ \rho &= 1 \text{ при } x > x_{\max} \text{ и } y > y_{\max}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Выберем на плоскости в области E^2 некую опорную точку $A_0(x_0, y_0)$, для которой $\rho = \rho_0$, и проведем линейное шкалирование геометрической вероятности. Для этого точке $A_0(x_0, y_0)$ присвоим значение, равное, например, ноль (градусов, пунктов или баллов), а точке $A'_0(x_{\max}, y_{\max})$ – значение, равное 100 (градусов, пунктов или баллов).

Построим линейную шкалу интервалов в виде индекса t [2, 3]:

$$t = 100 \frac{\rho - \rho_0}{1 - \rho_0} = 100 \frac{xy - x_0 y_0}{x_{\max} y_{\max} - x_0 y_0}. \quad (3.9)$$

Далее методами регрессии будем устанавливать связь между геометрической вероятностью ρ и индексом t .

После пояснения методики статистического моделирования проведем вычислительный эксперимент применительно к имеющимся физическим данным. Предположим, что параметр x – это удельный объем газа v , а параметр y – это давление газа p . Возьмем всего две опытные точки для произвольного газа, например, гелия. Известно, что при давлении среды, равном $p_0 = 101325 \text{ Па}$, и физических условиях, когда вода переходит в лед, удельный объем гелия равен $v_0 = 5,59910 \text{ м}^3/\text{кг}$ (точка A_0). При том же давлении и физических

условиях, когда вода кипит, удельный объем гелия равен $\nu_{100} = 7,64893 \text{ м}^3/\text{кг}$ (точка A'_0). Будем считать состоянием газа некое совместное событие, для которого пары значений величин ν и p выбраны случайно. Генерируя равномерно распределенным генератором случайных чисел значение удельного объема ν от нуля до ν_{100} и значение давления p от нуля до p_0 , получим для области E^2 диаграмму рассеивания параметров свойств гелия (рис. 3.1, а).

Статистическая обработка этих вычислительных экспериментов дает для зависимости индекса t от вероятности ρ следующую линейную зависимость для гелия (рис. 1, б):

$$t = a + b\rho = -273,1496 + 373,1496\rho. \quad (3.10)$$

В случае, если взять известные опытные данные для водорода ($\nu_0 = 11,12720 \text{ м}^3/\text{кг}$, $\nu_{100} = 15,20087 \text{ м}^3/\text{кг}$), то уравнение (3.10) будет получено в виде: $t = -273,1493 + 373,1493\rho$.

Аналогичным образом найдено, для кислорода: $t = -273,1492 + 373,1492\rho$; для азота: $t = -273,1527 + 373,1527\rho$; для неона: $t = -273,1519 + 373,1519\rho$.

Введем с учетом (3.10) понятие абсолютного индекса $T = T_0 + t$, где $T_0 = -a$, тогда имеем простую линейную связь этого индекса с геометрической вероятностью в виде $T = b\rho$. Можно показать, что коэффициент T_0 связан с геометрической вероятностью состояния в опорной точке A_0 и равен $T_0 = 100\rho_0/(1 - \rho_0) = 273,1496$.

Легко также показать, что константы a и b линейного уравнения (3.10) практически не зависят от выбора опорной точки A_0 на прямой линии $p_0 = 101325 \text{ Па}$, т.е. не зависят от значения удельного объема ν_0 . Главное, чтобы на этой прямой выполнялось условие $\rho_0 = (\nu_0/\nu_{100}) = 0,732011$, которое определяется опытными данными нагревания идеальных газов при невысоких давлениях. Таким образом, полученные результаты носят универсальный

характер и могут не привязываться к физическим свойствам конкретных газов. Например, идеального газа с параметрами ($\nu_0 = 25,00 \text{ м}^3/\text{кг}$, $\nu_{100} = 34,1525 \text{ м}^3/\text{кг}$) при давлении $p = p_0$ в природе не существует, тем не менее, для этого случая уравнение (3.10) можно получить в виде: $t = -273,1494 + 373,1494\rho$.

Таким образом, на основе статистических экспериментов найдено значение абсолютного нуля, равное по шкале t значению $t_z = -273,1496$ град, при этом не использованы опытные данные термометрии за исключением данных о значениях давления и удельного объема в опорных точках. Из приведенных результатов видны явные аналогии с процессами построения шкал температур – шкалой Цельсия t и шкалой Кельвина T . Все описанное выше позволяет сделать следующие выводы:

- проводя измерения температур по шкале Кельвина, мы тем самым определяем внутри шкалы $0 < T \leq 373,15$ геометрическую вероятность состояния некой абстрактной термодинамической системы, которую называют идеальной. Вне шкалы обычно проводится распространение функции температуры на всю числовую ось $T(0, +\infty)$, т.к. известно, что любую непрерывную функцию, имеющую непрерывные производные в замкнутой области, можно распространить на всю числовую ось [64]. Основной особенностью идеальной термодинамической системы является равновозможный выбор значений параметров газа при низких давлениях;

- значение абсолютного нуля по шкале Кельвина ($T = 0 \text{ K}$, $t_z = -273,1496^\circ\text{C}$) определяется исключительно выбранным опорным состоянием (нормальные условия: $p_0 = 101325 \text{ Па}$ и $t_0 = 0^\circ\text{C}$), причем температура абсолютного нуля находится из условия, что $\rho_0 = \frac{p_0 \nu_0}{p_0 \nu_{100}} = \frac{\nu_0}{\nu_{100}}$; $T_0 = 100\rho_0/(1 - \rho_0)$. При этом условно принимается, что $1^\circ\text{C} = 1\text{K}$. Из уравнения $T = b\rho$ следует, что шкала

Кельвина является положительной шкалой, т.к. геометрическая вероятность $\rho \geq 0$;

- уравнение Клапейрона вытекает как следствие из уравнения (3.10), из которого:

$$T = 373,1496\rho = 373,1496 \frac{p\nu}{p_0\nu_{100}} = \frac{373,1496}{1,3661} \frac{p\nu}{p_0\nu_0}, \quad (3.11)$$

откуда получаем уравнение Клапейрона в виде: $p\nu = R_i T$, где индивидуальная газовая постоянная равна $R_i = 0,003661 p_0 \nu_0$, что полностью соответствует опытным данным и экспериментальным зависимостям [40, 58].

О понятии абсолютной температуры. Термодинамическая температура является фундаментальным понятием в термодинамике. Однако данная величина является в полном смысле математической моделью, опорная точка A_0 для построения шкалы температуры принимается произвольно. Также произвольно выбирается и область $E^2(\nu, p)$, что позволяет задать вторую опорную точку A'_0 . Поэтому, если исходить из полученного уравнения $T_0 = 100\rho_0/(1-\rho_0)$, то в зависимости от выбора значения $\rho_0 = \nu_0/\nu_{100}$ значение абсолютного нуля в шкале Цельсия будет меняться. Так как геометрическая вероятность $0 \leq \rho_0 \leq 1$, то и значение T_0 может лежать в пределах от нуля до бесконечности.

Предположим, что существует идеальный газ, для которого значение $\rho_0 = \nu_0/\nu_{100}$ равно не 0,732011, а, например, $\rho_0 = 0,8$, тогда значение абсолютного нуля будет равно $T_0 = 400$, в свою очередь, при $\rho_0 = 0,5$ получим $T_0 = 100$. Можно возразить, что в природе таких газов не существует, однако это не снимает вопрос насколько при измерениях обоснованно переносить результаты моделирования на реальные объекты без проверки адекватности. Понятно, что при температурах, близких к абсолютному нулю, принцип равновозможности состояний уже не выполняется, поэтому и

экстраполяция термодинамической шкалы, как модели, в эту область вызывает определенные сомнения.

Таким образом, процедуры термометрии, которые используются при формировании термодинамической шкалы абсолютной температуры, построены на принципе линейного шкалирования геометрической вероятности. Причем модель идеального газа предполагает, что его параметры состояния ν и p подчинены равномерному вероятностному распределению, что не является характерным для реальных систем. Как видно, статистическое моделирование позволяет установить уравнение Клапейрона без проведения термодинамических экспериментов.

7.3 Теоретические зависимости

Кроме уравнения Клапейрона для идеального газа имеется опытный факт, который связан с существованием понятий количества теплоты и теплоемкостей. Количество теплоты Q_t в термодинамическом процессе расчетным путем находится на основании изменения температуры газа и использования известных значений теплоемкостей, которые для газов экспериментально определяются согласно (3.5) и табулируются.

Так как для любого теплового процесса справедливо соотношение $dQ_t = c_l dT$, то справедливы и соотношения:

$$\frac{\partial Q_t}{\partial \nu} = c_p \left(\frac{\partial T}{\partial \nu} \right) \text{ и } \frac{\partial Q_t}{\partial p} = c_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right), \quad (3.12)$$

где c_p и c_v – теплоемкости идеального газа при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно. В самом общем случае величины c_p и c_v могут зависеть от параметров ν , p или T . Исходя из вышеприведенного, изменение величины Q_t в любом процессе l может быть представлено в виде:

$$dQ_t = \left(\frac{\partial Q_t}{\partial \nu} \right) d\nu + \left(\frac{\partial Q_t}{\partial p} \right) dp \quad (3.13)$$

или, с учетом соотношений (3.12), как

$$dQ_t = c_p \left(\frac{\partial T}{\partial \nu} \right) d\nu + c_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right) dp. \quad (3.14)$$

Возможность представления величины dQ_t в виде (3.14) определена понятием функции двух переменных и обоснована известным объемом эмпирических данных, характеризующих связь количества теплоты и температуры.

Согласно соотношений дифференциальной геометрии дифференциальной форме Пфаффа (3.14) соответствует уравнение в частных производных первого порядка. Например, исходя из уравнения Клапейрона, температура имеет вид однородной функции второй степени. Однородная функция второй степени, имеющая частные производные, удовлетворяет формуле Эйлера [64]:

$$T = \frac{1}{2} \left(\nu \frac{\partial T}{\partial \nu} + p \frac{\partial T}{\partial p} \right). \quad (3.15)$$

Данное уравнение с учетом соотношений (3.12) может быть представлено в виде линейного неоднородного уравнения в частных производных первого порядка:

$$\frac{\nu}{2c_p} \frac{\partial Q_t}{\partial \nu} + \frac{p}{2c_v} \frac{\partial Q_t}{\partial p} = T. \quad (3.16)$$

Решение $Q_t = Q_t(\nu, p)$ уравнения (3.16) геометрически представляет собой поверхность в пространстве $E^3(\nu, p, Q_t)$, которая является интегральной поверхностью. Данная поверхность определяется с помощью системы обыкновенных дифференциальных уравнений для характеристик вида [43]:

$$2c_p \frac{d\nu}{\nu} = 2c_v \frac{dp}{p} = \frac{dQ_t}{T} = ds, \quad (3.17)$$

где s – некий вещественный параметр, который можно определить как длину дуги, изменяющуюся вдоль характеристической кривой [43].

Из первых двух уравнений (3.17) сразу для величины ds получается известная из термодинамики зависимость для энтропии:

$$ds = \frac{dQ_t}{T} = c_p \frac{dv}{v} + c_v \frac{dp}{p}; \quad s - s_0 = c_p \ln\left(\frac{v}{v_0}\right) + c_v \ln\left(\frac{p}{p_0}\right), \quad (3.18)$$

а из последнего – не менее известная формула $dQ_t = T ds$.

Таким образом, в геометрическом представлении энтропия, также как и системное время, может быть представлена длиной дуги характеристических кривых, соответствующих полю направлений, которое определяется системой уравнений (3.17). Исходя из этого интегральная поверхность $Q_t = Q_t(v, p)$ однозначно связана с поверхностью $s = s(v, p)$ с учетом соотношения $dQ_t = T ds$.

Кроме того, для уравнения (3.16) существует вектор:

$$\mathbf{F} = \frac{v}{c_p v_0} \mathbf{i} + \frac{p}{c_v p_0} \mathbf{j}, \quad (3.19)$$

где \mathbf{i} и \mathbf{j} – единичные векторы, направленные соответственно по осям координат удельного объема v и давления p . Семейство поверхностей, ортогональных характеристикам (3.17), может быть найдено из скалярного произведения вектора (3.19) и единичного вектора $\mathbf{e} = \mathbf{i} \frac{dv}{v_0} + \mathbf{j} \frac{dp}{p_0}$, а именно $(\mathbf{F} \cdot \mathbf{e}) = 0$:

$$\frac{v}{c_p} \frac{dv}{v_0^2} + \frac{p}{c_v} \frac{dp}{p_0^2} = 0. \quad (3.20)$$

Данное уравнение преобразуется к полному дифференциалу, поэтому существует потенциал $P(v, p) = C$, который представляется в виде семейства поверхностей, ортогональных линиям энтропии:

$$P - P_0 = \frac{v^2 - v_0^2}{c_p v_0^2} + \frac{p^2 - p_0^2}{c_v p_0^2}. \quad (3.21)$$

Таким образом, энтропию и потенциал можно рассматривать как естественные координаты для поверхности $Q_t = Q_t(v, p)$ в пространстве E^3 и термодинамику идеального газа можно полностью

изложить на принципах и соотношениях дифференциальной геометрии.

Теперь введем в рассмотрение величину $du = c_v dT$, которую определим как энергию идеального газа. Величина du является полным дифференциалом, так как величина dT – полный дифференциал по определению, исходя из существования уравнения Клапейрона. Представим соотношение $dQ_t = T ds$ с учетом (3.18) в форме уравнения сохранения энергии:

$$dQ_t = du_* + p dv, \quad (3.22)$$

где du_* – некая величина, которая равна:

$$du_* = \frac{c_p - R_i}{R_i} p dv + \frac{c_v}{R_i} v dp. \quad (3.23)$$

Предположим, что du_* является полным дифференциалом, тогда применяя признак Эйлера, можно показать, что du_* есть полный дифференциал при условии: $c_p - c_v = R_i$. Последнее соотношение представляет собой известное уравнение Майера для идеального газа, при справедливости которого величина du_* тождественно равна du :

$$du_* = du = \frac{c_v}{R_i} d(pv) = c_v dT. \quad (3.24)$$

Таким образом, при условии: $c_p - c_v = R_i$ уравнение (3.22) представляется через энергию идеального газа в виде:

$$dQ_t = du + p dv \text{ или } dQ_t = du + dA. \quad (3.25)$$

Если не накладывать жестких условий в виде уравнения Майера на взаимосвязь величин c_p , c_v и R_i , то величина du_* не будет полным дифференциалом.

Важным является результат, вытекающий из приведенных выше зависимостей, суть которого можно выразить в виде: возможность представления закона сохранения энергии для идеального газа в форме (3.25) является следствием существования уравнения Клапейрона $p v = R_i T$, которое нами определено на основании

статистических экспериментов, а также калорических зависимостей для количества теплоты вида (3.5) и системы уравнений для характеристик (3.17). Поэтому уравнение (3.25) является следствием исходных соотношений и обосновано в данном случае теоретически.

Подводя итог, отметим, что на основе соотношений дифференциальной геометрии нами обоснован принцип существования энтропии идеального газа и получены зависимости для ее определения, а также сформулировано уравнение сохранения и преобразования энергии в форме первого начала термодинамики. Причем данный закон в форме (3.25) является следствием, вытекающим из принципа существования энтропии и справедливости зависимостей вида (3.17).

7.4 Обоснование законов идеального газа на основе вычислительных экспериментов

Теперь на основе статистического моделирования обоснуем полученные соотношения и зависимости для идеального газа. Используя метод Монте-Карло, проведем статистический эксперимент, позволяющий сгенерировать множество процессов изменения состояний идеального газа.

Для этого создадим случайным образом точки начала и конца каждого термодинамического процесса, после чего соединим их между собой. В результате будем иметь множество процессов в пространстве состояний $E^2(\nu, p)$. Такую процедуру проведем несколько раз для различных идеальных газов.

Например, для гелия, генерируя равномерно распределенным генератором случайных чисел значение удельного объема ν от нуля до ν_{100} и значение давления p от нуля до p_0 , получим 1000 состояний, которые будут определять начало процесса (точки

$A_1(\nu_1, p_1)$). Аналогично создаем еще 1000 состояний, которые будут определять конец процесса (точки $A_2(\nu_2, p_2)$). Соединяя точки A_1 и A_2 прямыми линиями, получим 1000 линейных процессов изменения состояний гелия. Теперь на множестве этих процессов проверим справедливость закона сохранения энергии вида (3.25).

Интегрируя (3.25) по линии каждого процесса от точки A_1 до точки A_2 с учетом зависимости $dQ_t = T ds = \frac{c_p}{R_i} p d\nu + \frac{c_v}{R_i} \nu dp$, находим:

$$\Delta Q_t = \frac{c_p}{R_i} (p_1 - k\nu_1)(\nu_2 - \nu_1) + k \frac{c_p + c_v}{2R_i} (\nu_2^2 - \nu_1^2), \quad (3.26)$$

где $k = (p_2 - p_1)/(\nu_2 - \nu_1)$, а уравнение линии процесса определено уравнением $\frac{p - p_1}{p_2 - p_1} = \frac{\nu - \nu_1}{\nu_2 - \nu_1}$. Аналогичным образом получим:

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1); \Delta A = (p_1 - k\nu_1)(\nu_2 - \nu_1) + \frac{k}{2} (\nu_2^2 - \nu_1^2). \quad (3.27)$$

Результаты обработки данных для 1000 линейных процессов изменения состояния гелия приведены на рисунке 3.2.

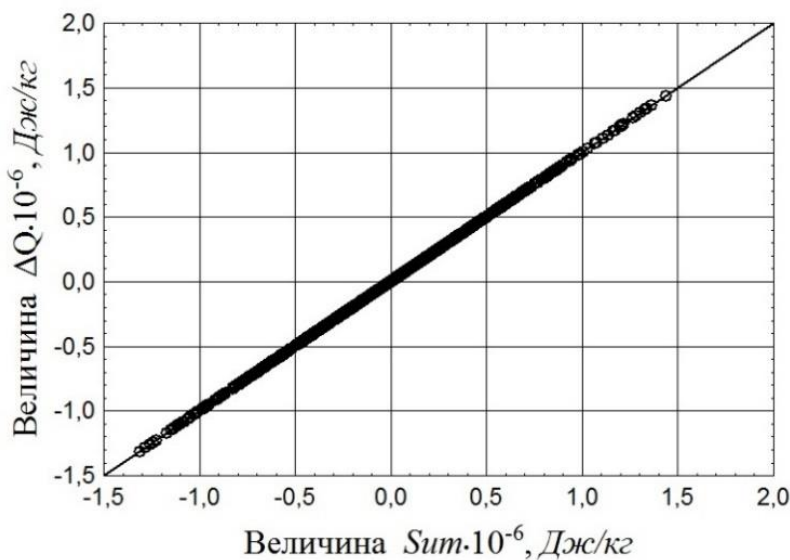


Рис. 3.2. Уравнение сохранения энергии (3.25) для процессов изменения состояний гелия, $Sum = \Delta u + \Delta A$ (число статистических экспериментов – 1000)

Как видно из рисунка, уравнение (3.25) абсолютно точно выполняется по крайней мере для линейных термодинамических процессов. Аналогичные результаты были получены и для других идеальных газов (водород, кислород, азот, неон и т.д.).

Данные результаты для двух переменных состояния ν и p могут быть достаточно наглядно геометрически интерпретированы. Если найдено решение уравнения (3.16) для некоего процесса l , то в пространстве $E^3(\nu, p, Q_t)$ существует интегральная поверхность $Q_t = Q_t(\nu, p)$. В этом же пространстве можно провести еще одну поверхность $u = u(T) = u_1(\nu, p)$, при этом величины Q_t и u имеют одинаковые единицы измерения. В этом случае функция количества теплоты $Q_t = Q_t(\nu, p)$ может быть всегда представлена в виде суммы энергии состояния $u = u(T)$ и некой аппроксимирующей функции, зависящей от переменных состояния ν и p . В этом и будет заключаться геометрическая сущность закона сохранения энергии для идеального газа, который представляется в форме (3.25).

Теперь, используя метод Монте-Карло, докажем справедливость законов Шарля и Гей-Люссака, которые представляются в виде (3.1) и (3.2). Рассмотрим уже используемый идеальный газ гелий. Генерируя равномерно распределенным генератором случайных чисел значение давления p от нуля до p_0 при постоянном удельном объеме и статистически обрабатывая полученные данные, найдем зависимость для закона Шарля в виде

$$\frac{p}{p_0} = 1,0 + 0,003661t, \quad (3.28)$$

где $p_0 = 101325 \text{ Па}$, а температура t определена в соответствии с уравнением (3.9). Результаты обработки данных вычислительного эксперимента для начальных и конечных точек A_1 и A_2 (всего 2000 состояний гелия) приведены на рисунке 3.3. Аналогичным образом, генерируя равномерно распределенным генератором случайных чисел

значение удельного объема ν от нуля до ν_{100} при постоянном давлении, получим зависимость для закона Гей-Люссака в виде

$$\frac{\nu}{\nu_0} = 1,0 + 0,003661t, \quad (3.29)$$

где $\nu_0 = 5,59910 \text{ м}^3/\text{кг}$. При этом, на основе вычислительных экспериментов установлено, что $\alpha_\nu = \alpha_p = \frac{1}{273,15} = 0,003661^\circ\text{C}^{-1}$, что абсолютно точно соответствует экспериментальным данным.

Такие же результаты были получены и для других идеальных газов, в частности, водорода, кислорода, азота и неона.

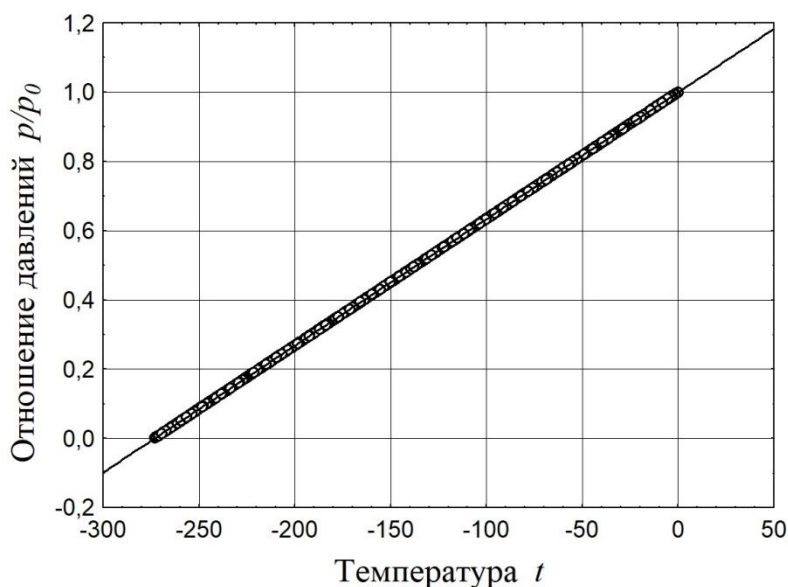


Рис. 3.3. Уравнение закона Шарля для процессов изменения состояний гелия (число статистических экспериментов – 2000)

Таким образом, на основе статистических экспериментов и путем применения принципа о равновозможности состояний идеального газа нами получены законы Шарля и Гей-Люссака (3.1) и (3.2), при этом не использовались опытные данные термометрии.

Методом статистического моделирования можно получить также новые зависимости, которых не было в термодинамике идеального газа. Например, один из слабо изученных вопросов – это установление зависимостей для теплоемкости идеального газа в

процессе совершения любых термодинамических процессов при произвольном изменении величин v и p . Так как величина k в уравнении (3.26) отражает направление линейного процесса, то можно найти связь этой величины с теплоемкостью c_l . На рисунке 3.4 показана соответствующая зависимость для этих величин, которая носит нелинейный характер.

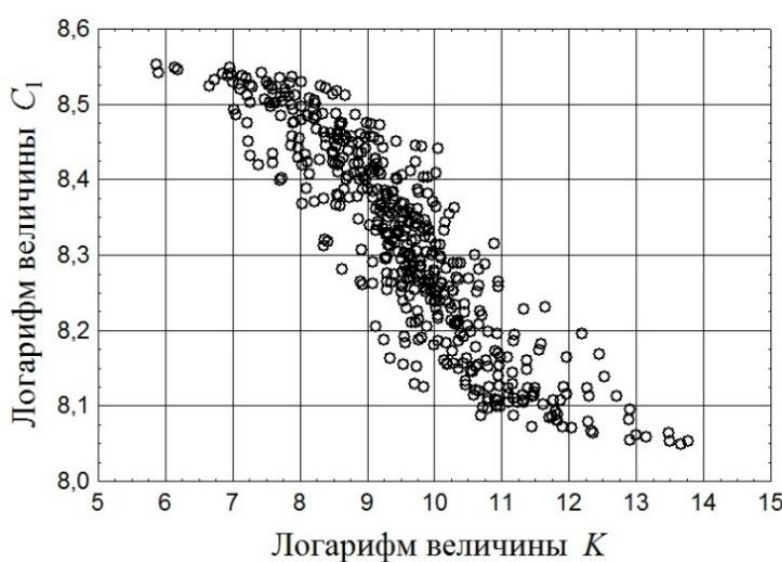


Рис. 3.4. Зависимость теплоемкости гелия c_l от коэффициента k , характеризующего направление процесса l ($c_l > 0$ и $k > 0$)

Таким образом, законы идеального газа являются математическими моделями и могут быть найдены теоретическим путем с минимальным привлечением экспериментальных данных. Предложенный подход направлен на дальнейшее развитие классической термодинамики методами статистического моделирования и дифференциальной геометрии.

7.5 Темпоральные закономерности

Приведенный выше материал открывает дополнительные возможности в исследовании процессов изменения состояний идеальных газов. Этим путем могут изучаться как линейные, так и

нелинейные термодинамические процессы или исследоваться влияние скорости проведения процессов через их параметрическое задание относительно эмпирического времени τ :

$$\nu = \nu_l(\tau); \quad p = p_l(\tau); \quad T = T_l(\tau). \quad (3.30)$$

Все это позволяет ввести время в классическую термодинамику и по новому изложить некоторые фундаментальные понятия термодинамики, а также установить связь отдельных положений термодинамики с положениями темпорологии при изучении термодинамических процессов.

При решении данных задач будем использовать те же два опорных состояния, что и при построении шкалы (3.9). Рассмотрим идеальный газ гелий. В точке A_0 при давлении равном $p_0 = 101325 \text{ Па}$ удельный объем гелия равен $\nu_0 = 5,59910 \text{ м}^3/\text{кг}$. В точке A'_0 при том же давлении удельный объем гелия равен $\nu_{100} = 7,64893 \text{ м}^3/\text{кг}$. Также как и ранее в разделе 7.4, случайным образом создадим термодинамические состояния и линейные процессы. Для гелия, генерируя равномерно распределенным генератором случайных чисел значения удельного объема ν и давления p , получим 1000 линейных процессов между точками $A_1(\nu_1, p_1)$ и $A_2(\nu_2, p_2)$.

Учет влияния времени можно осуществить несколькими путями. Например, будем считать, что все 1000 процессов совершаются за определенно заданное время $\Delta\tau$, а всем точкам $A_1(\nu_1, p_1)$ соответствуют начальные моменты времени равные нулю (все события начала и конца движения одновременны). Так как траектории процессов имеют разные длины отрезков, а интервал $\Delta\tau$ одинаков, то скорости протекания процессов будут различны.

Во втором случае можно считать, что при одинаковой скорости совершения процессов изменение длин прямых отрезков траекторий процессов прямо пропорционально интервалам времени, а начальные моменты времени для точек $A_1(\nu_1, p_1)$ тоже равны нулю. Т.к.

скорости процессов одинаковы, а длины траекторий разные, то интервалы $\Delta\tau$ для различных процессов будут различны. Возможны и другие варианты учета влияния времени.

Будем считать для конкретности, что термодинамический процесс между точками A_0 и A'_0 является линейным и совершается за 1000 секунд (хотя для каждого из линейных процессов может быть выбран и произвольный интервал времени $\Delta\tau = \tau_0$), тогда уравнение прямой между этими точками имеет вид:

$$\frac{\theta}{100} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_{100} - \nu_0} = \frac{\tau}{1000}; \quad p = p_0, \quad (3.31)$$

где τ – эмпирическое время, θ – менсура состояния. На основе данного уравнения можно получить зависимость

$$\theta = \alpha_0 + \alpha_1 \nu, \quad (3.32)$$

при этом коэффициенты равны $\alpha_0 = -100 \frac{\nu_0}{\nu_{100} - \nu_0} = -273,150$ и

$\alpha_1 = \frac{100}{\nu_{100} - \nu_0} = 48,749$. Так как значение менсуры в точке A_0 можно

принять произвольно, то будем считать, что в шкале абсолютной менсуры $\Theta_0 = -\alpha_0 = 273,15$.

Построим линейную шкалу абсолютной менсуры между точками $O(\nu = 0; p = 0; \Theta = 0)$ и A_0 , тогда уравнение шкалы имеет вид:

$$\frac{\Theta}{273,15} = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{p}{p_0} = \frac{\tau}{1000}, \quad \text{откуда} \quad (3.33)$$

$$\Theta = \frac{273,15}{2} \left(\frac{p}{p_0} + \frac{\nu}{\nu_0} \right). \quad (3.34)$$

Считаем, что эталонный процесс OA_0 также совершается за 1000 секунд, хотя это, как указывалось ранее, не принципиально.

Используя уравнение шкалы (3.34) определим для всех точек A_1 и A_2 значение абсолютной менсуры Θ и построим несколько уравнений состояния вида $\Theta = \Theta(\nu/\nu_0, p/p_0)$, а $\Theta = \theta + 273,15$.

В начале определим регрессионное уравнение в виде $\Theta = C (\nu/\nu_0)^{\beta_1} (p/p_0)^{\beta_2}$. Результаты обработки данных приведены на рисунке 3.5, а темпометрическое уравнение состояния имеет вид:

$$\ln \Theta = 5,609 + 0,485 \ln \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right) + 0,373 \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (3.35)$$

коэффициент корреляции является значимым и составляет 0,97.

Состояния гелия определяются удельным объемом и давлением, которым однозначно соответствуют определенные значения температуры T и менсуры Θ , поэтому можно установить связь между данными величинами.

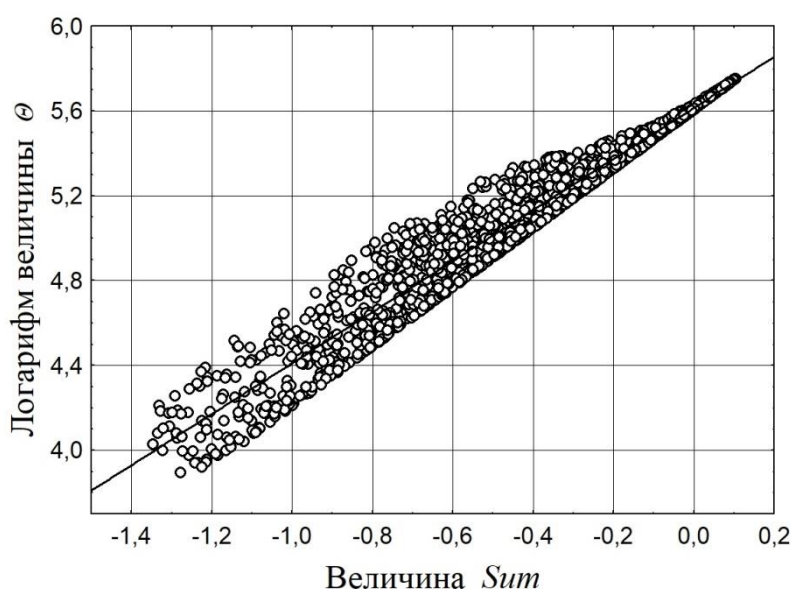


Рис. 3.5. Темпометрическое уравнение состояния для гелия,
(число статистических экспериментов – 2000),
 $Sum = 0,485 \ln(\nu/\nu_0) + 0,373 \ln(p/p_0)$

Результаты обработки данных дают уравнение состояния, которое приведено на рисунке 3.6 и характеризуется зависимостью:

$$\Theta = 5,609 T^{0,410} = 55,95 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{0,410} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,410}, \quad (3.36)$$

а коэффициент корреляции уравнения составляет 0,96.

Теперь можно дать геометрическую интерпретацию полученным результатам. Линейное уравнение темпометрической

шкалы абсолютной менсуры определяется прямой линией (3.33). С помощью данной шкалы в пространстве $E^3(\nu, p, \Theta)$ формируется геометрическое место точек значений величины Θ , которое характеризуется уравнением плоскости (3.34). Данной плоскости принадлежит и прямая (3.33). В свою очередь, шкала абсолютной температуры T также определяется уравнением (3.33), если величину Θ заменить на температуру T , т.к. $p/p_0 = \nu/\nu_0 = T/T_0$.

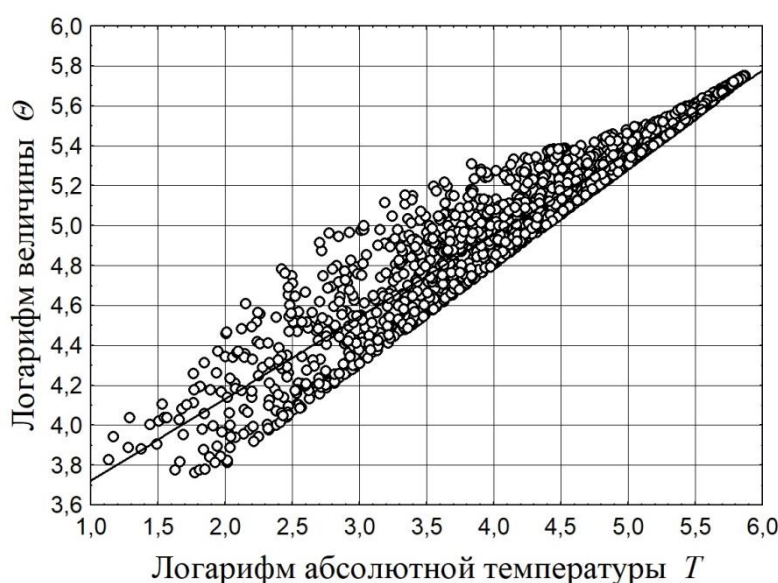


Рис. 3.6. Взаимосвязь абсолютной температуры и абсолютной менсуры для состояний гелия (число статистических экспериментов – 2000).

Уравнению состояния идеального газа (3.3) в пространстве $E^3(\nu, p, T)$ соответствует геометрическое место точек в виде линейчатой гиперболической поверхности $T = p\nu/R_i$. При этом линейная шкала абсолютной температуры как прямолинейная образующая также принадлежит данной поверхности. Таким образом, любой произвольной точке $A(\nu, p)$ однозначно соответствует некое значение величины Θ , лежащее на плоскости (3.34), и значение температуры T , лежащее на гиперболической поверхности. Поэтому между точками плоскости и точками гиперболической поверхности

может быть установлено взаимно однозначно соответствие, которое и представляется приближенной зависимостью (3.36).

Обоснуем теперь высказанные ранее гипотезы о существовании темпорологических соотношений, определяющих связь между количествами воздействия и теплоты, системным временем и энтропией, системным временем и длиной траектории процесса и т.д.

Для всех сгенерированных термодинамических процессов определим количество воздействия согласно зависимости (2.6)

$$\Delta Q = \frac{1}{\delta_l} \int_l \Theta(\varepsilon) d\varepsilon, \text{ представляя элемент дуги } d\varepsilon \text{ в безразмерном виде.}$$

Задавая единицу измерения δ как $1/273,15$ долю изменения количества воздействия для эталонного процесса OA_0 и определяя интеграл $\int_l \Theta(\varepsilon) d\varepsilon$ для любого линейного процесса $l = A_1 A_2$ при задании величины Θ согласно (3.34), получим значение ΔQ в виде:

$$\Delta Q = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Theta_1 + \Theta_2) \sqrt{\left(\frac{p_2 - p_1}{p_0} \right)^2 + \left(\frac{v_2 - v_1}{v_0} \right)^2}. \quad (3.37)$$

В данном случае изменение количества воздействия всегда есть положительное число. По известным значениям этой величины для каждого процесса находим темпоральности процессов c_l и изменения значений системного времени $\Delta \omega$ согласно $\Delta \omega = \Delta Q / \Theta$. В свою очередь, криволинейные интегралы и длину траектории каждого термодинамического процесса определяем на основе параметрического задания линейных процессов относительно эмпирического времени τ вида:

$$\frac{\Theta - \Theta_1}{\Theta_2 - \Theta_1} = \frac{v - v_1}{v_2 - v_1} = \frac{p - p_1}{p_2 - p_1} = \frac{\tau}{\tau_0}. \quad (3.38)$$

Теперь на основании полученных данных можно обосновать принятые гипотезы о взаимосвязи изменений термодинамических и темпоральных величин. Данные взаимосвязи для каждого процесса l выражаются конкретными функциональными зависимостями. Это

справедливо, по крайней мере, для всех линейных термодинамических процессов.

На рисунке 3.7 для нескольких термодинамических процессов показаны зависимости изменения количества теплоты ΔQ_t от изменений количества воздействия ΔQ , которые выражаются прямыми линиями. На рисунке приведены четыре процесса l_1, l_2, l_3, l_4 со следующими параметрами:

- $l_1 = A_1 A_2$: $\nu_1 = 7,50 \text{ м}^3/\text{кг}$, $\nu_2 = 2,70 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_1 = 42300 \text{ Па}$, $p_2 = 12200 \text{ Па}$;
- $l_2 = A_1 A_2$: $\nu_1 = 2,00 \text{ м}^3/\text{кг}$, $\nu_2 = 6,50 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_1 = 15000 \text{ Па}$, $p_2 = 100000 \text{ Па}$;
- $l_3 = A_1 A_2$: $\nu_1 = 7,00 \text{ м}^3/\text{кг}$, $\nu_2 = 3,00 \text{ м}^3/\text{кг}$; $p_1 = 85000 \text{ Па}$, $p_2 = 25000 \text{ Па}$;
- $l_4 = A_1 A_2$: $\nu_1 = 1,50 \text{ м}^3/\text{кг}$, $\nu_2 = 7,50 \text{ м}^3/\text{кг}$; $p_1 = 30000 \text{ Па}$, $p_2 = 70000 \text{ Па}$.

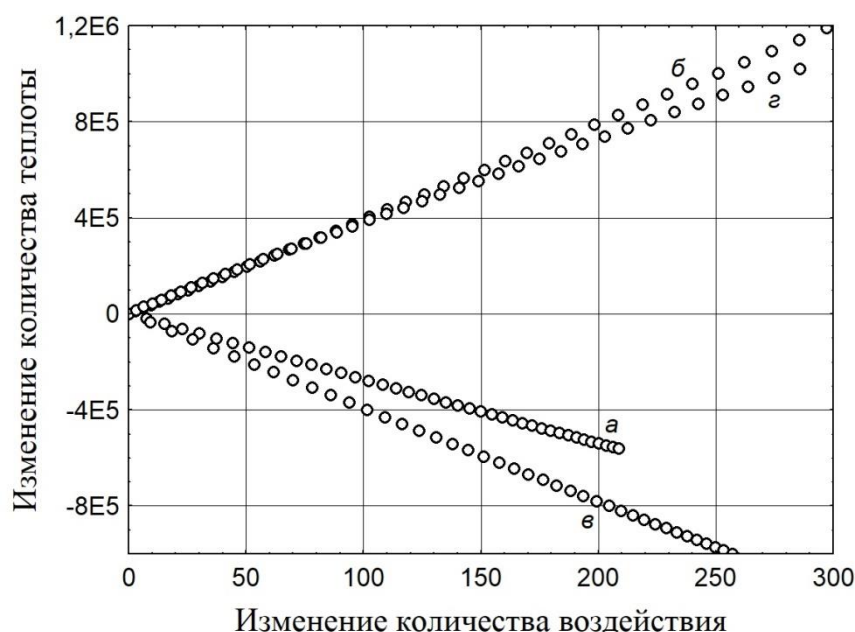


Рис. 3.7. – Зависимости количества теплоты ΔQ_t от количества воздействия

ΔQ для процессов изменения состояний гелия:

а) процесс l_1 ; б) процесс l_2 ; в) процесс l_3 ; г) процесс l_4 .

Расчетные значения определялись с шагом 25 сек в интервале времени 1000 сек, который принимался для всех процессов одинаковым.

Из рисунка видно, что взаимосвязи величин ΔQ_t и ΔQ представляются линейными зависимостями, что указывает на справедливость принятой в разделе 6.3 гипотезы.

Зависимости термодинамической энтропии от системного времени для каждого процесса имеют слабо выраженный нелинейный характер, как это показано на рисунке 3.8. При этом изменения термодинамической энтропии в процессах могут увеличиваться или уменьшаться, быть как положительными, так и отрицательными, а изменения системного времени являются строго положительными в всегда возрастают. В данном случае системное время определяется по уравнению $\Delta\omega = \Delta Q / \Theta$, а энтропия состояния согласно (3.18).

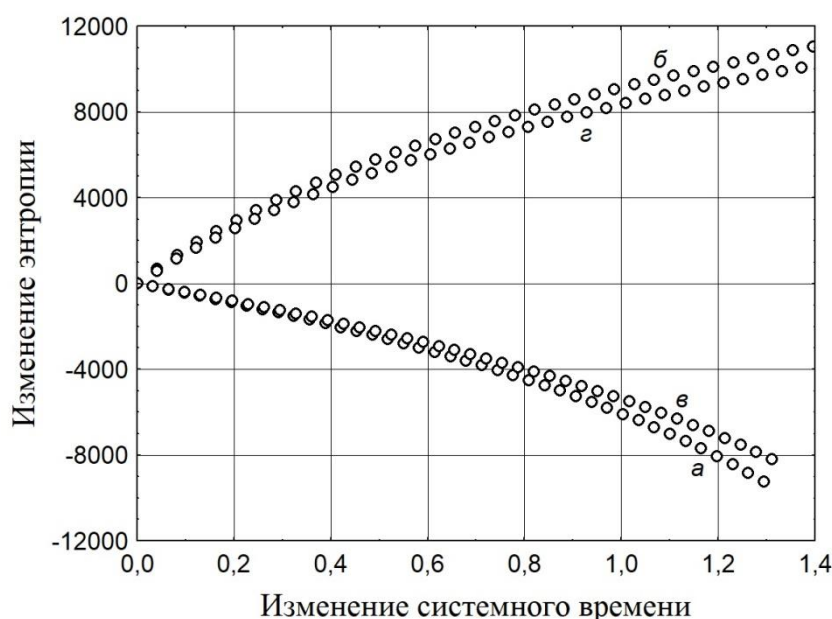


Рис. 3.8. – Зависимости термодинамической энтропии Δs от системного времени $\Delta\omega$ для процессов изменения состояний гелия при определении θ согласно (3.34): а) процесс l_1 ; б) процесс l_2 ; в) процесс l_3 , г) процесс l_4 .

Взаимосвязь системного времени с длиной траектории термодинамического процесса представлена на рисунке 3.9, из которого видно, что для всех рассматриваемых процессов существует

одна линейная зависимость между величинами. Так как изменения энтропии тесно связаны с изменениями системного времени (рис. 3.8), то величины Δs также однозначно зависят от длины траектории термодинамического процесса $\Delta \varepsilon$. Аналогичным образом определены функциональные связи между теплоемкостями и темпоральностями термодинамических процессов.

Подобные соотношения были найдены и для других идеальных газов: водорода, кислорода, азота, неона и т.д.

При получении данных соотношений в качестве темпометрического свойства при определении менсуры использовано эмпирическое время. Также в качестве темпометрического свойства можно использовать статистические вероятности термодинамических состояний идеальных газов, когда в виде индикативного события рассматривается совместное событие одновременного наблюдения значений удельного объема и давления.

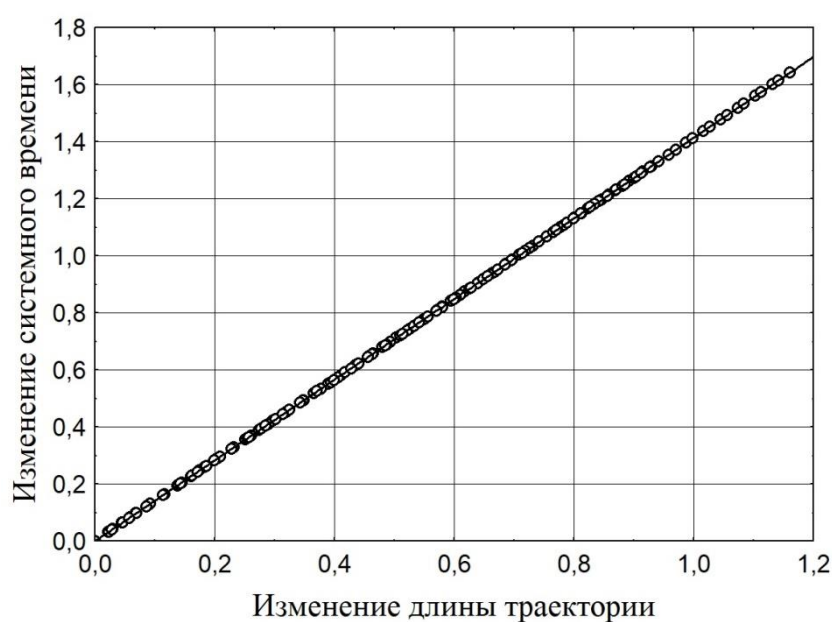


Рис. 3.9. — Зависимости системного времени $\Delta \omega$ от длины траектории процессов $\Delta \varepsilon$ при изменении состояний гелия:

а) процесс l_1 ; б) процесс l_2 ; в) процесс l_3 , г) процесс l_4 .

При равновероятном распределении статистическая вероятность случайной величины равна ее геометрической вероятности. Поэтому

определяя вероятность состояния идеального газа как геометрическую вероятность (3.8) и строя линейную шкалу менсуры в виде индекса (3.9) мы придем к тем же выводам, что и в разделе (7.2), но уже не относительно абсолютной температуры, а относительно абсолютной менсуры. Это позволяет сделать вывод, что при выборе темпометрического свойства в виде вероятности состояния идеального газа, когда его состояние рассматривается как совместное событие наблюдения величин ν и p , менсура состояния будет тождественно равна температуре состояния, т.е. $\Theta = T$.

Теперь, если для 1000 термодинамических процессов определить количество воздействия $\Delta Q = \frac{1}{\delta_l} \int \Theta(\varepsilon) d\varepsilon$, то можно установить темпометрические закономерности процессов в этом случае, когда $\Theta = T = p\nu/R_i$.

Аналогичным образом, задавая единицу измерения δ как $1/273,15$ долю изменения количества воздействия для эталонного процесса OA_0 и определяя криволинейный интеграл $\int_l \Theta(\varepsilon) d\varepsilon$ для линейного процесса $l = A_1 A_2$ получим значение ΔQ в виде:

$$\Delta Q = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\Theta_1 + \Theta_2 + \frac{p_1 \nu_2 + p_2 \nu_1}{2R_i} \right) \sqrt{\left(\frac{p_2 - p_1}{p_0} \right)^2 + \left(\frac{\nu_2 - \nu_1}{\nu_0} \right)^2}. \quad (3.39)$$

По известным значениям этой величины для каждого процесса и с учетом (3.39) определяем значения системного времени $\Delta\omega$, длину траектории и другие величины термодинамических процессов.

В данном случае взаимосвязи величин для каждого процесса l также выражаются функциональными зависимостями. Например, на рисунке 3.10 для термодинамических процессов $l_1 \div l_4$ показаны зависимости изменения количества теплоты ΔQ_t от изменений количества воздействия ΔQ , которые представляются кривыми со слабо выраженной нелинейностью. Зависимости термодинамической энтропии от системного времени приведены на рисунке 3.11.

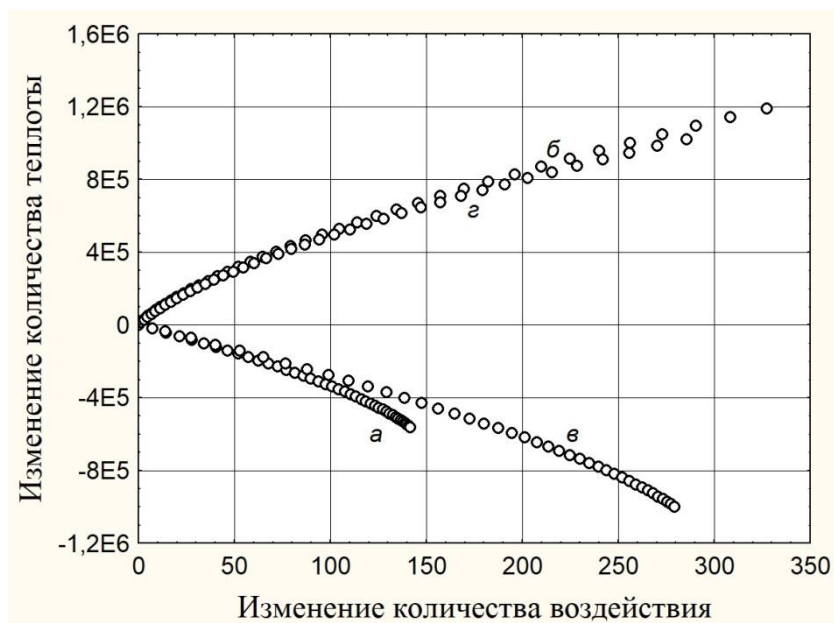


Рис. 3.10. – Зависимости количества теплоты ΔQ_t от количества воздействия ΔQ для процессов изменения состояний гелия при условии $\Theta = T$: а) процесс l_1 ; б) процесс l_2 ; в) процесс l_3 ; г) процесс l_4

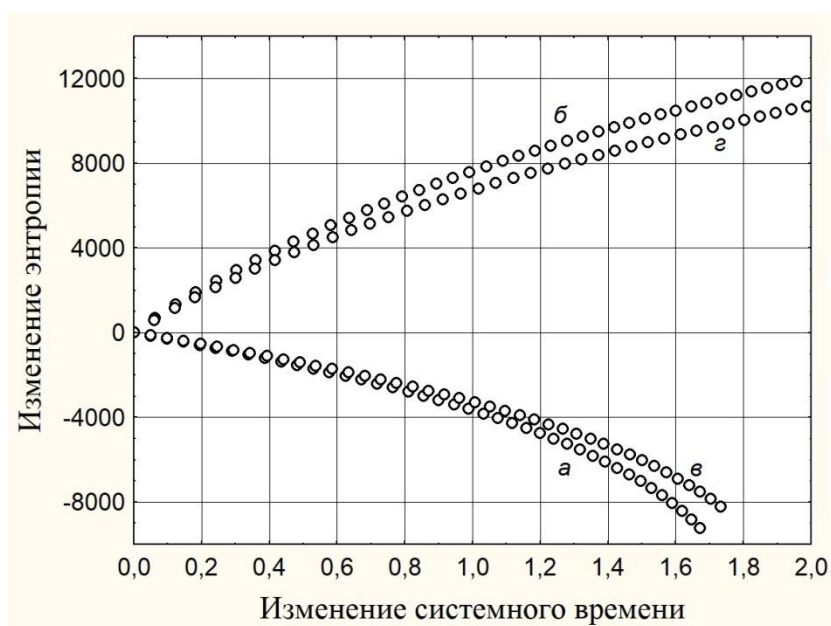


Рис. 3.11. – Зависимости термодинамической энтропии Δs от системного времени $\Delta \omega$ для процессов изменения состояний гелия при условии $\Theta = T$: а) процесс l_1 ; б) процесс l_2 ; в) процесс l_3 , г) процесс l_4

В свою очередь, взаимосвязь системного времени с длиной траектории термодинамического процесса для всех рассматриваемых процессов также представляется зависимостью близкой к линейной.

Полученные выше результаты экспериментально подтверждают установленные ранее темпоральные закономерности для термодинамических процессов. Основные темпоральные зависимости, к которым можно отнести взаимосвязи между количествами воздействия и теплоты, системным временем и энтропией, между системным временем и длиной траектории процессов и т.д., обоснованы на основе данных вычислительных экспериментов. Однако, связь между системным временем и термодинамической энтропией может быть обоснована и математически методом интегрирующего множителя [44].

Для любого термодинамического процесса будем исходить из представления системного времени (2.22) относительно количества воздействия и зависимости для энтропии $ds = dQ_t/T$. Учитывая линейность величин Q_t и Q , для элементарного участка кривой процесса (уравнение (2.48) и рис. 3.7 и 3.10) имеем:

$$ds = B \frac{\theta}{T} d\omega, \quad (3.40)$$

где B – коэффициент соответствия между величинами Q_t и Q : $Q_t = B dQ$.

В общем случае количество теплоты зависит от удельного объема и давления, поэтому представим дифференциал dQ_t в виде:

$$dQ_t = M(v, p) dv + N(v, p) dp. \quad (3.41)$$

Из соотношений $ds = dQ_t/T$ и $d\omega = dQ/\theta$ следует, что функции $1/T$ и $1/\theta$ для величин dQ_t и dQ являются интегрирующими множителями, для которых умножение на эти интегрирующие множители преобразует уравнение (3.41) в уравнения в полных дифференциалах:

$$ds = \frac{dQ_t}{T}, \quad d\omega = \frac{1}{B} \frac{dQ_t}{\theta}. \quad (3.42)$$

Из теории известно [44], что, если $1/T$ – интегрирующий множитель уравнения (3.41), а $s(v, p)$ – соответствующий ему интеграл

уравнения (3.41), то всякий интегрирующий множитель μ этого уравнения дается формулой:

$$\mu = \frac{1}{T} \varphi(s), \quad (3.43)$$

где φ – произвольная дифференцируемая функция. Опуская доказательство о существовании зависимости между интегралами уравнения (3.41), которое имеется в литературе, например [44, стр. 38], запишем общую зависимость между величинами ω и s :

$$\omega = \phi(s), \quad (3.44)$$

где $\phi(s)$ – непрерывно дифференцируемая функция, причем $\varphi(s) = \phi'(s)$.

Из уравнений (3.42) – (3.44) получаем, что произвольную функцию $\varphi(s)$ можно представить как отношение

$$\varphi(s) = \frac{1}{B} \frac{T}{\theta} = \frac{d\omega}{ds}. \quad (3.45)$$

В зависимости от вида принятой модели для менсуры состояния идеального газа между величинами θ и T будет существовать взаимосвязь вида: $\theta = f(T)$, например, уравнение (3.36) или соотношение $\Theta = T$ (в обоих случаях $\Theta = -\alpha_0 + \theta$).

Если ввести обозначение $\varphi_* = B(\theta/T)$, то в элементарной окрестности любого состояния идеального газа зависимость для системного времени относительно энтропии можно представить в виде ранее найденного соотношения (2.49): $ds = \varphi_* d\omega$.

Таким образом, в любом термодинамическом процессе изменения состояния идеального газа приращение энтропии состояния пропорционально изменению системного времени, что и следует из рисунков 3.8 и 3.11. При этом системное время непосредственно связано эмпирическим временем, исходя из основной закономерности темпорологии.

В классической термодинамике фундаментальный принцип возрастания энтропии и связь этого положения с необратимостью процессов в природе, так и не был полностью изучен. В чем суть

необратимости – это пока и сегодня не до конца решенная задача термодинамики. Качественно суть необратимости вроде бы ясна, количественно уловить ее содержание не удастся. Проблема «обратимые – необратимые процессы» даже удивляет своей неразрешимостью в течении очень длительного времени по меркам современной науки. Известный тезис Планка, что вместе с необратимостью «стоит и падает вся термодинамика» говорит о том, насколько важен данный вопрос. Скорее всего без учета темпоральности термодинамических процессов разрешить проблему необратимости не удастся.

Выскажем некоторые соображения направленные на изучение проблемы необратимости термодинамических процессов.

Известно, что задача Коши для уравнения (3.16) связана с нахождением интегральной поверхности $Q_t = Q_t(\nu, p)$, проходящей через заданную кривую некоего процесса l , которая может быть представлена в параметрической форме относительно параметра времени τ : $\nu_l = \nu_l(\tau)$, $p_l = p_l(\tau)$, $Q_{tl} = Q_{tl}(\tau)$.

Из уравнений (3.17) следует, что:

$$\frac{d\nu}{ds} = \frac{\nu}{2c_p}; \quad \frac{dp}{ds} = \frac{p}{2c_v}; \quad \frac{dQ_t}{ds} = T = \frac{p\nu}{R_i}. \quad (3.46)$$

Общее решение данной системы уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \nu &= \nu_l \exp\left(\frac{s}{2c_p}\right); \quad p = p_l \exp\left(\frac{s}{2c_v}\right); \\ Q_t &= Q_{tl} + c_p \beta_1 \frac{p_l \nu_l}{R_i} \left(\exp\left(\frac{s}{c_p \beta_1}\right) - 1 \right), \end{aligned} \quad (3.47)$$

где $\beta_1 = \frac{2c_v}{c_v + c_p}$. Для получения интегральной поверхности [43] в пространстве (ν, p, Q_t) задают кривую процесса в параметрическом виде и исключают величины s и τ .

Пусть процесс l является изобарным, и линия процесса l , через

которую должна проходить интегральная поверхность, задана параметрическими уравнениями относительно времени τ :

$$v_l = v_1 + \alpha_v \tau; \quad p_l = p_1 = \text{const}; \quad Q_{tl} = c_p T_l = c_p \frac{(v_1 + \alpha_v \tau) p_1}{R_i}, \quad (3.48)$$

где v_1, p_1 – параметры газа в начальной точке A_1 при $\tau = 0$.

Подставив (3.48) в (3.47) получим

$$\begin{aligned} v &= (v_1 + \alpha_v \tau) \exp\left(\frac{s}{2c_p}\right); \quad p = p_1 \exp\left(\frac{s}{2c_v}\right); \\ Q_t &= c_p \frac{(v_1 + \alpha_v \tau) p_1}{R_i} \left(\beta_2 + \beta_1 \exp\left(\frac{s}{c_p \beta_1}\right) \right), \end{aligned} \quad (3.49)$$

где $\beta_2 = \frac{c_p - c_v}{c_v + c_p}$. Можно показать, что определитель $\Delta = v'_s p'_\tau - v'_\tau p'_s$

не обращается в нуль при $s=0$ и $\tau \neq 0$ [43]. Исключая величины s и τ , получим уравнение интегральной поверхности в виде

$$Q_t = c_p \frac{v p}{R_i} \left(\beta_1 + \beta_2 \left(\frac{p}{p_1} \right)^{-\frac{k+1}{k}} \right). \quad (3.50)$$

Здесь $k = c_p / c_v$ – показатель адиабаты. Из зависимости (3.50) видно, что значение величины Q_t пропорционально температуре $T = v p / R_i$ для любого состояния идеального газа.

Если рассмотреть изохорный процесс, когда линия процесса l , через которую должна проходить интегральная поверхность, задана параметрическими уравнениями относительно времени τ

$$v_l = v_1 = \text{const}; \quad p_l = p_1 + \alpha_p \tau; \quad Q_{tl} = c_v T_l = c_v \frac{(p_1 + \alpha_p \tau) v_1}{R_i}, \quad (3.51)$$

где v_1, p_1 – термодинамические параметры газа в начальной точке A_1 при $\tau = 0$. Исключая аналогичным образом величины s и τ , получим для этого случая уравнение интегральной поверхности в виде:

$$Q_t = c_v \frac{\nu p}{R_i} \left(k\beta_1 - \beta_2 \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{-k-1} \right). \quad (3.52)$$

В данном случае также значение величины Q_t пропорционально температуре $T = \nu p / R_i$ для любого состояния идеального газа.

Найденные интегральные решения (3.50) и (3.52) охватывают соответственно все семейства изобарных и изохорных процессов изменения состояний идеального газа. В работе [8] получены аналогичные зависимости для изотермического и адиабатного термодинамических процессов.

Таким образом, найдены интегральные решения уравнения (3.16) в пространстве состояний идеального газа (ν, p, Q_t) , при этом кривая термодинамического процесса задается функцией времени. Это дает возможность ввести в соотношения время как параметр, и тем самым предложить решение одного из проблемных вопросов классической термодинамики, связанного с отсутствием времени в термодинамических уравнениях. Другими словами, развить теорию темпоральной термодинамики.

Рассмотренные примеры отличаются линейностью термодинамических процессов относительно времени, при этом интегральные решения (3.50) и (3.52) удастся представить только через параметры состояний ν , p и T . Анализ показал, что для многих нелинейных относительно времени процессов, в уравнениях (3.47) не удастся исключить величины s и τ . В результате интегральные решения зависят как от термодинамических параметров, так и от эмпирического времени.

Так как время входит в качестве переменной в интегральные решения и эти решения нестационарны, то необратимое течение времени будет первопричиной возникновения необратимости для многих термодинамических процессов.

Если исходить из этого факта, то можно дать аналогичные пояснения и для соотношения Гиббса (1.4) в неравновесной

термодинамике. Для линейных термодинамических процессов соотношение Гиббса будет справедливо. Однако, для процессов, которые нелинейно зависят от времени, в термостатическом соотношении Гиббса (1.3) величины энтропии, энергии и т.д. будут зависеть не только от термодинамических параметров, но и от времени, например, $u = u(\tau, v(\tau), p(\tau))$. Поэтому переход от соотношения (1.3) к уравнению (1.4) не может быть обоснован только логическими рассуждениями без экспериментальных подтверждений.

В заключение отметим, что новая система изложения основ термодинамики может быть построена на постулировании общесистемных темпоральных закономерностей свойственных термодинамическим системам. Такая методология изложения термодинамики позволяет решить проблему введения времени в классическую теорию и разрешить задачу аксиоматизации энтропии, исключить противоречивое понятие равновесности процессов и сформулировать адекватные представления о необратимости термодинамических процессов.

Глава восьмая

ХРОНОГЕНЕЗ ПРОЦЕССОВ РАЗВИТИЯ РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМ

8.1 Исходная информация и данные

В данной главе на практических примерах представим общую систему обработки, описания и анализа темпоральных данных и процесс эмпирического изучения темпоральных закономерностей, характерных для социально-экономических, природных и горнотехнических объектов.

В качестве первого примера рассмотрим темпоральный массив данных, характеризующий процессы развития макрообъектов, и в частности, субъектов Российской Федерации. С этой целью для исследований был сформирован статистический массив темпоральных данных их социально-экономических показателей [16]. Массив данных включал информацию по каждому из 85 регионов страны для более чем 48 показателей развития за 17 лет (с 2005 по 2021 гг., с шагом 1 год). Данный массив содержал показатели, входящие в базу данных Росстата и характеризующие социально-экономическое положение субъектов Российской Федерации по группам: основные социально-экономические показатели, население, занятость и безработица, уровень жизни населения, добыча ископаемых, обрабатывающие производства, производство и распределение энергии, газа и воды, сельское хозяйство, торговля и услуги населению, финансы, международная торговля и др.

Во втором примере рассмотрим информацию о развитии городов России. В этом случае была сформирована статистическая база данных социально-экономических показателей городов РФ с населением более 100 тыс. жителей [15]. Она включала информацию по каждому из 152 городов для более 50 показателей за 17 лет (с 2003 по 2019 гг.). В темпоральный массив данных вошли показатели,

характеризующие население, социально-экономическое и демографическое развитие, трудовые отношения, уровень жизни и социальную сферу, основные фонды, промышленность, строительство, транспорт, торговлю, инвестиции и т.д.

В качестве третьего примера рассмотрим показатели развития стран мира в экономической и энергетической сферах мирового хозяйства. Для этого были использованы базы данных Программы развития ООН, Всемирного банка, Книги фактов ЦРУ США и т.д.

База данных Программы развития ООН (ПРООН) [14, 32] включает информацию по 100 странам мира за период с 1975 по 1980 годы и по более чем 190 странам, начиная с 2011 года. В данном ресурсе интегрируется информация из 20 источников по 100 и более социально-экономическим показателям и характеристикам развития человеческого капитала, а также различным индексам.

База данных Всемирного банка [13] охватывает информацию по 183 международным объектам (170 стран и 13 территориальных образований). На ресурсе представлены данные по более 1200 показателям, которые содержат информацию о всех отраслях развития мира, начиная с 1970 года: коммуникации, экономика, финансы, окружающая среда, учреждения и т.д., при этом интегрируется более 15 источников данных.

База данных Центрального разведывательного управления (ЦРУ) включает информацию по 267 международным объектам (195 стран и 72 территориальных образований) по более 200 показателям развития, начиная с 1962 года (в свободном доступе данные представлены с 2000 года). Информация интегрирована из 25 источников по разделам: история, география, демография, государственный строй, экономика, энергетика, телекоммуникации, транспорт, вооруженные силы, международные проблемы и т.д. [70].

Темпоральные модели природно-антропогенных процессов изучались на примере процессов землепользования в странах мира в соответствии с данными международных организаций [76].

Всемирная база данных по охраняемым территориям (WDPA) является наиболее полной глобальной базой данных по морским и наземным охраняемым территориям [76]. База данных составлена Всемирным центром мониторинга охраны природы. Данные для записей об охраняемых природных территориях в WDPA были собраны из более чем 500 источников. В целом база данных включает информацию по множеству территориальных морских и сухопутных охраняемых объектах и 244 странам мира в интервале времени с 1981 по 2020 годы.

В качестве пятого примера изучены темпоральные модели процессов тепломассопереноса в горных выработках. С этой целью использовались экспериментальные данные, собранные в разные годы при исследовании теплового режима заведующим лабораторией МакНИИ к.т.н. А. К. Яковенко (1938–2014). Результаты тепловых съемок были получены в 1975 – 2010 годах. Для анализа было отобрано более 110 тепловых съемок на 40 выемочных участках 15 глубоких шахт Донбасса. В отличие от предыдущих примеров, где данные были связаны с четко заданными интервалами времени (год, пять лет и т.д.), в данном случае данные параметров теплового режима были привязаны ко времени протекания каждого процесса тепломассопереноса, которое определялось длиной выработки и скоростью движения воздушного потока в выработке.

В первых четырех случаях информация о социально-экономических и природных параметрах развития объектов формировалась в виде массивов темпоральных данных, структура которых описана в разделе 4.1. В последнем случае горнотехнические и тепловлажностные параметры представлялись в параметрическом виде относительно времени протекания процесса тепломассопереноса.

8.2 Модели темпоральных процессов развития регионов России

Из сформированного массива темпоральных данных, характеризующих процессы развития регионов России [16], в качестве примера, выберем для анализа в виде переменных состояния семь удельных показателей, отражающих сектор реальной экономики:

- объем товаров собственного производства, выполненных работ и услуг собственными силами:

- добыча полезных ископаемых z_1 ;
- обрабатывающие производства z_2 ;
- производство и распределение энергии, газа и воды z_3 ;

- продукция сельского хозяйства z_4 ;
- объем работ в строительстве z_5 ;
- объем платных услуг населению z_6 ;
- оборот розничной торговли z_7 .

Размерность всех перечисленных величин – млн. руб/тыс. чел. (тыс. руб/чел.).

Создадим измерительную шкалу на основе указанных семи переменных состояния. Для того, чтобы построить шкалу необходимо увязать эмпирическое время τ с менсурой состояния θ , которая зависит только от значений параметров свойств. Будем использовать для построения линейной шкалы метод двух точек, для чего определим опорный объект и несколько реперных состояний этого объекта. Первое, что надо сделать при установлении шкалы величины θ , это выбрать два таких состояния (многомерных точек), которые легко и точно определяются во времени как для опорного объекта, так и для всех объектов одновременно, и принять интервал между ними за стандартный. В качестве таких точек выбраны:

- 1) состояние опорного объекта в 2005 году (первая опорная точка M_0 , начало наблюдений в массиве данных);

2) состояние опорного объекта в 2015 году (вторая опорная точка M'_0).

Интервал между двумя состояниями принимаем за 100 градусов менсуры, данный интервал соответствует 10 годам.

Другие реперные точки шкалы, будут определяться состояниями опорного объекта для нескольких годов статистических наблюдений в период с 2005 по 2021 годы. В данном случае принято, что менсура θ измеряется в градусах этой величины согласно зависимости $\theta(\tau) = 100(\tau - \tau_0)/(\tau'_0 - \tau_0)$. Под градусом ($^\circ\Gamma$) понимаем относительную внесистемную единицу измерения в шкале менсуры.

Измерительная шкала формировалась путем установления линейной зависимости между величиной θ и удельными показателями развития z_1, z_2, \dots, z_7 . Значения θ на интервале времени 2005–2021 гг. зависели линейно от времени: 2005 г. – $0^\circ\Gamma$, 2006 г. – $10^\circ\Gamma$ и т.д. до 2021 г. – $160^\circ\Gamma$. Изменение одного деления было принято за единицу измерения шкалы ($1^\circ\Gamma$), каждому году соответствовало $10^\circ\Gamma$ (рис. 3.12).

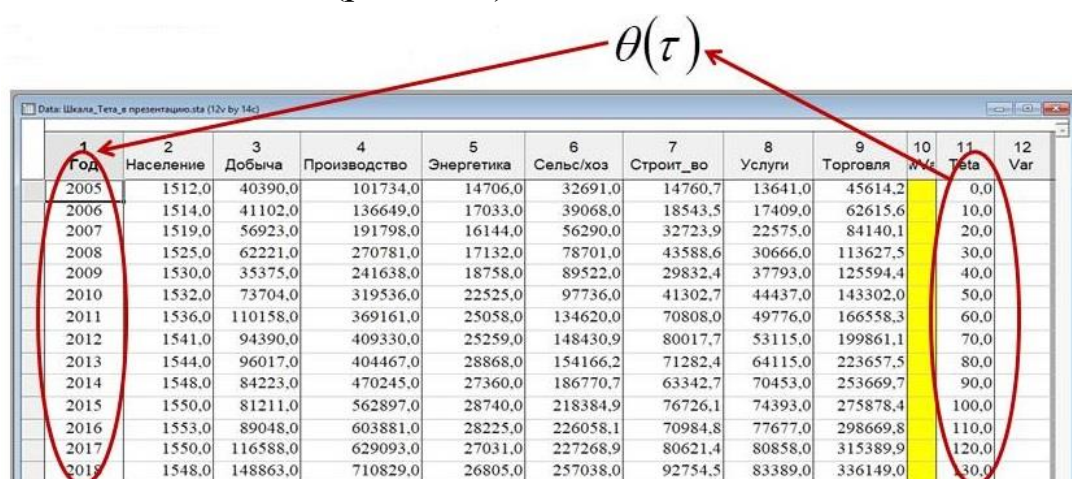


Рис. 3.12. – Построение линейной шкалы менсуры для процессов развития регионов России

После установления стандартного интервала необходимо определить уравнение шкалы для реализации возможности измерения состояний объектов, как внутри этого интервала, так и вне его. Такое уравнение можно построить регрессионным или геометрическим

методом. При этом параллельно возникает задача рационального выбора опорного объекта. В первом случае для опорного объекта на основе известных значений менсуры и переменных состояния определяется линейное регрессионное уравнение вида (рис. 3.12):

$$\theta = \alpha_0 + \sum_{k=1}^n \alpha_k z_k. \quad (3.53)$$

Во втором случае находится уравнение шкалы в виде прямой линии в многомерном пространстве между точками M_0 и M'_0 :

$$\frac{\theta}{100} = \frac{z_1 - z_{10}}{z'_{10} - z_{10}} = \frac{z_2 - z_{20}}{z'_{20} - z_{20}} = \dots = \frac{z_n - z_{n0}}{z'_{n0} - z_{n0}} = \frac{\tau}{10}, \quad (3.54)$$

которое может быть преобразовано к виду (3.53), в котором

$$\alpha_0 = -\frac{100}{n} \sum_{k=1}^n \frac{z_{k0}}{z'_{k0} - z_{k0}} \quad \text{и} \quad \alpha_k = \frac{100}{n} \frac{1}{z'_{k0} - z_{k0}}. \quad (3.55)$$

Уравнения (3.53) и (3.54) дают $n+1$ способ измерения менсуры состояния объектов. Как видно из уравнения (3.53), измерения величины θ могут быть основаны на учете изменений свойств объектов – в данном случае переменных состояния z_k . При этом способы измерения θ на основе изменения свойств z_k дают практически одинаковую шкалу, если исходить из справедливости уравнения (3.54).

В свою очередь, для каждого экземпляра класса, если его рассматривать как опорный объект, может быть определена своя шкала менсуры состояния с уравнением шкалы вида (3.53) или (3.54). Несмотря на существенно различные значения переменных состояния объектов, регрессионные уравнения шкал дают близкие по значениям показания величины θ . Таблица 3.1 иллюстрирует это положение. Разница в показаниях менсуры состояния, приведенная в таблице 3.1, должна учитываться, поэтому следует сделать выбор в пользу того или иного стандарта, принятого по соглашению.

Рациональный выбор опорного объекта при формировании шкалы основывался на выполнении нескольких условий:

- качество линейного регрессионного уравнения шкалы должно быть хорошим (высокий коэффициент множественной корреляции, значимые коэффициенты регрессии и невысокая ошибка аппроксимации данных);
- погрешности значений для опорных точек M_0 и M'_0 должны быть минимальны.

Таблица 3.1. Характеристика некоторых шкал менсуры при выборе различных опорных объектов

Опорный объект Область	Реперные точки, °Г			Уравнение шкалы	
	50	100	150	Коэффициент множественной корреляции	Абсолютная ошибка, °Г
	Показания шкалы менсуры				
Амурская	50,90	101,83	148,96	0,997	2,95
Белгородская	49,73	100,59	149,47	0,999	1,51
Иркутская	51,23	100,59	148,71	0,998	1,62
Новгородская	50,46	102,40	149,81	0,998	1,86
Омская	48,69	99,10	149,78	0,998	2,39
Ростовская	48,74	100,37	151,03	0,999	1,35
Саратовская	48,54	98,33	151,09	0,998	1,76

Анализ множества шкал с учетом сформулированных условий позволил выбрать в качестве опорного объекта Белгородскую область. Для этого объекта регрессионное уравнение шкалы менсуры относительно всех семи переменных состояния имеет вид:

$$\theta = -20,028 + 0,114 z_1 + 0,060 z_2 - 0,324 z_3 - 0,092 z_4 - 0,061 z_5 + 0,977 z_6 + 0,383 z_7. \quad (3.56)$$

Все переменные значимы, максимальная погрешность линейной шкалы не превышает $2,98^\circ\text{Г}$, средняя – $1,51^\circ\text{Г}$, относительная – $3,0\%$. Среди всех 85 объектов и 17 лет наблюдений шкала выбиралась путем минимизации ошибки значений переменных состояния z_k , согласно опытных данных, относительно значений этих же переменных, найденных по уравнению прямой линии вида (3.54).

Среди всех шкал выбиралась шкала с такой наименьшей средней ошибкой. Это позволило рационально выбрать опорный объект и определить опорные точки M_0 и M'_0 , которые в дальнейшем использовались в качестве эталонных.

Регрессионные шкалы, полученные на основе данных, имеют ряд недостатков:

- все такие шкалы являются шкалами интервалов;
- в своем содержании они отражают темпоральные закономерности процессов развития конкретного опорного объекта и при измерениях переносят эти закономерности на экземпляры класса;
- имеют высокие погрешности в опорной точке M_0 и т.д.

Для того, чтобы исключить эти недостатки и получить измерительную шкалу отношений ориентированную на все пространство состояний класса объектов будем использовать теоретическое уравнение (3.54). Для принятого опорного объекта шкала менсуры для опорных точек M_0 и M'_0 относительно всех семи переменных состояния имеет вид:

$$\begin{aligned} \theta = & -46,210 + 0,556z_1 + 0,048z_2 + 1,622z_3 + 0,120z_4 + \\ & + 0,360z_5 + 0,367z_6 + 0,097z_7. \end{aligned} \quad (3.57)$$

Величину, получаемую путем прибавления константы $a_0 = 46,210$ к значению менсуры θ , назовем абсолютной менсурой и будем обозначать ее буквой Θ ($\Theta = \theta + 46,210$). При $\theta_0 = -46,210$ получаем, что абсолютная менсура $\Theta = 0$. Это состояние назовем абсолютным нулем пространства состояний, ему соответствуют значения всех переменных состояния $z_k = 0$ для изучаемого периода времени и данного класса объектов. Использование величины Θ для измерений определено ее исключительно положительными значениями в отличие от величины θ .

Исходя из геометрических представлений, линейная шкала в виде прямой (3.54) в пространстве E^7 порождает геометрическое место точек в виде многомерной плоскости (3.57).

Шкала абсолютной менсуры Θ является шкалой отношений для данного класса объектов. Кроме того, такая шкала позволяет выбрать опорную точку M_0 , которая может быть условно фиксирована и принята в качестве стандарта. В этом случае рациональная шкала Θ может быть определена только точкой M_0 и сама шкала не будет зависеть от того, какой объект выбран в качестве опорного.

Поэтому построим линейную шкалу абсолютной менсуры между точками $O(z_1, \dots, z_k = 0, \Theta = 0)$ и $M_0(z_{10}, \dots, z_{k0}, \Theta_0)$:

$$\frac{\Theta}{46,210} = \frac{z_1}{z_{10}} = \frac{z_2}{z_{20}} = \dots = \frac{z_7}{z_{70}} = \frac{\tau}{10}, \quad (3.58)$$

$$\Theta = \frac{46,210}{7} \left(\frac{z_1}{z_{10}} + \dots + \frac{z_7}{z_{70}} \right). \quad (3.59)$$

Условно считаем, что процесс OM_0 совершается за 10 лет, хотя это не обязательно.

Таким образом, нами построены две несколько отличные между собой шкалы для абсолютной менсуры: одна на основе зависимости (3.54), а вторая согласно уравнения (3.58). Данные шкалы порождают многомерные плоскости вида (3.57) и (3.59), которые могут быть использованы для измерений. В первом случае шкала (3.57) отражает темпоральные закономерности процесса развития опорного объекта, во втором случае шкала (3.59) определяется только опорной точкой M_0 и эталонным процессом OM_0 без привязки к конкретному опорному объекту. Поэтому шкала (3.59) более предпочтительна, т.к. отличается универсальностью по отношению ко всему пространству состояний E^n .

Вообще-то в зависимости от выбора опорной точки M_0 и задания значения менсуры Θ_0 в этой точке, могут быть построены разные шкалы абсолютной менсуры вида (3.59). Выбор оптимальной опорной точки шкалы M_0 представляет собой достаточно интересную исследовательскую задачу в системном анализе, однако

следует отметить, что этот вопрос пока не изучен даже в термодинамике.⁵

Таким образом, менсура θ отражает в измерениях последовательность состояний каждого экземпляра класса объектов, т.е. в целом описывает траекторию (все траектории) движения объекта (объектов) в поле состояний. Шкалы менсуры не являются универсальными, т.к. в интервальных шкалах за ноль принимаются произвольно взятые состояния опорных объектов. В свою очередь, шкала абсолютной менсуры Θ отражает в измерениях последовательность состояний объектов по отношению ко всему пространству состояний, т.к. шкала Θ является шкалой отношений.

В этом плане шкала абсолютной менсуры Θ однозначно привязана ко всему пространству состояний, ее можно рассматривать как расширение интервальных шкал менсуры θ , т.к. она отличается наличием абсолютного нуля пространства состояний. В абсолютном нуле пространства E^n ноль шкалы Θ и нули координатных осей переменных состояния однозначно совпадают. Поэтому шкала Θ является координатной осью в пространстве состояний E^{n+1} .

Кроме того отметим, что исходя из геометрических представлений, отображение состояний объектов на различные многомерные плоскости вида (3.57) или (3.59), которые отражают в вычислительном плане принятые системы измерений, позволяет сформировать в пространстве E^n поле скалярной величины. Это дает возможность использовать при описании данных апробированные методы векторного анализа. Однако вопрос выбора оптимальных систем измерения (оптимальных процедур отображения) глубоко в системном анализе пока не изучался.

Подводя итог созданию системы измерения состояний класса объектов, отметим, что хотя величины Θ и θ идентичны между

⁵ При построении шкалы температуры в термодинамике опорная точка A_0 задается также произвольно, по соглашению (см. раздел 7.4; в обозначениях данной главы – это M_0 , где абсолютная температура принимается равной $T_0 = -273,15$).

собой, с качественной точки зрения между ними существует принципиальная разница: в отличие от шкал менсуры θ шкала абсолютной менсуры Θ является единственной шкалой для всего пространства состояний, которая позволяет создать $(n+1)$ -мерную систему координат, не зависящую от выбора опорного объекта.

Приведенная система измерения величины Θ реализует геометрический подход в системном анализе и позволяет состояния объектов измерить в шкале абсолютной менсуры (3.59), т.е. предложить вычислительный алгоритм для величины Θ на основе значений переменных состояния, которые отражают с течением времени изменения свойств объектов в геометрическом пространстве.

Весь спектр процессов развития 85 регионов России в 2005 – 2021 годах представляется в 85 темпоральных процессах и 1445 состояниях, которые можно рассматривать как причинно-следственные совместные события наблюдения значений переменных z_k . Процесс развития любого объекта за 17 лет отражается в 17 событиях. Если для каждого такого события в пространстве E^7 задать значение геометрической вероятности состояния, то можно получить уравнение состояния для рассматриваемого класса объектов, используя равновозможную вероятностную модель пространства E^7 .

Установим взаимосвязь между величиной Θ и функцией относительных изменений $t = z_1 z_2 \cdot \dots \cdot z_7 / (z_{10} z_{20} \cdot \dots \cdot z_{70})$, где z_{k0} – принятые значения переменных состояния в точке M_0 . Данная зависимость однозначно связана с геометрической вероятностью $\rho = z_1 z_2 \cdot \dots \cdot z_7 / (z_{1\max} z_{2\max} \cdot \dots \cdot z_{7\max})$ уравнением $t = \text{const} \cdot \rho$.

Обработка данных для 85 регионов России за 17 лет позволила получить уравнение состояния вида:

$$\ln \Theta = 4,300 + 0,126 \ln t. \quad (3.60)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.60) составил 0,95, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.13.

Подобным образом могут быть получены несколько уравнений

состояния, характеризующих развитие регионов России и связывающих величину абсолютной менсуры с переменными состояния (свойствами объектов). При этом рассматриваются различные модели пространства E^n , т.е. предлагаются различные модели описания опытных данных, приведенные к различным видам континуальных пространств состояний.

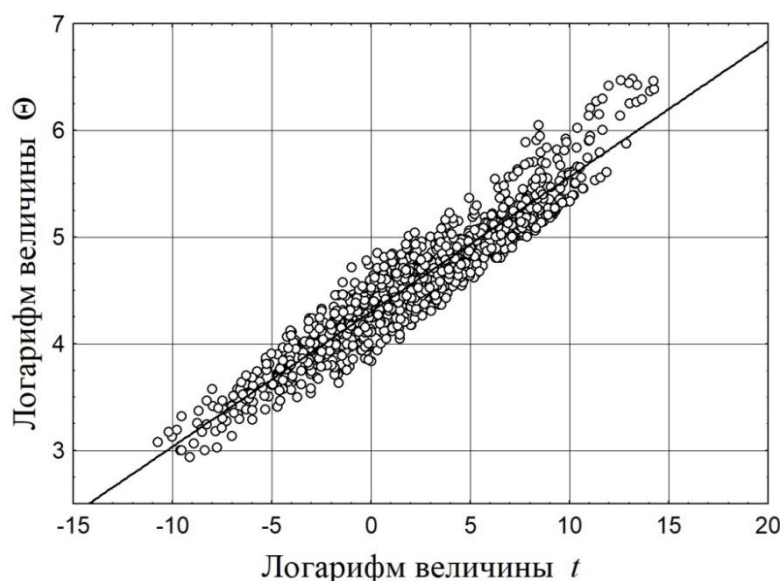


Рис. 3.13. – Уравнение состояния регионов России в 2005 – 2021 гг. согласно (3.60)

Некоторые из таких уравнений для различных комбинаций переменных z_k приведены в таблице 3.2 и на рисунках 3.13 – 3.16. Хорошее качество полученных уравнений подтверждает гипотезу о существовании стационарного поля состояний для изучаемого класса объектов. При этом эмпирическое время τ выступает темпометрическим свойством при построении шкалы как менсуры, так системного времени, а уравнения состояния определяют стационарное поле состояний в n -мерном пространстве, относительно величины Θ .

В случае, если построена шкала абсолютной менсуры Θ и найдены уравнения состояния, то для каждой точки M на кривой реального процесса l согласно данным может быть задана функция $\Theta = \Theta_l(M)$ или аналитически в соответствии (3.59) или численно.

Таблица 3.2. Уравнения состояния регионов России в 2005 – 2021 гг.
(сектор реальной экономики)

Переменные состояния	Уравнение состояния	Коэфф. корреляции	Темпометрический диапазон, °Г
t	$\Theta = 73,70 t^{0,126}$	0,95	20 ÷ 650
z_1, \dots, z_7	$\Theta = 43,82 (z_1/z_{10})^{0,040} (z_2/z_{20})^{0,029} (z_3/z_{30})^{0,198} \times$ $\times (z_4/z_{40})^{0,062} (z_5/z_{50})^{0,261} (z_6/z_{60})^{0,181} \times$ $\times (z_7/z_{70})^{0,273}$	0,99	20 ÷ 680
z_1, z_3, z_5, z_6, z_7	$\Theta = 40,80 (z_1/z_{10})^{0,032} (z_3/z_{30})^{0,222} (z_5/z_{50})^{0,285} \times$ $\times (z_6/z_{60})^{0,128} (z_7/z_{70})^{0,343}$	0,99	20 ÷ 550
z_1, z_3, z_5, z_7	$\Theta = 42,23 (z_1/z_{10})^{0,032} (z_3/z_{30})^{0,245} (z_5/z_{50})^{0,322} \times$ $\times (z_7/z_{70})^{0,396}$	0,98	20 ÷ 550
z_3, z_5, z_7	$\Theta = 38,49 (z_3/z_{30})^{0,279} (z_5/z_{50})^{0,362} (z_7/z_{70})^{0,381}$	0,98	20 ÷ 550
z_3, z_7	$\Theta = 37,86 (z_3/z_{30})^{0,381} (z_7/z_{70})^{0,608}$	0,93	25 ÷ 300
z_5, z_7	$\Theta = 37,10 (z_5/z_{50})^{0,448} (z_7/z_{70})^{0,514}$	0,95	20 ÷ 400

Поэтому для сравнения процессов развития объектов между собой определим по опытным данным 85 криволинейных интегралов вида: $\Delta Q = \frac{q_l}{\delta} = \frac{1}{\delta_l} \int \Theta_l(\varepsilon) d\varepsilon$, где $\delta = \frac{1}{46,210} \int_{l_0} \Theta_{l_0}(\varepsilon) d\varepsilon$ для линейного эталонного процесса $l_0 = OM_0$. Здесь ε – дифференциал дуги кривой l , которая представлена в размерном виде (тыс.руб/чел) относительно переменных состояния; δ равно значению интеграла, который соответствует изменению в один градус абсолютной менсуры для процесса l_0 вблизи опорной точки M_0 .

На основе статистических данных получим, что $\delta = 41,50$.

Определяя далее для всех 85 процессов развития регионов России в 2005 – 2021 годах величину q_l при задании величины Θ согласно (3.59) найдем в каждом случае величину количества воздействия ΔQ , которая всегда является положительной величиной:

$$\Delta Q = (\Theta_1 + \Theta_2) \sqrt{\frac{(z_{12} - z_{11})^2 + \dots + (z_{n2} - z_{n1})^2}{z_{10}^2 + \dots + z_{n0}^2}}. \quad (3.61)$$

Далее для каждого региона были определены темпоральности процессов $c_l = \Delta Q / \Delta \Theta$, значения которых приведены в таблице 3.3.

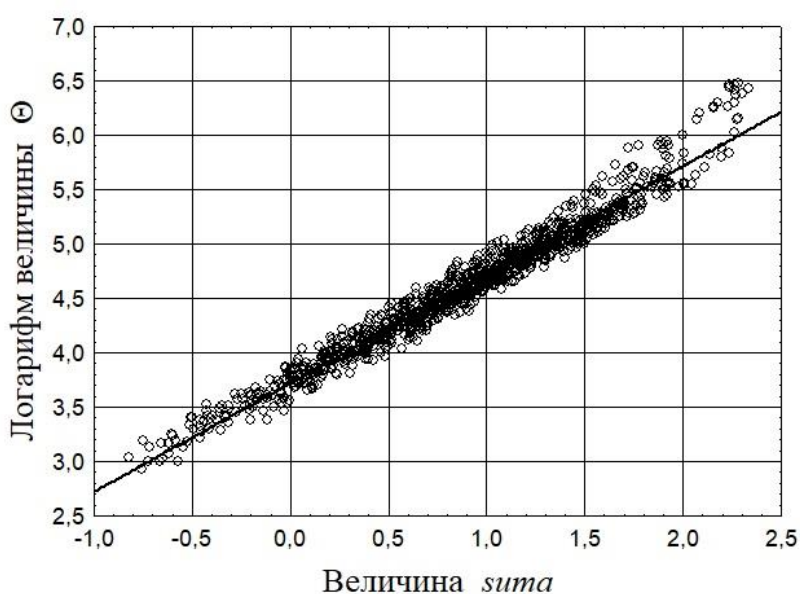


Рис. 3.14. – Уравнение состояния регионов России в 2005 – 2021 гг.:
переменные z_1, \dots, z_7 ; $suma = 0,040 \ln z_1/z_{10} + 0,029 \ln z_2/z_{20} + 0,198 \ln z_3/z_{30} +$
 $+ 0,062 \ln z_4/z_{40} + 0,261 \ln z_5/z_{50} + 0,181 \ln z_6/z_{60} + 0,273 \ln z_7/z_{70}$.

Из приведенных данных видно, что темпы развития регионов существенно различны. В отдельных случаях наблюдаются периоды, когда темпоральности процессов для некоторых объектов $c_l < 0$. Это указывает на существование депрессивных тенденций в развитии, при которых $\Theta_2 - \Theta_1 < 0$, т.к. в используемом определении изменение количества воздействия $\Delta Q > 0$. В данной работе для депрессивных процессов развития мы пока не приписываем величине ΔQ изменение знака на отрицательный, т.к. это требует изучения.

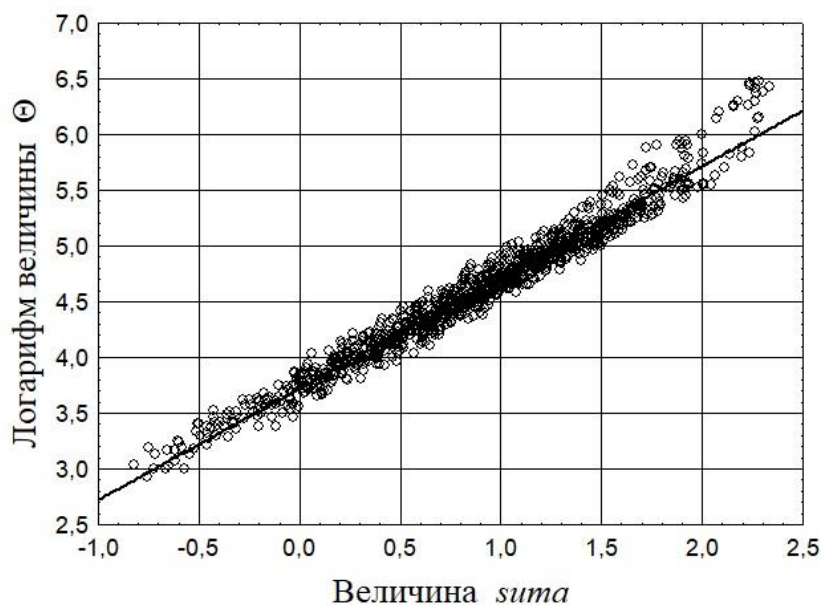


Рис. 3.15. – Уравнения состояния регионов России в 2005 – 2021 гг.:

переменные ; $suma = 0,032 \ln z_1/z_{10} + 0,222 \ln z_3/z_{30} +$
 $+ 0,285 \ln z_5/z_{50} + 0,128 \ln z_6/z_{60} + 0,343 \ln z_7/z_{70} .$

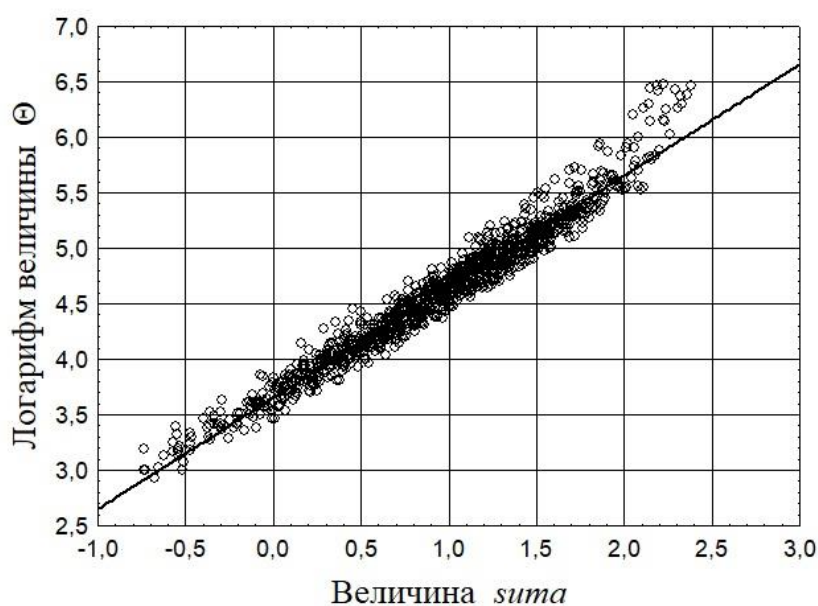


Рис. 3.16. – Уравнения состояния регионов России в 2005 – 2021 гг.:

переменные z_3, z_5, z_7 ; $suma = 0,279 \ln z_3/z_{30} + 0,362 \ln z_5/z_{50} + 0,381 \ln z_7/z_{70}$

Несмотря на существенные различия в значениях темпоральности c_l , наблюдаются определенные коллективные закономерности в процессах развития объектов.

Таблица 3.3 – Значения темпоральностей c_l процессов развития
регионов России в 2005 – 2021 гг.

№	Регион	Величина c_l			
		2005 - 2006	2009 - 2010	2013 - 2014	2017 - 2018
1	Белгородская область	2,905	6,108	20,322	14,267
2	Воронежская область	1,039	3,821	7,882	5,916
3	Курская область	1,506	3,526	5,287	10,272
4	Липецкая область	4,835	11,443	12,236	23,347
5	Московская область	2,554	5,693	11,734	11,300
6	Смоленская область	1,612	4,334	6,191	11,116
7	г. Москва	4,736	42,611	22,014	27,617
8	Архангельская область	1,452	5,108	-91,162	24,813
9	Калининградская область	3,299	12,161	14,965	16,968
10	Ленинградская область	2,398	10,453	15,503	12,915
11	Новгородская область	1,704	4,889	6,249	-14,210
12	Псковская область	1,362	3,011	4,866	7,738
13	Краснодарский край	1,646	3,338	-23,774	8,446
14	Астраханская область	1,609	4,609	22,356	15,512
15	Ростовская область	1,469	4,741	4,439	31,229
16	Республика Дагестан	4,006	3,378	3,894	-10,695
17	Ставропольский край	1,993	2,974	3,389	5,191
18	Республика Марий Эл	1,446	4,514	7,634	4,391
19	Республика Татарстан	3,890	10,304	13,607	22,912
20	Саратовская область	1,175	2,809	8,635	8,586
21	Тюменская область	11,180	23,557	33,406	34,870
22	Республика Тыва	0,599	1,001	4,094	-7,962
23	Алтайский край	1,521	3,669	4,962	-13,766
24	Красноярский край	4,326	7,072	21,076	34,438
25	Кемеровская область	2,585	6,918	9,167	16,593
26	Новосибирская область	2,094	4,155	4,733	11,853
27	Томская область	3,088	9,465	3,817	13,068
28	Республика Саха (Якутия)	2,535	20,580	14,698	27,878
29	Магаданская область	1,756	8,355	22,746	28,267
30	Сахалинская область	4,909	21,252	51,572	78,066

Уравнение, устанавливающее связь между изменением количества воздействия и изменениями абсолютной менсуры для большинства регионов на протяжении периода 2005 – 2021 годов может быть представлено в виде зависимости (3.62).

Для годовых интервалов процессов прогрессивного развития основной группы объектов:

$$\Delta Q = c_l(\Theta_2 - \Theta_1), \quad c_l = 3,196\Delta\Theta^{0,235}, \quad \Delta\Theta = \Theta_2 - \Theta_1 > 0, \quad (3.62)$$

где Θ_2 и Θ_1 – значения абсолютной менсуры в текущем и предшествующем ему годах. Коэффициент корреляции зависимости 0,81, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.17.

Анализ полученных данных указывает на то, что поле менсуры $\Theta = \Theta(M)$ стационарно относительно эмпирического времени τ , но нелинейно относительно переменных z_k . В период 2005 – 2021 годов значения абсолютной менсуры большинства объектов существенно возрастают, что определяется как тенденциями развития, так и инфляционными процессами.

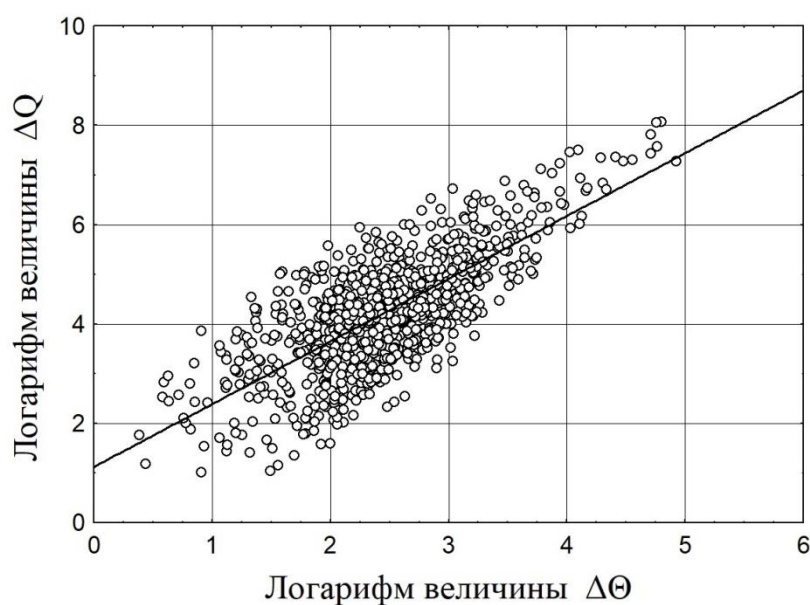


Рис. 3.17 – Зависимость количества воздействия процессов развития регионов России от изменений величины $\Delta\Theta$ согласно (3.62)

Теперь, на основе полученных данных обоснуем ранее изложенные гипотезы о взаимосвязи изменений количества

воздействия с изменениями менсуры и системного времени, а также об однозначной связи изменений системного времени с изменениями длины дуги (траектории) кривых темпоральных процессов.

Так как процессы развития объектов очень разнообразны по изменениям значений переменных состояния, то с целью получения качественных закономерностей оценку следует проводить отдельно для каждого экземпляра класса или отдельных групп класса. На рисунке 3.18 представлена зависимость изменения количества воздействия ΔQ для четырех регионов России от изменений менсуры состояний в интервале 2005 – 2021 гг. Из рисунка видно, что при изучении процессов развития конкретных объектов взаимосвязи величин выражаются существенно более качественными зависимостями по сравнению с уравнением (3.62), диаграмма рассеивания для которого представлена на рисунке 3.17. Для примера на рисунке 3.18 точки, принадлежащие Белгородской области, выделены черными квадратными метками.

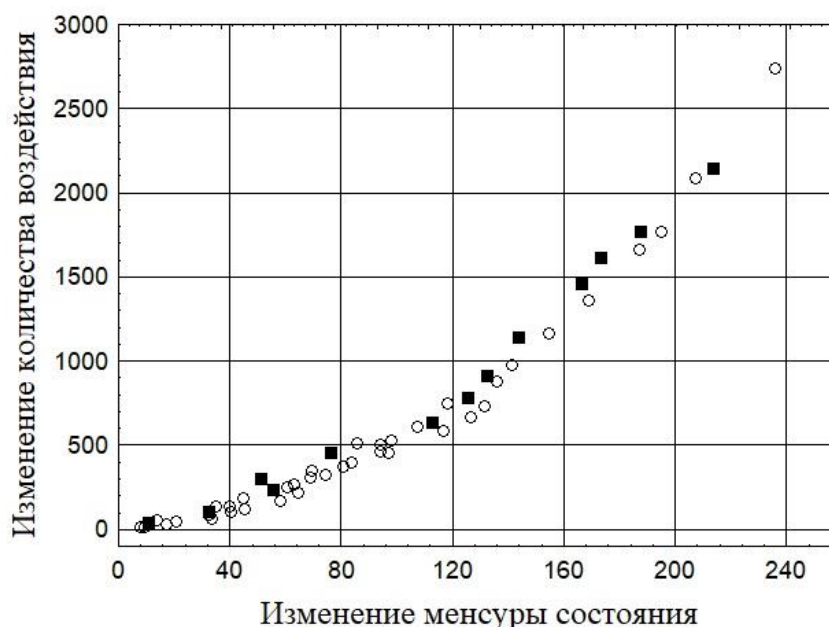


Рис. 3.18. – Зависимости количества воздействия ΔQ от изменений менсуры состояний $\Delta\Theta$ для процессов развития Белгородской (■), Ростовской, Саратовской областей и Республики Татарстан

Аналогичным образом, на рисунке 3.19 для тех же регионов России представлена зависимость изменения количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta \omega$ в том же временном интервале 2005 – 2021 гг.

Данные, приведенные на рисунках 3.18 и 3.19, свидетельствуют о справедливости первого закона темпорологии применительно к процессам развития регионов России во времени.

Второй закон темпорологии устанавливает связь изменений системного времени с изменениями длины дуги многомерных кривых темпоральных процессов. Справедливость этого факта для процессов развития регионов России иллюстрируется рисунком 3.20, где представлена соответствующая зависимость для выбранных четырех регионов. Точки, принадлежащие Республике Татарстан, на рисунке выделены черными квадратными метками. Из рисунка видно, что зависимость величин $\Delta \omega$ и $\Delta \varepsilon$ имеет вид близкий к линейному.

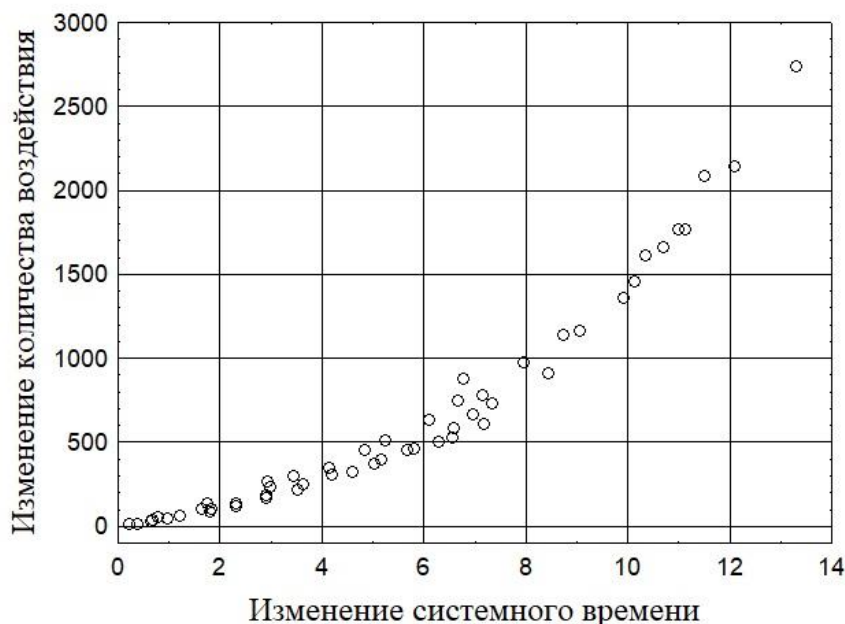


Рис. 3.19. – Зависимость количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta \omega$ для процессов развития Белгородской, Ростовской, Саратовской областей и Республики Татарстан

Таким образом, для процессов развития регионов России во времени в случае представления измерительной шкалы менсуры состояний, когда в качестве темпометрического свойства выступает эмпирическое время, нами получены все основные зависимости темпорологии, которые изложены во второй части данной книги.

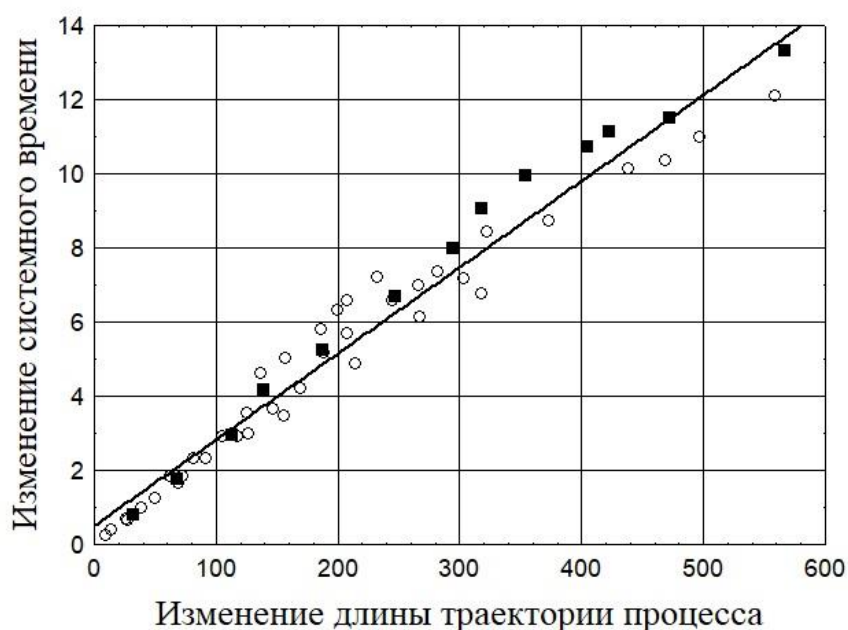


Рис. 3.20. – Зависимость изменений системного времени $\Delta \omega$ от длины траектории процесса развития $\Delta \varepsilon$ для Белгородской, Ростовской, Саратовской областей и Республики Татарстан (■)

Теперь рассмотрим пример, когда при построении шкал менсуры в качестве темпометрического свойства используется статистическая вероятность характерных (индикативных) событий. Для этого шкала менсуры θ строится с учетом соответствия этой величины, с одной стороны, параметрам свойств состояния объекта (переменным состояния), а с другой стороны, вероятностям индикативных событий, отражающим причинно-следственный порядок, который наблюдается при течении реальных процессов в определенной совокупности объектов. При этом причинно-следственный порядок событий должен быть связан с временным порядком этих же событий, для чего следует использовать при

построении шкалы эмпирическое время. С этой целью каждое состояние, если его рассматривать как событие, характеризуется временной меткой, которая четко задает эмпирическое время наблюдения этого состояния.

В качестве индикативных событий, отражающих временные закономерности для всего спектра процессов изменения состояний объектов, будем использовать совместное событие наблюдения значений параметров свойств в определено заданный момент времени по отношению к конкретному объекту. Такие события для класса объектов являются однородными, комплексно отражают изменения в состояниях объектов, обладают причинно-следственным порядком в массиве темпоральных данных и вероятностными закономерностями, свойственными изучаемой совокупности объектов.

Особо отметим, что в отличие от темпоральной модели пространства состояний, когда в качестве темпометрического свойства используется эмпирическое время, соответствующая модель на основе статистической вероятности событий имеет качественные отличия. В первом случае каждому состоянию объекта присваивается некая мера (например, см. (3.59)), шкала которой отражает равновероятный характер распределения состояний в пространстве E^n относительно отображения величины Θ . При этом для каждого состояния задается значение одной и той же функции, зависящей от параметров свойств. Другими словами, при моделировании на начальном этапе построения модели движение объектов в пространстве состояний равновозможно, т.к. оценка каждого состояния определяется только свойствами объекта и не зависит от закономерностей движения всей совокупности.

Темпоральная модель на основе вероятностей событий несет в себе статистические закономерности, которые свойственны изучаемому массиву опытных данных, характеризующему совокупность объектов. В этом случае каждое состояние определяется как свойствами объекта, так и вероятностной мерой, позволяющей

оценить его положение в пространстве состояний. В данной модели процессы в пространстве состояний не будут обладать свойством равновозможности, а будут зависеть от статистических закономерностей движения совокупности.

Для понимания этого утверждения приведем следующий пример. Пусть в пространстве E^n случайным образом выбраны два произвольных состояния $M_1(z_1, z_2, \dots, z_n)$ и $M_2(z_1, z_2, \dots, z_n)$ при определенных значениях переменных состояния. В первом случае состояния M_1 и M_2 определяются только значениями параметров свойств и на переход (процесс) из состояния M_1 в состояние M_2 не накладывается никаких ограничений, за исключением времени наблюдения состояний. Во втором случае состояния M_1 и M_2 кроме соответствия значениям параметров свойств и времени должны удовлетворять также и значениям вероятностей состояния, которые определяются статистическими закономерностями развития всей совокупности объектов. Т.е. переход из состояния M_1 в состояние M_2 ограничен только реально наблюдаемыми процессами.

Рассмотрим информацию о социально-экономических процессах регионов России, используя при анализе существующие базы темпоральных данных. В качестве переменных состояния выберем три влияющих удельных показателя развития:

- объем товаров собственного производства, выполненных работ и услуг собственными силами по виду экономической деятельности «Обрабатывающие производства» z_1 и «Производство и распределение энергии, газа и воды» z_2 ;
- оборот розничной торговли z_3 .

Размерность перечисленных величин – млн. руб./тыс. чел. (тыс. руб./чел.). Это наиболее значимые переменные, характеризующие сектор реальной экономики по индикативным событиям.

Измерительную шкалу для сравнения состояний объектов на основе трех указанных переменных создадим путем определения

эмпирических распределений для каждой таблицы данных и всего массива в целом в период 2005 – 2021 годов. Для этого используем метод непосредственного подсчета вероятностей состояний объектов, а также скрипты подсчета вероятностей совместных событий w и способ перевода этих вероятностей в пробиты, так как это было описано в источниках [2, 3, 34] и разделе 3.4. Алгоритм подсчета апостериорных вероятностей совместных событий для темпорального массива данных заключается в следующем.

В массиве данных (рис.1.14, а) для каждой таблицы подсчитывалась кумулятивная относительная частота наблюдения состояний всех объектов в определенном объеме пространства E^n , образованного состоянием каждого объекта (точка $M_i(z_{1i}, z_{2i}, \dots, z_{ni})$), представленного в виде правой верхней вершины многомерного параллелепипеда. По этой относительной частоте оценивались статистические вероятности состояний каждого объекта (всего по 85 вероятностей применительно к каждому объекту и каждой таблице данных), при этом частота находилась по отношению ко всем 1445 состояниям (общее число наблюдаемых событий в массиве данных). Алгоритмы определения относительных частот для совместных событий приведены в работах [2, 3, 34]. Так как для разных таблиц массива данных события наблюдения значений переменных состояния являются несовместными, то статистические вероятности для реального процесса изменения состояний конкретного объекта во времени последовательно складывались. Это позволило для любого объекта в процессе изменения его состояний определить 17 значений вероятностей состояний, которые монотонно возрастали с течением эмпирического времени от 2005 года до 2021 года. В результате всем 1445 состояниям объектов было присвоено свое значение статистической вероятности w , а для 85 естественных процессов развития объектов получены свои распределения вероятностей совместных событий.

После определения статистических вероятностей w их

преобразование в пробит-функции Pr выполняется с учетом функции нормального распределения (1.57), а величина менсуры в зависимости от переменных устанавливалась путем регрессионного анализа:

$$\theta = \alpha_0 + \alpha_1 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + \alpha_2 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + \dots + \alpha_n \ln \frac{z_n}{z_{n0}}, \quad (3.63)$$

где α_k – эмпирические константы.

В рассматриваемом примере для каждого объекта были определены вероятности совместных событий, связанные с наблюдением значений трех указанных выше переменных состояния. После перевода вероятностей в пробиты для опорного объекта строилась линейная измерительная шкала менсуры

$$\theta(\text{Pr}) = \frac{100}{\text{Pr}_2 - \text{Pr}_1} (\text{Pr} - \text{Pr}_1), \quad (3.64)$$

на основе которой были определены 1445 значений менсуры состояний объектов.

В качестве опорного объекта была принята Тульская область, для которой вероятность состояния в 2005 – 2015 годах возросла более чем в 10 раз. Первая опорная точка шкалы M_0 определялась состоянием и вероятностью состояния этого региона в 2005 году, вторая опорная точка M'_0 – теми же характеристиками в 2015 году, для этих случаев соответственно $\text{Pr}_1 = -2,0909$ и $\text{Pr}_2 = -0,5949$. Менсура θ измеряется в градусах этой величины, при этом Pr рассматривается как темпометрический параметр, характеризующий процессы изменения свойств на основе индикативных событий.

Таким образом, измерительная шкала формировалась путем установления линейной зависимости между величиной θ и пробит-величиной Pr. При построении шкалы значения θ на интервале 2005 – 2021 гг. зависели линейно от времени: 2005 г. – $0^\circ\Gamma$, 2006 г. – $10^\circ\Gamma$ и т.д. до 2021 г. – $160^\circ\Gamma$. Изменение одного деления ($1^\circ\Gamma$) было принято за внесистемную единицу измерения шкалы, каждому году соответствовало $10^\circ\Gamma$.

Обработка данных для каждой таблицы в отдельности позволила получить уравнения состояния регионов России, некоторые из которых приведены в таблице 3.4. В таблице использованы следующие обозначения: z_{k0} – значения переменных состояния опорного объекта в 2005 году; θ – менсура состояния, определенная согласно (3.64).

Таблица 3.4. Уравнения состояния регионов России в 2005 – 2021 гг.
на основе статистических распределений

Год наблюдений	Уравнения состояния объектов	Коэфф. корр-ции
2005	$\theta = 0,297 + 13,836 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 5,098 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 37,111 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,96
2009	$\theta = 1,318 + 19,313 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 12,424 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 45,505 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,93
2013	$\theta = 19,816 + 26,886 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 25,578 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 14,110 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,90
2017	$\theta = -12,857 + 27,424 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 28,756 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 30,853 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,89
2021	$\theta = 9,839 + 25,897 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 26,668 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 15,482 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,90

В свою очередь обработка данных для 85 регионов России за 17 лет позволила получить общее уравнение состояния в виде статистического распределения:

$$\theta = 11,000 + 17,126 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 14,897 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 29,867 \ln \frac{z_3}{z_{30}}. \quad (3.65)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.65) составил 0,93, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.21.

Хорошее качество полученных уравнений подтверждает гипотезу о существовании стационарного поля состояний для изучаемого класса объектов, в случае когда в качестве темпометрического свойства используются статистические вероятности индикативных событий.

Анализ полученных данных указывает на то, что и в случае использования статистической вероятности характерных событий поле менсуры $\theta = \theta(M)$ стационарно относительно эмпирического времени τ , но нелинейно относительно переменных z_k .

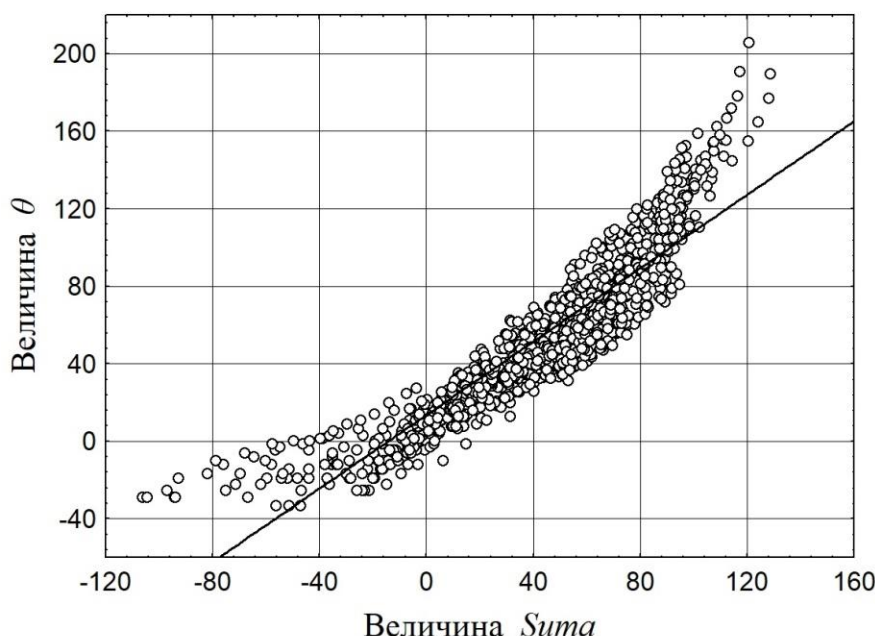


Рис. 3.21 – Уравнения состояния регионов России в 2005 – 2021 гг.:

$$suma = 17,126 \ln z_1 / z_{10} + 14,897 \ln z_2 / z_{20} + 29,867 \ln z_3 / z_{30}.$$

Теперь, также как и ранее, найдем количество воздействия для чего определим по опытным данным 85 криволинейных интегралов вида: $\Delta Q = \frac{q_l}{\delta} = \frac{1}{\delta_l} \int \Theta_l(\varepsilon) d\varepsilon$. На основе статистических данных для процесса развития опорного объекта получим, что $\delta = 149,65$.

На любом временном интервале $\Delta \tau = 1$ год изменение величины количества воздействия для произвольного объекта может быть представлено в виде

$$\Delta Q = \frac{(\theta_1 + \theta_2)}{2\delta} \sqrt{(z_{12} - z_{11})^2 + (z_{22} - z_{21})^2 + (z_{32} - z_{31})^2}. \quad (3.66)$$

Далее для каждого региона были определены темпоральности процессов $c_l = \Delta Q / \Delta \theta$, значения которых приведены в таблице 3.5.

Таблица 3.5 – Значения темпоральностей c_l процессов развития
регионов России в 2005 – 2021 гг.

№	Регион	Величина c_l			
		2005 - 2006	2009 - 2010	2013 - 2014	2017 - 2018
1	Белгородская область	0,064	2,933	6,191	4,856
2	Воронежская область	-0,004	0,703	2,845	5,732
3	Курская область	0,023	0,845	2,401	5,391
4	Липецкая область	0,318	3,603	8,221	3,209
5	Московская область	0,284	1,561	3,896	4,148
6	Смоленская область	0,112	1,674	2,615	5,141
7	Тульская область	0,057	1,801	6,041	4,866
8	г. Москва	0,629	1,879	6,395	4,983
9	Архангельская область	0,084	1,954	10,669	9,163
10	Калининградская область	0,101	3,311	14,403	2,520
11	Ленинградская область	0,279	1,759	8,584	2,725
12	Новгородская область	0,092	1,854	5,186	5,127
13	Псковская область	-0,002	0,912	2,467	6,674
14	Краснодарский край	-0,007	0,998	3,778	6,132
15	Астраханская область	-0,023	0,705	1,640	2,813
16	Ростовская область	0,044	1,570	1,991	3,863
17	Республика Дагестан	-0,163	-0,046	0,554	-4,229
18	Ставропольский край	-0,015	0,601	1,463	5,569
19	Республика Марий Эл	-0,132	0,444	2,689	8,679
20	Республика Татарстан	0,250	2,809	3,614	2,680
21	Саратовская область	0,014	1,160	1,605	3,478
22	Тюменская область	0,549	3,611	1,434	2,071
23	Республика Тыва	-0,053	-0,062	0,155	-0,275
24	Алтайский край	0,006	1,408	1,165	-0,464
25	Красноярский край	0,485	4,199	17,244	0,947
26	Кемеровская область	0,166	2,869	8,466	0,817
27	Новосибирская область	0,120	1,486	8,491	0,473
28	Томская область	0,146	2,234	1,224	1,428
29	Республика Саха (Якутия)	-0,022	0,424	1,333	0,520
30	Магаданская область	-0,011	0,607	2,686	3,980

Из таблицы видно, что темпоральности процессов развития объектов меняются в существенных пределах как по перечню объектов, так и во времени. Установленные ранее темпорологические закономерности наблюдаются и для случая описания процессов на основе учета вероятностей индикативных событий.

Например, связь изменений системного времени с изменениями длины дуги многомерных кривых темпоральных процессов иллюстрируется рисунком 3.22. Каждый из 85 процессов развития объектов был представлен 17-ю последовательными интервалами времени в один год. Для этих элементарных участков численно определялись изменения системного времени $\Delta\omega = \Delta Q/\theta$ и длина прямолинейного участка кривой многомерного процесса $\Delta\varepsilon$. Результаты обработки данных приведены на рисунке 3.22, уравнение связи при коэффициенте корреляции 0,80 имеет вид:

$$\Delta\omega = -6,354 + 0,824\Delta\varepsilon. \quad (3.67)$$

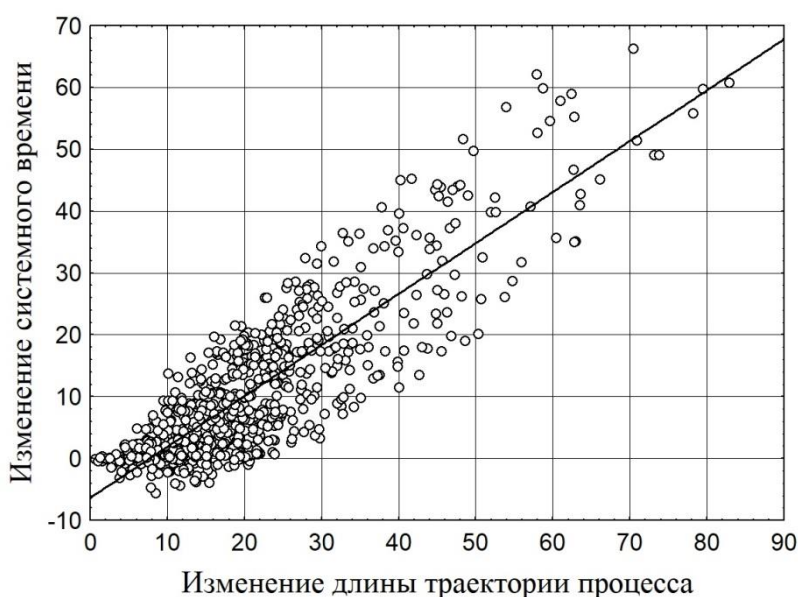


Рис. 3.22. – Зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от длины кривой $\Delta\varepsilon$ процессов развития объектов

Как видно из рисунка, несмотря на существенную разницу в интенсивности процессов развития, существует коллективная закономерность для большинства экземпляров класса.

Данная закономерность определяет зависимость изменения системного времени от длины дуги кривой каждого процесса. Это подтверждает справедливость второго закона темпорологии для исследуемого класса объектов.

Для изучаемого случая также существуют четкие темпоральные закономерности для процесса развития во времени каждого объекта. На рисунке 3.23 представлены зависимости изменения количества воздействия ΔQ от изменения менсуры состояния $\Delta \theta$ для двух процессов, отличающихся по интенсивности развития (Тюменская и Сахалинская области). Аналогичным образом, на рисунке 3.24 для Тюменской и Тульской областей представлены зависимости изменения количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta \omega$ в процессах их развития.

Таким образом, в исследуемой задаче, когда в качестве темпометрического свойства используется статистическая вероятность индикативных событий, первый закон темпорологии подтверждается статистическими данными.

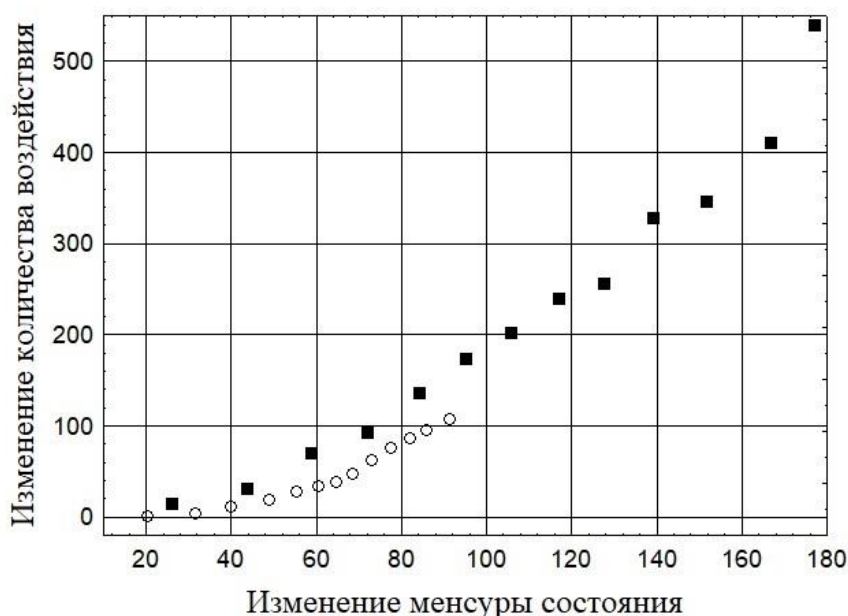


Рис. 3.23. – Зависимости количества воздействия ΔQ от изменений менсуры состояний $\Delta \theta$ для процессов развития регионов России:
 ■ Тюменская область; ○ Сахалинская область

Справедливость второго закона темпорологии иллюстрируется рисунком 3.25, где представлены зависимости системного времени от длины траектории процесса развития трех регионов России.

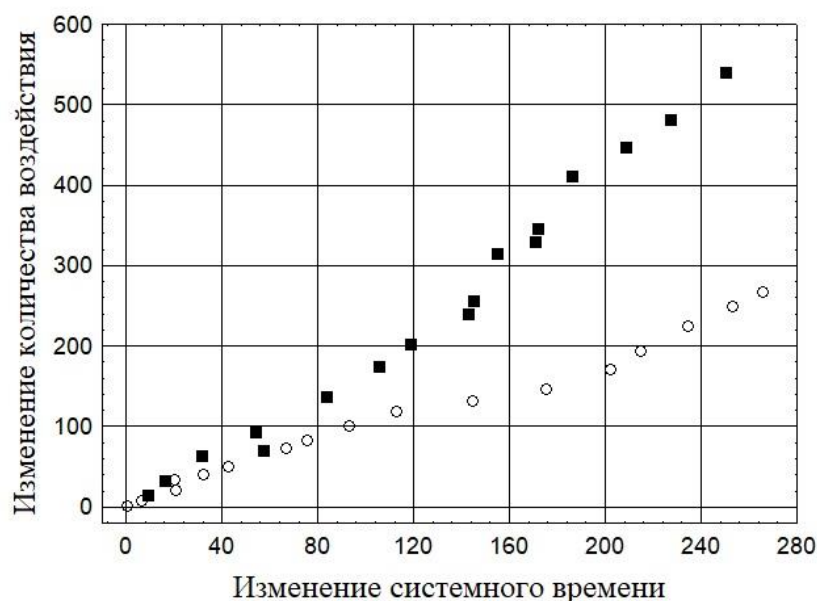


Рис. 3.24. – Зависимость количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta\omega$ для процессов развития регионов России:

■ Тюменская область; ○ Тульская область

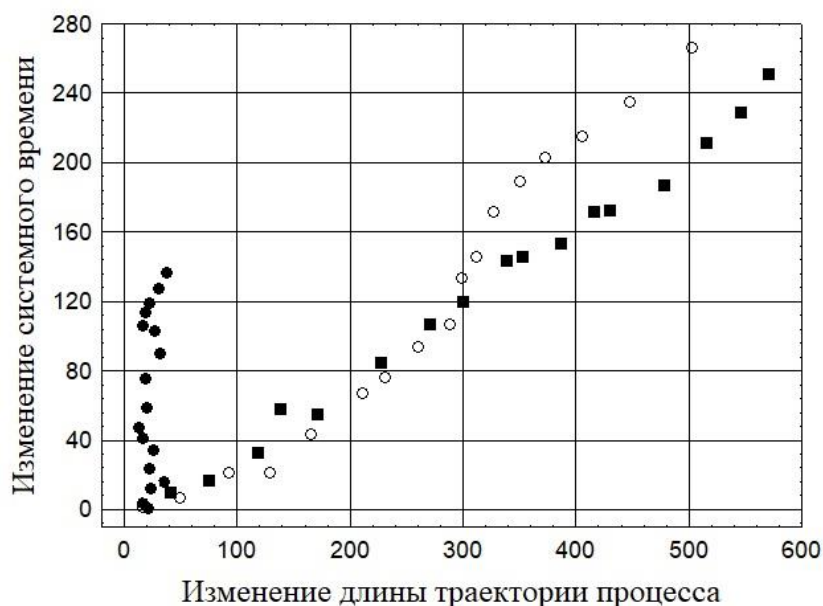


Рис. 3.25. – Зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от длины траектории процесса развития $\Delta\epsilon$ для регионов России:

■ Тюменская область; ○ Тульская область;
● Сахалинская область

Из рисунка видно, что для конкретных объектов взаимосвязи этих величин выражаются более качественными зависимостями нежели уравнение (3.67). Однако, на примере Сахалинской области видно, что небольшим изменениям длины траектории процесса соответствуют относительно значительные изменения значений системного времени (применительно к данному процессу). Поэтому не всякий процесс изменения состояний объектов может быть принят в качестве эталонного процесса часов системного времени, исходя из чувствительности измерительной шкалы.

По результатам данного раздела можно сделать выводы.

Хроногенез процессов развития регионов России может характеризоваться несколькими количественными величинами, отражающими временной характер этих процессов и позволяющими реализовать ту или иную систему измерения времени, которая, в свою очередь, может учитывать определенные темпоральные особенности изменения состояний объектов.

Каждому последовательному состоянию определенного объекта соответствует момент системного времени – значение функции состояния данного класса объектов, как универсальной величины. Основной величиной для параметризации временных измерений, которая возрастает монотонно системному времени, является длина траектории процесса изменения состояний относительно совокупности свойств. И системное время и длина траектории процесса параметризуют изменение состояний объекта.

С точки зрения развития теории темпорологии актуальной является задача распространения предложенных представлений и методов обработки, описания и анализа темпоральных данных на другие классы объектов и процессы их функционирования или развития.

8.3 Модели темпоральных процессов развития городов России

В данном примере для исследований используем темпоральную базу данных социально-экономических показателей городов России [15], которая характеризует состояние экономики и социальной сферы городов с населением свыше 100 тыс. чел. (без Москвы и Санкт-Петербурга). Для каждого города имеется информация по 63 основным социально-экономическим показателям в период времени с 2003 по 2019 годы (с шагом один год).

Подобный массив информации позволяет сформировать в зависимости от целей исследования различные выборки данных. Для примера выберем для анализа в качестве переменных состояния четыре удельных показателя, характеризующих развитие экономики городов:

- объем товаров собственного производства, выполненных работ и услуг собственными силами. Обработывающие производства z_1 ;
- объем работ в строительстве z_2 ;
- оборот розничной торговли z_3 ;
- объем инвестиций в основной капитал z_4 .

Размерность величин задана в тыс. руб./чел. Эталонный процесс выбран в виде развития города Воронежа в 2003–2013 гг. Обработку данных проведем аналогично предыдущему случаю при изучении регионов России. В качестве первого опорного состояния (точка M_0) примем состояние г. Воронежа в 2003 году, в качестве второго опорного состояния (точка M'_0) – его состояние в 2013 году. Другие реперные точки шкалы будут определяться состояниями объекта для различных годов наблюдений в период с 2003 по 2019 годы.

При анализе данных за темпометрическое свойство принято эмпирическое время τ , на основе которого определялась менсура состояния θ , измеряемая в градусах. Шкала формировалась путем

установления линейной зависимости между величиной θ и переменными $z_1 \div z_4$.

Для принятого опорного объекта уравнение шкалы менсуры для опорных точек M_0 и M'_0 относительно всех четырех переменных состояния в соответствии с (3.54) – (3.55) имеет вид:

$$\theta = -46,440 + 0,340z_1 + 1,880z_2 + 0,524z_3 + 0,427z_4. \quad (3.68)$$

Абсолютная менсура состояния Θ , как видно из полученного уравнения, равна значению менсуры θ , к которому прибавлена константа $a_0 = -46,440$: $\Theta = \theta + 46,440$. Построим линейную шкалу абсолютной менсуры между точками $O(z_1, \dots, z_4 = 0; \Theta = 0)$ и $M_0(z_{10}, \dots, z_{40}, \Theta_0)$:

$$\frac{\Theta}{46,440} = \frac{z_1}{z_{10}} = \frac{z_2}{z_{20}} = \frac{z_3}{z_{30}} = \frac{z_4}{z_{40}} = \frac{\tau}{10}, \quad (3.69)$$

$$\Theta = \frac{46,440}{4} \left(\frac{z_1}{z_{10}} + \frac{z_2}{z_{20}} + \frac{z_3}{z_{30}} + \frac{z_4}{z_{40}} \right). \quad (3.70)$$

Также условно считаем, что процесс OM_0 совершается за 10 лет. Зависимость (3.70) использована для измерения состояний городов России в шкале Θ по принятым переменным $z_1 \div z_4$.

Как и в разделе 8.2, установим взаимосвязь между величиной Θ и функцией относительных изменений t (3.60). Обработка всех данных для 152 городов за 17 лет позволила получить следующее уравнение состояния:

$$\ln \Theta = 4,040 + 0,275 \ln t. \quad (3.71)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.71) составил 0,98, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.26.

В свою очередь, получено также уравнение состояния в виде степенной зависимости относительно переменных состояния с коэффициентом множественной корреляции 0,98 (рис. 3.27):

$$\Theta = 54,98 \left(\frac{z_1}{z_{10}} \right)^{0,222} \left(\frac{z_2}{z_{20}} \right)^{0,327} \left(\frac{z_3}{z_{30}} \right)^{0,078} \left(\frac{z_4}{z_{40}} \right)^{0,309} \quad (3.72)$$

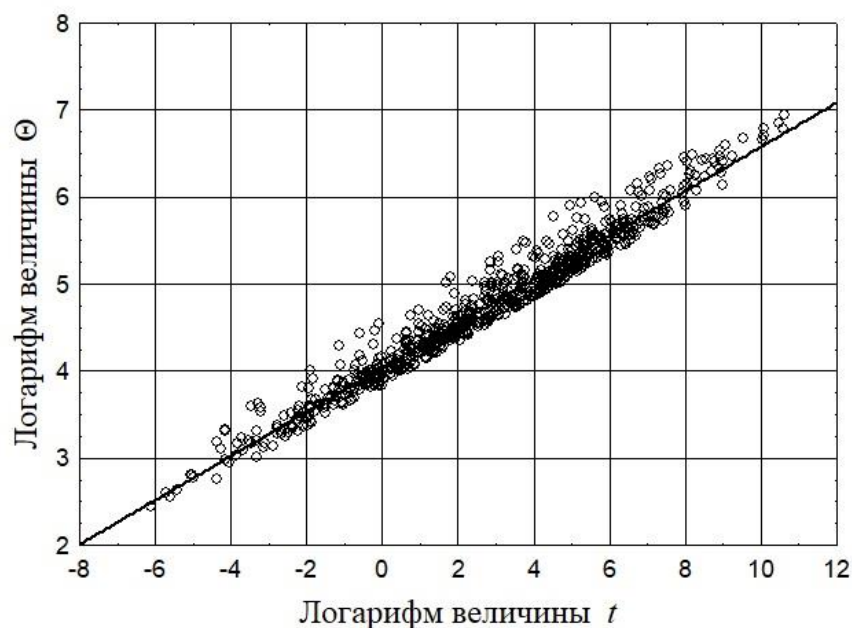


Рис. 3.26. – Уравнение состояния городов России в 2003 – 2019 гг. согласно (3.71)

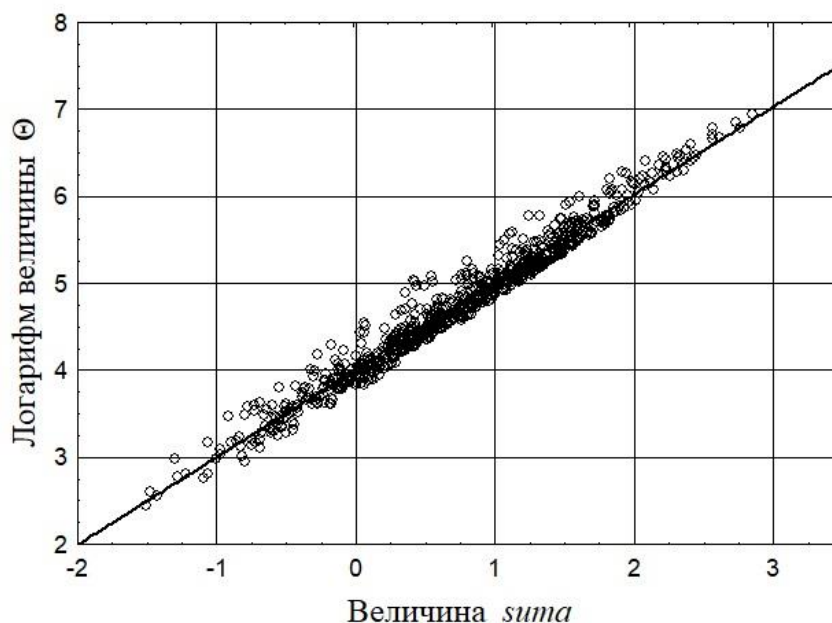


Рис. 3.27. – Уравнение состояния городов России в 2003 – 2019 гг. согласно (3.72): $suma = 0,222 \ln z_1/z_{10} + 0,327 \ln z_2/z_{20} + 0,078 \ln z_3/z_{30} + 0,309 \ln z_4/z_{40}$

Хорошее качество полученных уравнений указывает на существование стационарного поля состояний для данного класса социально-экономических объектов (города России).

Определим по опытным данным количество воздействия на

данные объекты для интервалов времени в $\Delta\tau = 2$ года, для чего найдем 152 криволинейных интеграла: $\Delta Q = \frac{q_l}{\delta} = \frac{1}{\delta_l} \int \Theta_l(\varepsilon) d\varepsilon$. На основе данных получим, что $\delta = 29,39$. Определяя далее величину q_l при задании величины Θ согласно (3.70) найдем в каждом случае величину количества воздействия ΔQ с учетом зависимости (3.61).

Как было установлено, все полученные в разделе 8.2 результаты для класса объектов регионы России справедливы и при изучении данного класса объектов (города России). Например, несмотря на существенные различия в интенсивности процессов развития городов, наблюдаются определенные коллективные закономерности в виде взаимосвязи изменений системного времени с изменениями длины многомерных кривых темпоральных процессов. Уравнение, устанавливающее такую связь для большинства регионов для двухгодовых интервалов времени $\Delta\tau = 2$ года имеет вид:

$$\Delta\omega = 0,154 + 0,028\Delta\varepsilon. \quad (3.73)$$

Коэффициент корреляции зависимости 0,93, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.28.

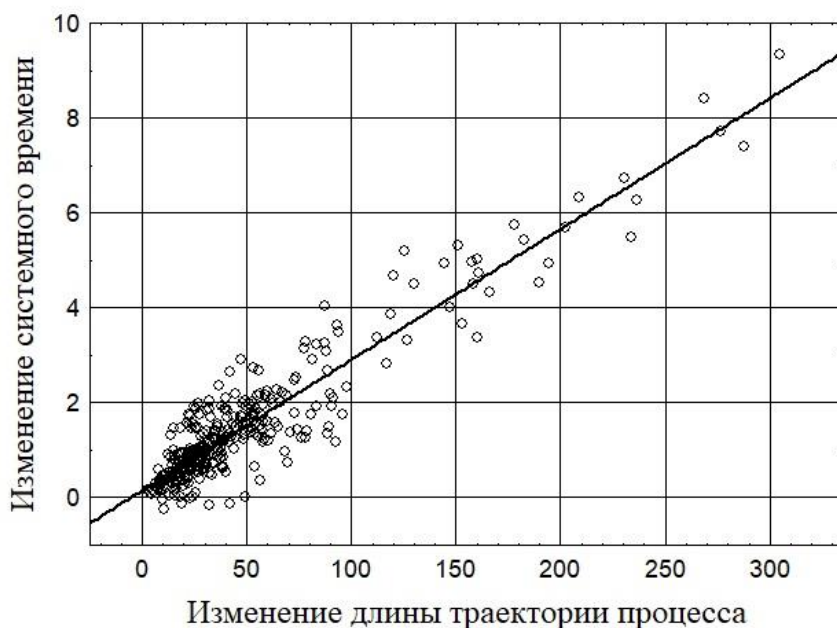


Рис. 3.28. – Зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от длины траектории процесса развития $\Delta\varepsilon$ для 130 городов России

Если анализ данных проводить отдельно для каждого экземпляра класса или отдельных групп класса, то получаемые зависимости будут иметь более высокое качество. Все это говорит о том, что для описания хроногенеза процессов развития городов России, когда в качестве темпометрического свойства выступает эмпирическое время, достаточно легко могут быть получены основные темпорологические зависимости, которые изложены во второй части данной книги.

Теперь построим темпометрическую шкалу оценки состояний городов России на основе учета вероятностей индикативных событий. Используем при анализе существующие базы темпоральных данных и выберем в качестве переменных состояния три удельных показателя развития, характеризующих сектор реальной экономики:

- объем товаров собственного производства, выполненных работ и услуг собственными силами по виду экономической деятельности «Обрабатывающие производства» z_1 ;
- объем выполненных работ по виду деятельности «Строительство» z_2 ;
- оборот розничной торговли z_3 .

Измерительную шкалу для сравнения состояний объектов на основе трех указанных переменных создадим путем определения эмпирических распределений для каждой таблицы данных и всего массива в целом в интервале 2003 – 2019 годов. Обработку данных проведем аналогично тому, как это сделано в разделе 8.2, при этом уравнение шкалы менсуры строится с учетом зависимости (3.64).

В качестве опорного объекта был принят город Воронеж. Первая опорная точка шкалы определялась состоянием этого города в 2003 году, вторая – состоянием в 2013 году, для этих случаев $Pr_1 = -1,9540$ и $Pr_2 = -1,3060$. Менсура θ измеряется в градусах этой величины, при этом Pr рассматривается как темпометрический параметр, характеризующий процессы изменения свойств объектов на

основе индикативных событий. Обработка данных для каждой таблицы в отдельности позволила получить уравнения состояния городов России, некоторые из которых приведены в таблице 3.6. В таблице использованы те же обозначения, что и в таблице 3.4.

Таблица 3.6. Уравнения состояния городов России в 2003 – 2019 гг.
на основе статистических распределений

Год наблюдений	Уравнения состояния объектов	Коэфф. корр-ции
2003	$\theta = -12,403 + 36,52 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 38,09 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 58,94 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,93
2005	$\theta = -12,403 + 36,52 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 38,09 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 58,94 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,94
2013	$\theta = -13,180 + 31,95 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 34,11 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 38,96 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,85
2015	$\theta = -5,714 + 31,95 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 33,03 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 67,92 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,88
2019	$\theta = -1,714 + 48,22 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 36,43 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 30,82 \ln \frac{z_3}{z_{30}}$	0,85

В свою очередь обработка данных для 152 городов России за 17 лет позволила получить общее уравнение состояния в виде статистического распределения:

$$\theta = -12,403 + 36,58 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 38,08 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 58,94 \ln \frac{z_3}{z_{30}}. \quad (3.74)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.74) составил 0,94, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.29.

Взаимосвязь между величиной θ и функцией относительных изменений t представляется уравнением состояния с коэффициентом корреляции 0,97 (рис. 3.30):

$$\theta = -15,60 + 41,80 \ln t. \quad (3.75)$$

В данном примере, хорошее качество полученных уравнений так же подтверждает гипотезу о существовании стационарного поля

состояний для изучаемого класса объектов, в случае когда в качестве темпометрического свойства используются статистические вероятности индикативных событий.

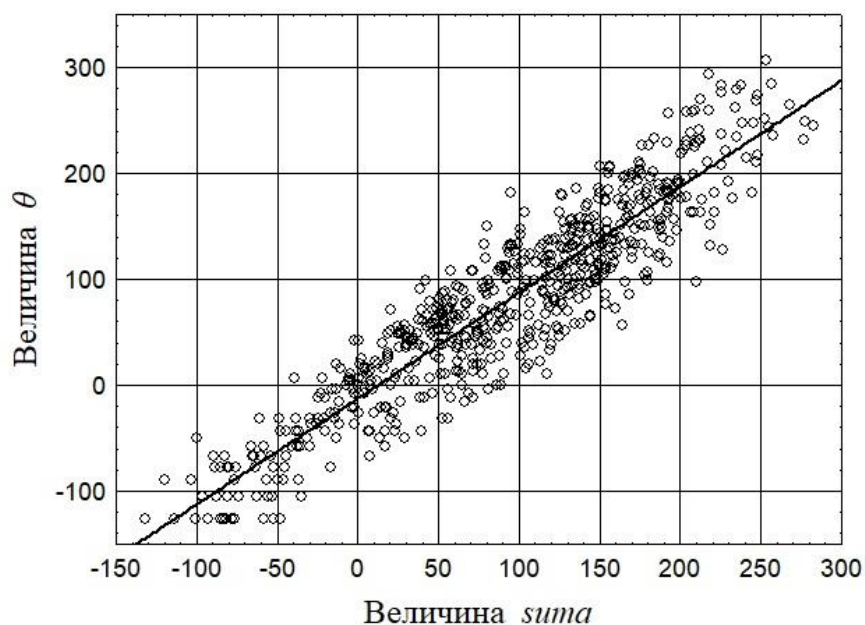


Рис. 3.29 – Уравнения состояния городов России в 2003 – 2019 гг.:

$$suma = -12,403 + 36,58 \ln z_1 / z_{10} + 38,08 \ln z_2 / z_{20} + 58,94 \ln z_3 / z_{30} .$$

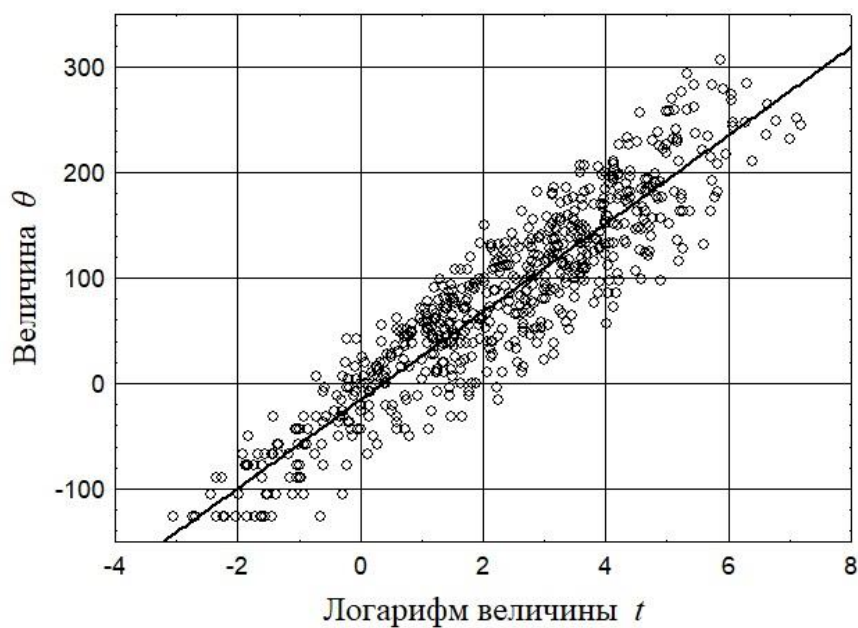


Рис. 3.30. – Уравнение состояния городов России в 2003 – 2019 гг. согласно (3.75)

При этом анализ данных указывает на то, что и в случае использования статистической вероятности индикативных событий поле менсуры $\theta = \theta(M)$ стационарно относительно эмпирического времени τ , но нелинейно относительно переменных z_k .

Если существует уравнение состояний, то могут быть образованы естественные координаты поверхности состояний – системное время и потенциал, поэтому первый закон темпорологии справедлив для данного класса объектов.

Найдем количество воздействия для чего определим по данным 152 криволинейных интеграла $\Delta Q = \frac{q_l}{\delta} = \frac{1}{\delta_l} \int \Theta_l(\varepsilon) d\varepsilon$, при этом на основе данных получим, что $\delta = 44,36$. Для последовательных интервалов времени $\Delta\tau = 2$ года определим изменения количества воздействия с учетом зависимости (3.61).

Далее покажем, что по отношению к процессам изменения состояний городов России справедлив второй закон темпорологии.

На рисунке 3.31 представлена взаимосвязь изменений количества воздействия от изменений системного времени для большой группы объектов, обладающих общими коллективными закономерностями. Соответствующая зависимость при коэффициенте корреляции 0,98 имеет вид (рис. 3.31):

$$\Delta Q = 20,68 + 0,886\Delta\omega. \quad (3.76)$$

В свою очередь на рисунке 3.32 приведена взаимосвязь изменений системного времени с изменениями длины многомерных кривых темпоральных процессов. Уравнение, устанавливающее такую связь для большинства городов и интервалов времени $\Delta\tau = 2$ года имеет вид:

$$\Delta\omega = -45,34 + 2,387\Delta\varepsilon. \quad (3.77)$$

Коэффициент корреляции зависимости составил 0,83.

Как видно из рисунка, несмотря на существенную разницу в интенсивности процессов развития, существует коллективная

закономерность для большинства экземпляров класса. Естественно, что для каждого экземпляра класса подобные закономерности будут представлены существенно более тесными зависимостями.

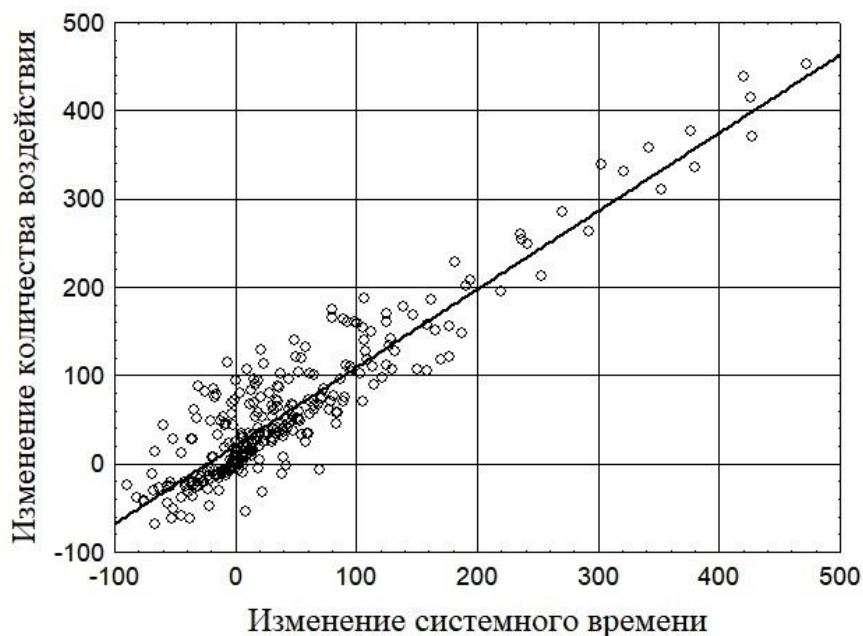


Рис. 3.31. – Зависимость количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta\omega$ для процессов развития городов России

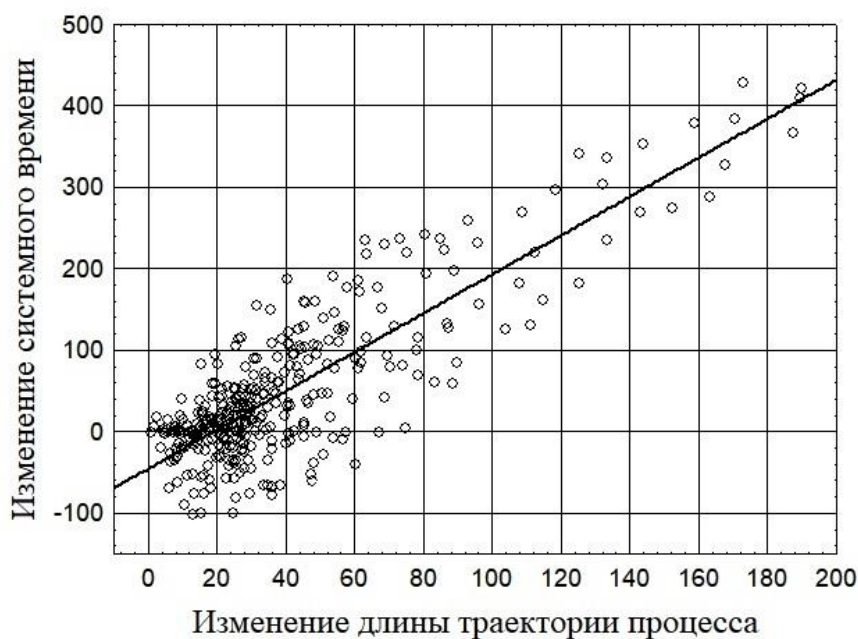


Рис. 3.32. – Зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от длины дуги кривой $\Delta\varepsilon$ процессов развития городов России

8.4 Модели темпоральных процессов развития стран мира

Одна из актуальных задач темпорологии связана с определением различными методами количества воздействия, которое математически описывает в пространстве состояний реальный процесс на основе темпоральных данных. Например, в термодинамике количество воздействия определялось согласно зависимости (2.6), после чего устанавливалась связь этой величины с количеством теплоты, которое, в свою очередь, физически характеризует термодинамический процесс (рисунки 3.7 и 3.8). Отметим, что подобный подход может быть реализован по отношению к различным классам объектов.

Изучим процессы развития стран мира в энергетической сфере мирового хозяйства. Из массива темпоральных данных, характеризующих процессы производства энергии, в качестве примера выберем для анализа три переменные состояния:

- производство электрической энергии z_1 , кВт·час;
- добыча природного газа z_2 , м³/год;
- добыча нефти z_3 , баррелей/день.

При анализе использована информация Книги фактов ЦРУ, откуда взяты данные по 179 странам в интервале времени с 2010 по 2020 годы [73].

Создадим измерительную шкалу на основе указанных переменных состояния. В качестве опорного объекта выбрана страна Норвегия, за первое опорное состояние (точка M_0) принято состояние этой страны по переменным z_1 , z_2 и z_3 в 2010 году, в качестве второго опорного состояния (точка M'_0) – состояние в 2015 году, при этом каждому году будет соответствовать 20°Г шкалы.

Для принятого опорного объекта шкала менсуры для опорных точек M_0 и M'_0 относительно всех трех переменных состояния в соответствии с (3.54) – (3.55) имеет вид:

$$\theta = -991,47 + 0,0000111z_1 + 0,0000029z_2 - 0,0020450z_3. \quad (3.78)$$

Определим абсолютную менстуру состояния как $\Theta = \theta + 991,47$ и построим линейную шкалу Θ между точками $O (z_1, z_2, z_3 = 0; \Theta = 0)$ и $M_0(z_{10}, z_{20}, z_{30}, \Theta_0)$:

$$\frac{\Theta}{991,47} = \frac{z_1}{z_{10}} = \frac{z_2}{z_{20}} = \frac{z_3}{z_{30}} = \frac{\tau}{5}, \quad (3.79)$$

$$\Theta = \frac{991,47}{3} \left(\frac{z_1}{z_{10}} + \frac{z_2}{z_{20}} + \frac{z_3}{z_{30}} \right). \quad (3.80)$$

Зависимость (3.80) использована для измерения состояний стран в энергетической сфере по шкале Θ по отношению к принятым переменным. Обработка всех данных для 179 стран мира за 10 лет позволила получить следующее уравнение состояния:

$$\Theta = 954,80 \left(\frac{z_1}{z_{10}} \right)^{0,419} \left(\frac{z_2}{z_{20}} \right)^{0,063} \left(\frac{z_3}{z_{30}} \right)^{0,473}. \quad (3.81)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.81) составил 0,99, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.33.

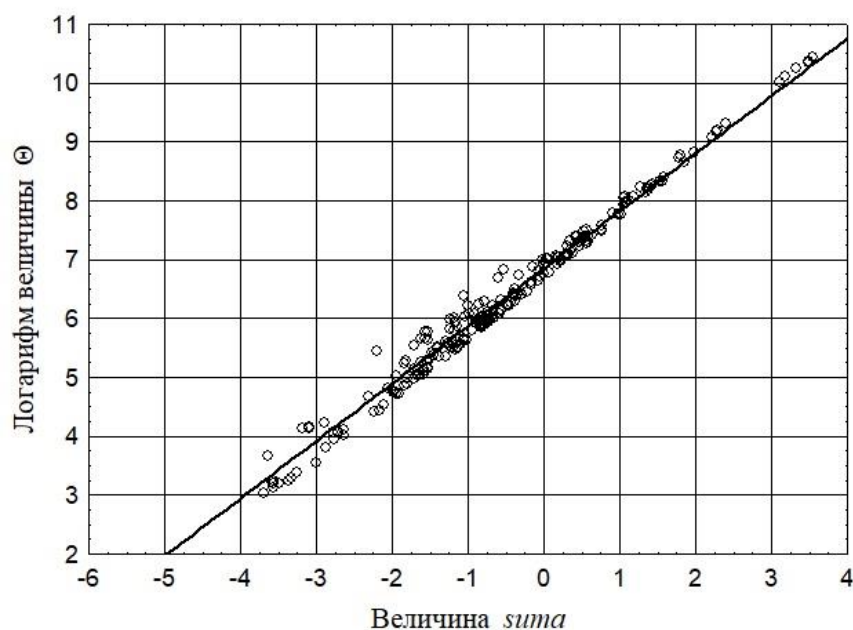


Рис. 3.33. – Уравнение состояния стран мира в сфере энергетики согласно (3.81): $\text{suma} = 0,419 \ln z_1/z_{10} + 0,063 \ln z_2/z_{20} + 0,473 \ln z_3/z_{30}$

Теперь определим по имеющимся данным количество воздействия на данные объекты, для чего найдем по 179 криволинейных интегралов $\Delta Q = \frac{q_l}{\delta} = \frac{1}{\delta_l} \int_l \Theta_l(\varepsilon) d\varepsilon$ для интервалов времени в $\Delta \tau = 2$ года. Определяя интегралы для линейных процессов развития стран мира на конечных интервалах времени, получим в каждом случае величину количества воздействия:

$$\Delta Q = \frac{1}{\sqrt{3}} (\Theta_1 + \Theta_2) \sqrt{\left(\frac{z_1'' - z_1'}{z_{10}}\right)^2 + \left(\frac{z_2'' - z_2'}{z_{20}}\right)^2 + \left(\frac{z_3'' - z_3'}{z_{30}}\right)^2}. \quad (3.82)$$

В уравнении (3.82) два штриха при переменной состояния указывают на ее конечное значение на принятом интервале времени, а один штрих – на ее начальное значение. Так как переменные z_k имеют различные размерности, то уравнение (3.82) определено в безразмерном виде.

Дальнейшая обработка данных позволила получить различные уравнения связи между основными переменными, уравнения которых приведены в таблице 3.7.

В связи с тем, что значения переменных состояния отличаются на несколько порядков, регрессионные уравнения определялись преимущественно в логарифмическом виде.

Таким образом, темпоральный метод позволяет установить континуальные закономерности пространства состояний, которые отражают общее свойство опытных данных, характеризующих определенный класс объектов. Однако, модели такого пространства состояний, полученные на основе темпоральных данных, будут давать внутреннее описание о функционировании (развитии, поведении) объектов. Привлечение дополнительной внешней информации, не входящей в обучающий массив данных, позволяет переопределить задачу и привести дополнительные возможности для ее анализа.

С этой целью установим взаимосвязь количества воздействия с характеристиками, определяющими изменение валового внутреннего продукта стран мира по паритету покупательной способности (GDP US\$). Соответствующие данные в интервале 2010 – 2020 годов взяты также из источника [70].

Таблица 3.7. Уравнения связи между переменными для стран мира в сфере энергетики

Зависимая величина	Независимые величины	Регрессионное уравнение	Коэфф. корреляции
Абсолютная менсура Θ	Производство электроэнергии z_1 Добыча газа z_2 Добыча нефти z_3	$\ln \Theta = 6,862 + 0,419 \ln z_1 / z_{10} + 0,063 \ln z_2 / z_{20} + 0,473 \ln z_3 / z_{30}$	0,990
Абсолютная менсура Θ	Величина $t = \frac{z_1 z_2 z_3}{z_{10} z_{20} z_{30}}$	$\ln \Theta = 7,345 + 0,291 \ln t$	0,950
Количество воздействия ΔQ	Величина $\Delta \Theta$	$\ln \Delta Q = -3,250 + 1,876 \ln \Delta \Theta$	0,970
Количество воздействия ΔQ	Изменение системного времени $\Delta \omega$	$\ln \Delta Q = 7,265 + 1,867 \ln \Delta \omega$	0,975
Изменение системного времени $\Delta \omega$	Длина дуги кривой процесса развития $\Delta \epsilon$	$\Delta \omega = 1,155 \Delta \epsilon$	0,999

Обработка данных для всех стран мира за 10 лет для двухлетних интервалов времени позволила получить следующее уравнение связи между ВВП (GDP) и количеством воздействия:

$$\Delta GDP = 15,521 \cdot 10^6 \Delta Q^{0,344}. \quad (3.83)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.83) составил 0,88, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.34.

На рисунке показаны точки, характеризующие страны мира по

значениям величин ΔGDP и ΔQ . При этом Россия, США, Китай, Япония и Индия, имеющие высокие значения GDP , выделены метками. Все это указывает на возможность многомерного оценивания темпов развития стран мира.

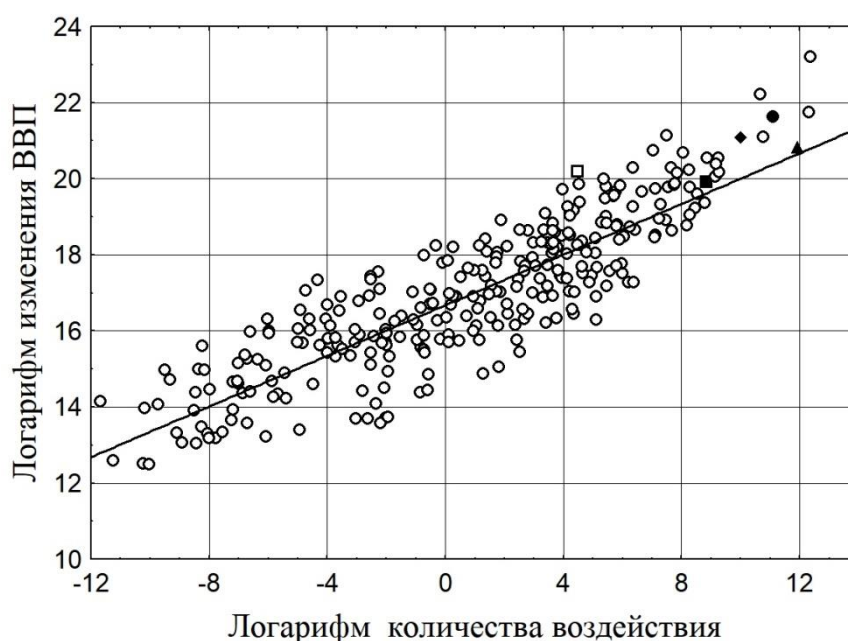


Рис. 3.34. – Взаимосвязь изменений ВВП и количества воздействия для стран мира в сфере энергетики согласно (3.83):

Россия (■), США (●), Китай (▲), Япония (□) и Индия (◆)

Таким образом, если подвести итог результатам разделов 8.2 – 8.4, то можно сказать, что для различных классов социально-экономических объектов могут быть получены модели описания темпоральных данных. Однако, множество таких моделей в каждом конкретном случае будет очень обширным. Это связано с тем, что процесс моделирования определяется видом социально-экономической системы, перечнем и количеством переменных состояния, выбранных для анализа, принятой системой измерения характеристик хроногенеза, временным интервалом, который охвачен статистическими данными, и т.д. В этом и будет состоять основная сложность и трудоемкость аналитической работы при исследовании таких систем.

8.5 Темпоральные модели природно-антропогенных процессов

Рассмотрим процессы землепользования в странах мира в соответствии с данными международных организаций [76]. Создадим измерительную шкалу на основе переменных состояния, характеризующих данные процессы:

- площадь природных земель z_1 ;
- площадь мозаичных (управляемых) земель z_2 ;
- площадь обрабатываемых земель z_3 ;
- площадь маргинальных земель z_4 .

Размерность всех перечисленных величин – км².

Выберем опорный объект и несколько реперных состояний этого объекта. В качестве первого реперного состояния (точка M_0) примем состояние Австрии в 1995 году, в качестве второго реперного состояния (точка M'_0) – ее состояние в 2005 году. Другие реперные точки шкалы будут определяться состояниями объекта для различных годов статистических наблюдений в период с 1995 по 2015 годы.

В данном случае при анализе данных за темпометрическое свойство принято эмпирическое время τ , на основе которого определялась менура состояния θ , измеряемая в градусах этой величины. Измерительная шкала формировалась путем установления линейной зависимости между величиной θ и переменными $z_1 \div z_4$. Значения θ на интервале времени 1995 – 2015 гг. зависели линейно от времени: 1995 г. – 0°Г, 2000 г. – 50°Г и т.д. до 2015 г. – 200°Г. Таким образом, как и ранее, шкала в интервале времени 1995 – 2005 гг. разбивалась на 100 равных делений. Изменение одного деления было принято за единицу измерения шкалы (1°Г), каждому году соответствовало 10°Г величины θ .

Используя уравнения (3.53) – (3.55) для опорного объекта получим шкалу менсуры относительно переменных состояния:

$$\theta = -703,50 - 0,030z_1 + 0,471z_2 + 0,033z_3 + 0,177z_4. \quad (3.84)$$

Величину, получаемую путем прибавления константы $a_0 = 703,50$ к значению менсуры θ , как и ранее, назовем абсолютной менсурой для данного пространства состояний E^4 и обозначим ее символом Θ ($\Theta = \theta + 703,50$). При $\theta_0 = -703,50$ получаем, что абсолютная менсура $\Theta = 0$. Шкала абсолютной менсуры Θ является шкалой отношений для данного класса объектов и имеет только одну опорную точку M_0 , которая будет условно фиксирована и принята в качестве стандарта. Линейная шкала в виде прямой (3.54) в пространстве E^4 порождает геометрическое место точек в виде многомерной плоскости (3.84). После того как для опорного состояния M_0 определено значение $\Theta_0 = 703,50$, построим линейную шкалу абсолютной менсуры между точками $O(z_1, \dots, z_4 = 0; \Theta = 0)$ и $M_0(z_{10}, \dots, z_{40}, \Theta_0)$:

$$\frac{\Theta}{703,50} = \frac{z_1}{z_{10}} = \frac{z_2}{z_{20}} = \frac{z_3}{z_{30}} = \frac{z_4}{z_{40}} = \frac{\tau}{10}, \quad (3.85)$$

$$\Theta = \frac{703,50}{4} \left(\frac{z_1}{z_{10}} + \frac{z_2}{z_{20}} + \frac{z_3}{z_{30}} + \frac{z_4}{z_{40}} \right) \quad (3.86)$$

Условно считаем, что процесс OM_0 совершается за 10 лет.

Весь спектр процессов землепользования в 244 странах мира в 1995 – 2015 годах характеризуется 244 темпоральными природно-антропогенными процессами и 1220 состояниями (для каждой страны данные представлены с интервалом 5 лет). Установим взаимосвязь между величиной Θ и функцией относительных изменений $t = z_1 z_2 z_3 z_4 / (z_{10} z_{20} z_{30} z_{40})$, где z_{k0} – принятые значения переменных состояния в точке M_0 . Величина t линейно пропорциональна геометрической вероятности ρ в пространстве состояний E^4 .

Обработка данных для 244 стран мира за интервал времени 1995 – 2015 гг. позволила получить уравнение состояния:

$$\ln \Theta = 6,836 + 0,241 \ln t. \quad (3.87)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.87) составил 0,99, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.35.

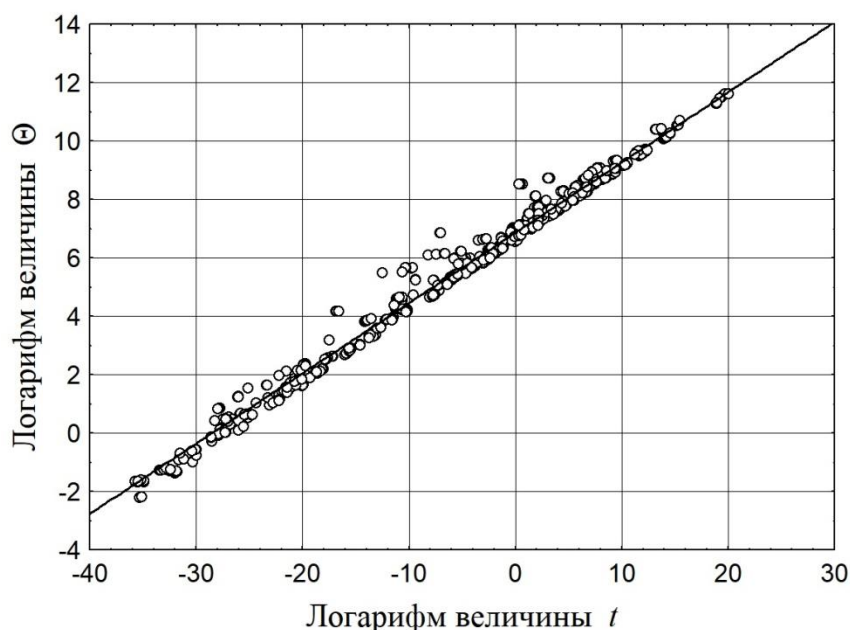


Рис. 3.35. – Уравнение состояния стран мира по показателям землепользования в 1995 – 2015 гг. согласно (3.87)

Аналогичным образом, степенное уравнение состояния для процессов землепользования в странах мира имеет вид:

$$\ln \Theta = 6,915 + 0,399 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 0,228 \ln \frac{z_2}{z_{20}} + 0,221 \ln \frac{z_3}{z_{30}} + 0,109 \ln \frac{z_4}{z_{40}}. \quad (3.88)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.88) составил 0,99, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.36.

Для сравнения процессов развития объектов между собой определим по опытным данным 244 криволинейных интеграла, характеризующих процессы землепользования. Далее для всех 244 процессов найдем величину количества воздействия ΔQ согласно (3.61) и получим значения темпоральностей c_l для интервалов времени в 5 лет. Это позволяет установить связь между изменением количества воздействия и изменениями абсолютной менсуры.

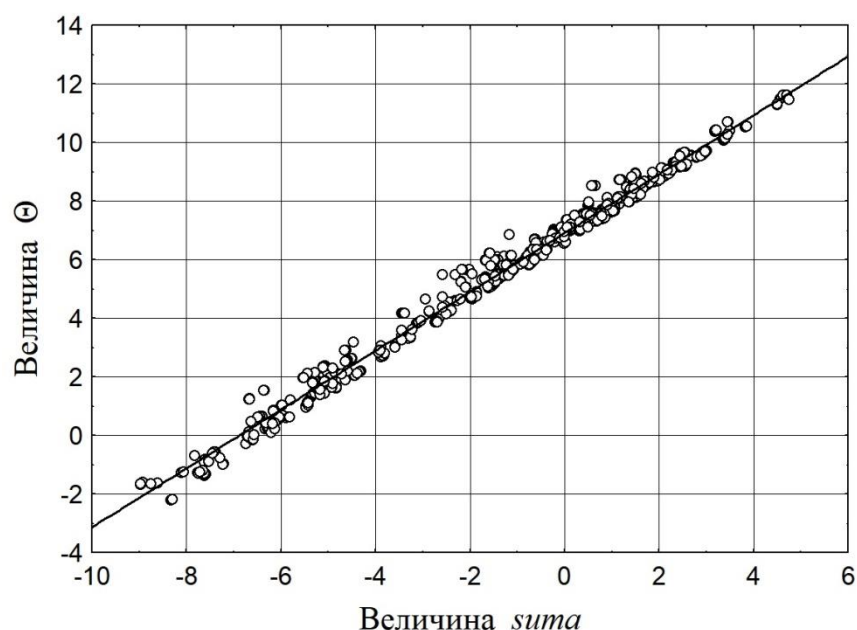


Рис. 3.36 – Уравнения состояния стран мира по показателям землепользования в 1995 – 2015 гг. согласно (3.88):

$$suma = 0,399 \ln z_1 / z_{10} + 0,228 \ln z_2 / z_{20} + 0,221 \ln z_3 / z_{30} + 0,109 \ln z_4 / z_{40}$$

Так как процессы землепользования отличаются медленной динамикой изменения показателей, то спектр 244 процессов обладает коллективными закономерностями. Для 50% объектов, которые характеризуются прогрессивным развитием ($\Theta_2 > \Theta_1$), на протяжении 1995 – 2015 годов уравнение связи для пятилетних интервалов:

$$\Delta Q = c_l (\Theta_2 - \Theta_1), \quad c_l = 0,299 \Delta \Theta^{0,804}, \quad \Delta \Theta = \Theta_2 - \Theta_1 > 0, \quad (3.89)$$

где Θ_2 и Θ_1 – значения абсолютной менсуры в начале и конце каждого пятилетнего интервала. Коэффициент корреляции зависимости 0,93, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.37.

Далее можно показать, что по отношению к процессам землепользования также справедлив второй закон темпорологии. Так как изменения величин количества воздействия, системного времени и длины дуги процессов очень значительны (например, изменения количества воздействия и длины дуги могут отличаться в массиве данных на несколько порядков), то будем использовать логарифмические координаты при построении зависимостей.

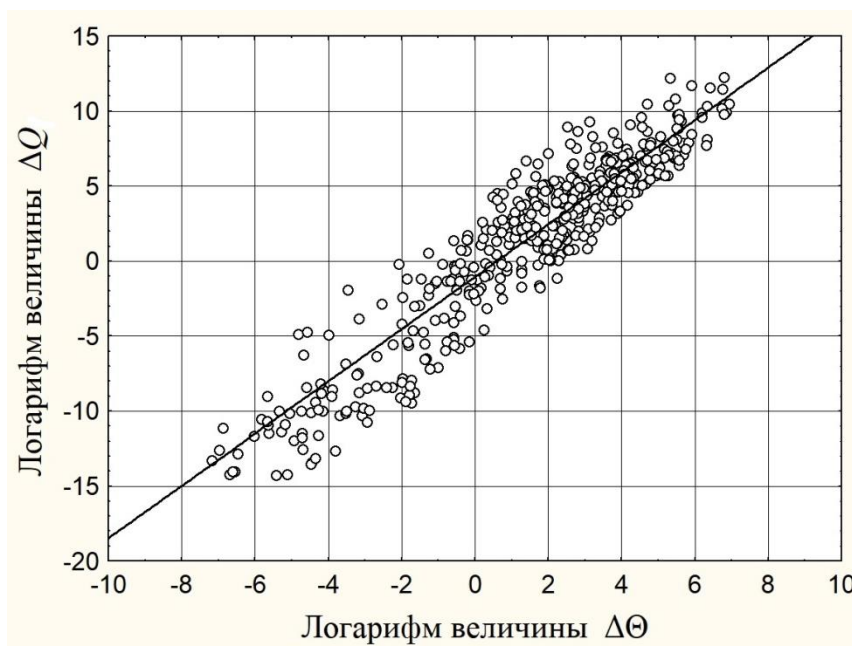


Рис. 3.37 – Зависимость количества воздействия процессов землепользования от изменений величины $\Delta\Theta$ согласно (3.89)

На рисунке 3.38 представлена взаимосвязь изменений количества воздействия от изменений системного времени для большой группы объектов (80% всех объектов), обладающих общими коллективными закономерностями. Соответствующая зависимость при коэффициенте корреляции 0,94 имеет вид:

$$\ln \Delta Q = 10,758 + 1,792 \ln \Delta \omega. \quad (3.90)$$

В свою очередь на рисунке 3.39 приведена взаимосвязь изменений системного времени с изменениями длины многомерных кривых темпоральных процессов. Уравнение, устанавливающее такую связь для большинства стран мира и интервалов времени $\Delta\tau = 5$ лет имеет вид

$$\ln \Delta \omega = -10,564 + 0,974 \ln \Delta \varepsilon. \quad (3.91)$$

Коэффициент корреляции зависимости составил 0,96.

Полученные темпоральные зависимости (3.89) – (3.91) описывают данные в достаточно широких диапазонах изменения темпоральных величин на временном интервале в 20 лет. При этом

темпоральные закономерности для данного класса объектов носят явно выраженный характер.

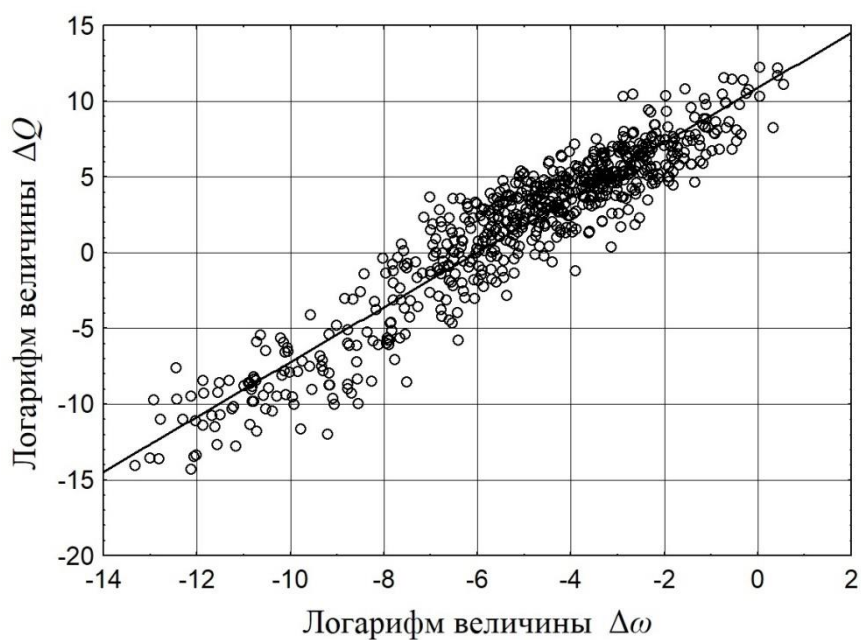


Рис. 3.38. – Зависимость количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta\omega$ для процессов землепользования в странах мира

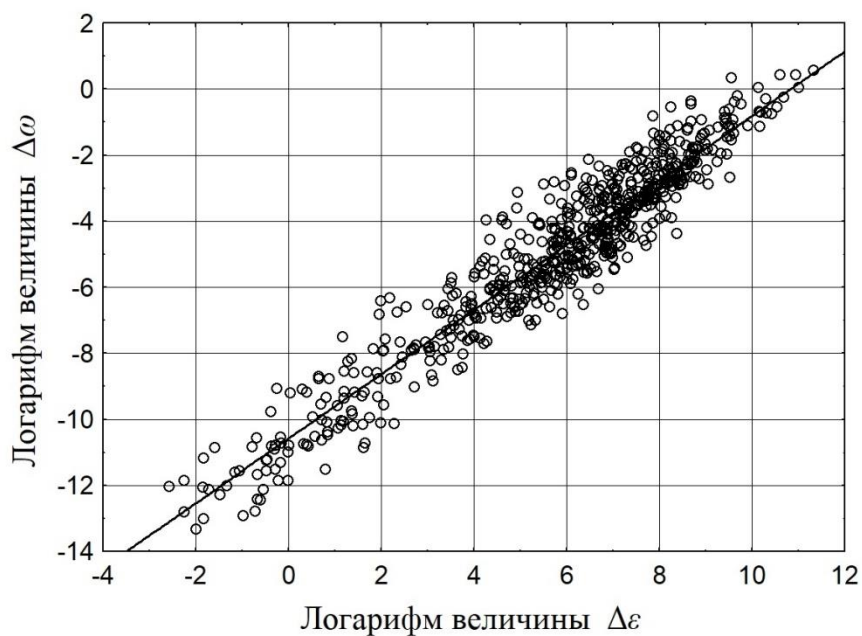


Рис. 3.39. – Зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от длины дуги кривой $\Delta\epsilon$ для процессов землепользования в странах мира

8.6 Темпоральные модели процессов тепломассопереноса в горных выработках

В данном разделе покажем, что процессы тепловлагодпереноса в горных выработках могут быть описаны на основе учета темпоральных закономерностей, которые, в свою очередь, устанавливаются путем обработки и анализа массивов натурных данных. Подобный подход может быть использован для описания процессов самой различной природы, если имеется достаточный объем данных.

Известно, что одним из основных факторов, формирующих тепловой режим шахт и рудников, является тепловлагообмен между горными породами и рудничным воздухом. Научные основы горной теплофизики, позволяющие получить расчетные зависимости прогнозирования тепловлажностных параметров воздуха в горных выработках, были сформированы в 50–70 годы прошлого столетия [19, 65]. Методы горной теплофизики базируются на экспериментальном материале, собранном при изучении теплового режима на множестве шахт и рудников, использовании основных закономерностей термодинамики и теплофизики и применении различных форм уравнений теплового и массового баланса.

В частности, методики прогнозирования тепловых условий в выработках используют уравнение теплового баланса [19, 65]:

$$Gdi = g dy + \sum g_m dy \pm 9,816 \sin \alpha dy, \quad (3.92)$$

где $g, \sum g_m$ – удельные тепlopоступления от горного массива и местных источников тепла, кВт/м; i – энтальпия воздуха; G – весовой расход воздуха в горной выработке, α – угол падения выработки, y – координата, направленная по длине выработки, м.

Для определения теплопритоков от горного массива предложена теория нестационарного теплообмена [21], согласно которой удельный тепловой поток, поступающий в выработку,

пропорционален коэффициенту нестационарного теплообмена k_τ и разности температур пород t_p и воздуха t :

$$g = k_\tau(t_p - t). \quad (3.93)$$

В большинстве работ [21] в качестве эмпирической зависимости для учета влагообмена применяется линейный закон изменения относительной влажности по длине горной выработки. С учетом этого после преобразований, уравнения вида (3.92) линеаризуются, решаются аналитически и представляются достаточно громоздкими зависимостями относительно температуры рудничного воздуха.

Таким образом, методики прогнозирования тепловых условий являются полуэмпирическими и основаны на уравнении теплового баланса, задании функций, характеризующих изменение влажностных параметров воздуха по длине горной выработки, и определении количества тепла, поступающего в выработку от горного массива и других источников. Методологическая основа таких методик – это законы термодинамики и общей теплофизики.

Покажем, что опираясь на массивы темпоральных данных и методы описания таких данных, можно предложить новые методы прогнозирования тепловых условий в горных выработках.

Составим для анализа многомерный массив опытных данных, характеризующих тепловой режим выемочных участков глубоких шахт Донбасса [7] и включающих в себя значения параметров вентиляционной струи по ходу движения в воздухоподающих, очистных и вентиляционных выработках. Выемочные участки отличались отработкой пологих и наклонных пластов мощностью от 0,7 до 1,7 м на глубине от 600 до 1300 м по сплошной и столбовой системам разработки. Проветривание участков осуществлялось преимущественно по прямоточной и возвратноточной схемам проветривания. Управление горным давлением проводилось полным обрушением. Горные породы представлены сланцами, песчаниками и известняками. Температура горных пород в выборке наблюдений составляла $25 \div 43^\circ\text{C}$, расход воздуха на проветривание участков был в

пределах $400 \div 1500 \text{ м}^3/\text{мин}$. Длина участковых воздухоподающих и вентиляционных выработок составляла $300 \div 1500 \text{ м}$, длина лав $140 \div 240 \text{ м}$, нагрузка на очистной забой от 300 до 1500 т/сут. Массив опытных данных является достаточно представительным для глубоких шахт Донбасса. Всего было изучено по 110 темпоральных процессов тепловлагоденоса, протекающих в воздухоподающих, очистных и вентиляционных выработках. В качестве горнотехнических параметров выработок и тепловлажностных параметров вентиляционного воздуха использованы:

- воздухоподающие и вентиляционные выработки – глубина размещения ($м$), температура пород ($^{\circ}C$), длина ($м$), сечение ($м^2$) и периметр ($м$) выработки, расход воздуха ($м^3/\text{сек}$), температура ($^{\circ}C$) и относительная влажность (%) на входе и выходе из выработки;
- очистные выработки – глубина размещения, температура пород, длина, мощность пласта ($м$), нагрузка на очистной забой ($т/сут$), сечение и периметр лавы, расход воздуха, температура и относительная влажность на входе и выходе из лавы.

Атмосферное давление ($Па$), парциальное давление водяных паров ($Па$), скорость ($м/\text{сек}$), энтальпия ($кДж/кг$) и влагосодержание влажного воздуха ($кг/кг$) определялись расчетным путем [59].

Массив темпоральных данных является интересным с точки зрения темпорологии, так как позволяет определить темпоральные характеристики каждого процесса тепловлагоденоса. Время протекания процессов находилось как отношение длины выработки к скорости движения воздуха в ней $\tau = L/v$.

Выберем в качестве опорных объектов горные выработки 5-го западного выемочного участка Центрального блока шахты Шахтерская-Глубокая и для воздухоподающих и очистных выработок выполним анализ имеющихся данных предложенным методом.

Воздухоподающие выработки. В качестве первого опорного состояния (точка M_0) примем состояние вентиляционной струи на входе в 5-тый западный ярусный конвейерный штрек указанного выемочного участка, в качестве второго опорного состояния (точка M'_0) – состояние вентиляционной струи на выходе из данного штрека. Температура и влагосодержание влажного воздуха имеют близкую к линейной зависимость от длины горной выработки (от времени протекания процесса), поэтому построим измерительную шкалу между состояниями M_0 и M'_0 по двум переменным z_1 – температура воздуха и z_2 – влагосодержание воздуха. Используя уравнение (3.54) для опорного объекта получим шкалу менсуры относительно переменных состояния:

$$\theta = -620,25 + 16,129 z_1 + 13888,9 z_2. \quad (3.94)$$

Далее определим абсолютную менсору в виде $\Theta = \theta + 620,25$ и построим линейную шкалу этой величины:

$$\frac{\Theta}{620,25} = \frac{z_1}{z_{10}} = \frac{z_2}{z_{20}}; \quad \Theta = \frac{620,25}{2} \left(\frac{z_1}{26,4} + \frac{z_2}{0,0140} \right). \quad (3.95)$$

Обработка данных для 110 процессов тепловлагоденоса позволила получить уравнение состояния вентиляционной струи в воздухоподающих выработках:

$$\ln \Theta = 6,435 + 0,503 \ln \frac{z_1}{z_{10}} + 0,501 \ln \frac{z_2}{z_{20}}. \quad (3.96)$$

Коэффициент корреляции зависимости (3.96) составил 0,99, уравнение связи представляет собой практически функциональную зависимость между переменными.

Найдем далее для всех процессов величину количества воздействия ΔQ в безразмерном виде и получим для них значения темпоральностей c_l . Уравнение регрессии для величин ΔQ и $\Delta \Theta$, характеризующих процесс тепловлагоденоса, будет иметь вид:

$$\Delta Q = -0,164 + 0,745 \Delta \Theta. \quad (3.97)$$

Коэффициент корреляции зависимости 0,96, результаты обработки данных приведены на рисунке 3.40.

Анализ полученных значений темпоральностей c_l указывает на наличие коллективных закономерностей для процессов тепловлагопереноса в воздухоподающих выработках. Среднее значение темпоральности составляет 0,870, медианное значение – 0,750, а 95% значений темпоральностей процессов находятся в диапазоне $0,659 \leq c_l \leq 1,080$. При этом с относительной погрешностью $\delta \leq 2\%$ опытные данные для количества воздействия при $\Delta\Theta \geq 10$ описываются уравнением $\Delta Q = 0,745\Delta\Theta$.

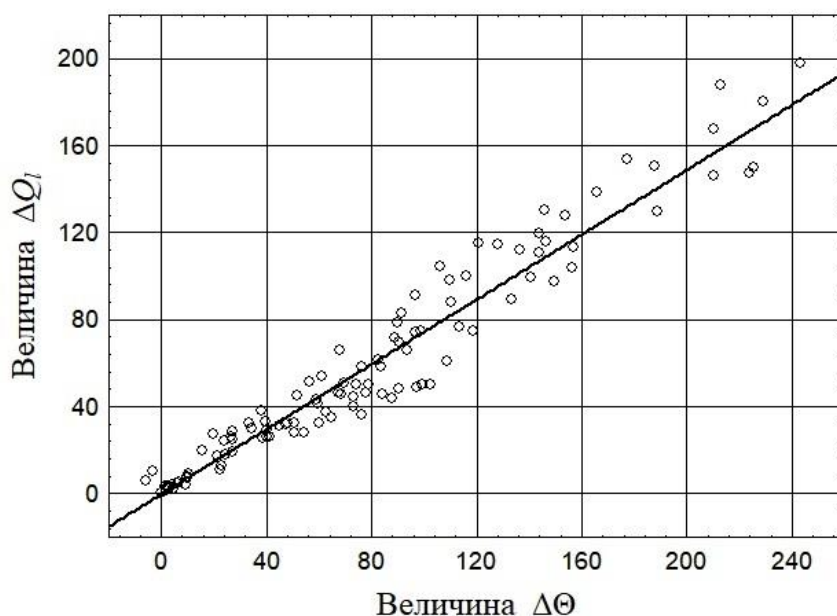


Рис. 3.40 – Зависимость количества воздействия ΔQ от изменений величины $\Delta\Theta$ согласно (3.97)

Для данного класса объектов и рассматриваемых темпоральных процессов справедливы зависимости второго закона темпорологии. Например, на рисунке 3.41 представлена взаимосвязь изменений количества воздействия от изменений системного времени для всей группы объектов, которая выражается зависимостью вида:

$$\Delta Q = -3,344 + 632,93\Delta\omega \quad (3.98)$$

с коэффициентом корреляции 0,97.

В свою очередь, зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от изменений длины кривых процессов имеет вид:

$$\Delta\omega = -0,0003 + 0,521\Delta\varepsilon. \quad (3.99)$$

Коэффициент корреляции зависимости составил 0,99 (рис. 3.42).

Для того, чтобы увязать количество воздействия с количеством теплоты ΔQ_g , поступившей в горную выработку, определим последнюю величину исходя из значения теплоприращения вентиляционной струи (кВт) $\Delta Q_g = G(i_2 - i_1)$, где i_2, i_1 – значения энтальпии влажного воздуха соответственно на выходе и входе выработки; G – весовой расход воздуха в выработке.

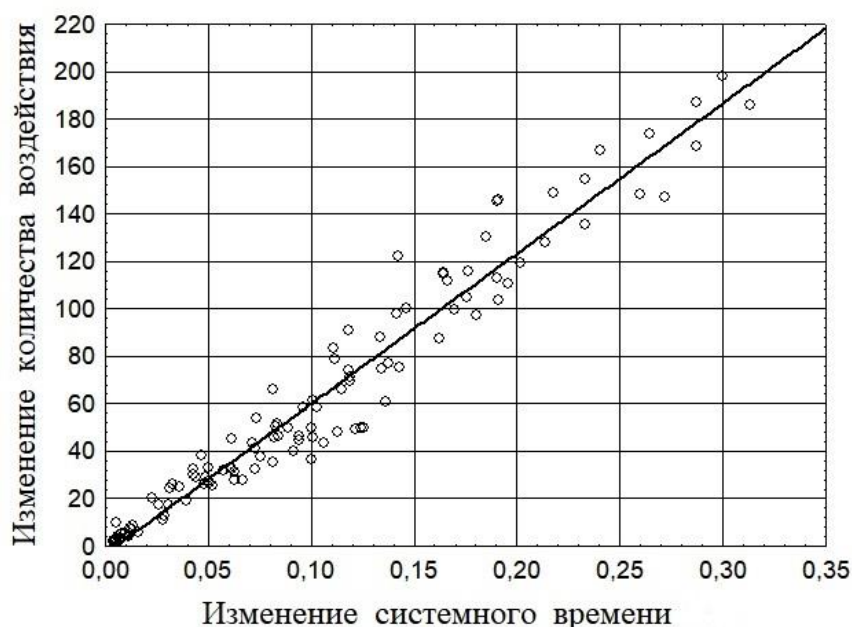


Рис. 3.41. – Зависимость количества воздействия ΔQ от изменений системного времени $\Delta\omega$ согласно (3.98)

Регрессионное уравнение связи величин ΔQ_g и ΔQ имеет вид:

$$\ln \Delta Q_g = 0,785 + 0,978 \ln \Delta Q. \quad (3.100)$$

Коэффициент корреляции зависимости составил 0,93, результаты анализа данных приведены на рисунке 3.43.

Очистные выработки. В качестве первого опорного состояния (точка M_0) примем состояние вентиляционной струи на входе в 5-

тую западную лаву Центрального блока шахты Шахтерская-Глубокая, в качестве второго опорного состояния (точка M'_0) – состояние вентиляционной струи на выходе из этой лавы.

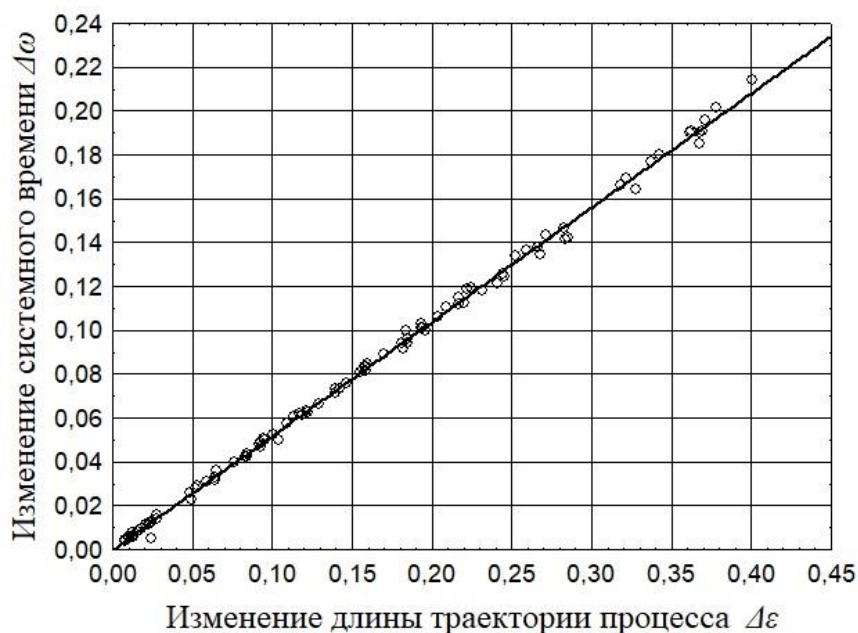


Рис. 3.42. – Зависимость изменений системного времени $\Delta\omega$ от длины траектории процессов тепловлагопереноса $\Delta\varepsilon$ согласно (3.99)

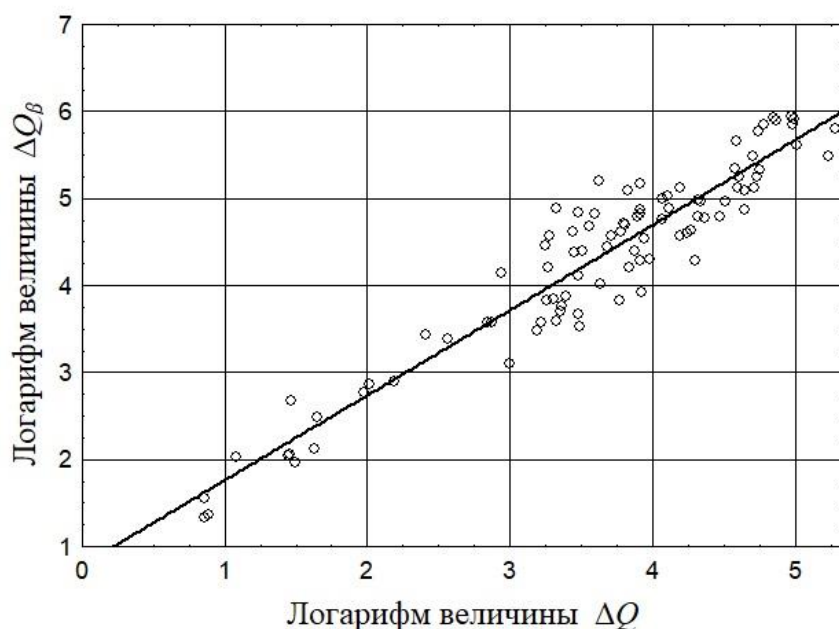


Рис. 3.43. – Зависимость количества теплоты, поступившей в воздухоподающую выработку, от количества воздействия согласно (3.100)

Построим измерительную шкалу между состояниями M_0 и M'_0 по двум переменным: z_1 – температура воздуха и z_2 – влагосодержание воздуха, в результате получим шкалу менсуры относительно переменных состояния:

$$\theta = -395,05 + 8,929 z_1 + 7246,40 z_2. \quad (3.101)$$

Определим абсолютную менсуру в виде $\Theta = \theta + 395,05$ и построим линейную шкалу этой величины:

$$\frac{\Theta}{395,05} = \frac{z_1}{z_{10}} = \frac{z_2}{z_{20}}; \quad \Theta = \frac{395,05}{2} \left(\frac{z_1}{29,8} + \frac{z_2}{0,0178} \right). \quad (3.102)$$

Обработка данных для 110 процессов тепловлагопереноса позволила получить уравнение состояния вентиляционной струи в очистных выработках и различные уравнения связи между основными переменными. Соответствующие уравнения приведены в таблице 3.8. Аналогичные результаты получены и для вентиляционных выработок.

Таблица 3.8. Уравнения связи между переменными для очистных выработок

Зависимая величина	Независимые величины	Регрессионное уравнение	Коэфф. корреляции
Абсолютная менсура Θ	Температура z_1 Влагосодержание z_2	$\ln \Theta = 5,983 + 0,522 \ln z_1 / z_{10} + 0,479 \ln z_2 / z_{20}$	0,990
Количество воздействия ΔQ	Величина $\Delta \Theta$	$\Delta Q = 3,275 + 0,667 \Delta \Theta$	0,945
Количество воздействия ΔQ	Изменение системного времени $\Delta \omega$	$\Delta Q = 0,734 + 352,47 \Delta \omega$	0,940
Изменение системного времени $\Delta \omega$	Длина дуги кривой процесса $\Delta \varepsilon$	$\Delta \omega = -0,003 + 0,526 \Delta \varepsilon$	0,990
Количество теплоты ΔQ_g	Количество воздействия ΔQ	$\ln \Delta Q_g = 6,575 + 0,961 \ln \Delta Q$	0,914

В заключение отметим, на основе полученных закономерностей может быть сформирована достаточно точная методика прогнозирования тепловых условий в горных выработках. С этой целью для замыкания системы уравнений необходимо добавить для каждого вида горной выработки уравнение для определения теплоступлений ΔQ_v в зависимости от горнотехнических параметров, например, как уравнение (3.92).

Таким образом, на примере нескольких классов объектов показан общий процесс построения измерительных шкал системного времени и составления уравнений состояний, который отличается объективным подходом при реализации процедуры измерений.

8.7 О проблеме создания часов системного времени

Сегодня самый важный вопрос дискуссии в темпорологии связан с проблемой: какая величина или система величин наиболее полно отображает наблюдаемые изменения состояний объектов и может выступать адекватной и универсальной оценкой времени? В данной монографии речь велась об эмпирическом и системном времени, менсуре состояния, количестве воздействия, о длине траектории темпорального процесса, а также о потенциале и трансергии пространства состояний, которые также могут давать оценки времени. Естественно, что такой сложный феномен, как время, количественно может характеризоваться множеством оцениваемых или измеряемых величин. Для внешней системы измерений параметром для оценки времени выступает эмпирическое время τ , которое стандартизировано и имеет свою шкалу измерений. Для внутренней системы измерений, привязанной к пространству состояний объектов, основной характеристикой может быть системное время ω или длина дуги траектории многомерного процесса. Кроме этого оценочными характеристиками времени могут

выступать потенциал и трансергия, которые являются функциями состояния и зависят от параметров свойств. Потенциал связан с системным временем, а трансергия с менсурой состояния.

Если каждому состоянию в пространстве $E^n(z_1, z_2, \dots, z_n)$ поставить в соответствие значение некой аддитивной величины, то можно построить шкалу менсуры для измерения состояний класса объектов. В пространстве E^n в этом случае будет образовано скалярное поле менсуры. В свою очередь, в пространстве $E^{n+1}(z_1, z_2, \dots, z_n, \Theta)$ функция менсуры будет представлена многомерной поверхностью. Исходя из геометрических представлений, на поверхности могут быть сформированы естественные координаты, которые дают возможность определять положение состояний объектов на данной поверхности и характеризовать процессы изменения состояний этих объектов. Естественные координаты поверхности E^{n+1} будут однозначно соответствовать криволинейным координатам пространства E^n . При этом процессы изменения состояний объектов будут представлены многомерными кривыми как в пространстве E^n , так и на поверхности состояний пространства E^{n+1} . Поэтому для рассматриваемого пространства E^n может быть задано несколько взаимосвязанных величин для измерения собственного времени в процессах изменения состояний объектов. Это величины, характеризующие темпоральные процессы: количество воздействия, системное время, потенциал состояний, длина траектории процесса и т.д. При этом может быть предложено множество способов измерения этих величин.

Подобные соображения уже высказывались разными авторами, например, А.П. Левичем [47]. Он считал понятие времени синонимом изменчивости состояний объектов в мире. Часы есть способ измерения или параметризации этой изменчивости. При описании систем на языке категорий автор использовал понятия категорного,

системного, структурного, метаболического и энтропийного времени. Однако, вопрос о том, как определять (или измерять) данные времена не был решен. Попробуем установить аналогии между полученными в данном исследовании темпоральными характеристиками и величинами, предложенными оценивать время в работе [47].

Пространство состояний E^n содержит все потенциально возможные состояния класса объектов (прошлого, настоящего и прогнозного будущего) и обладает «вневременными» свойствами: все состояния представлены в нем совместно и независимо от момента времени, в который они реализуются [48]. Совокупность всех возможных состояний класса объектов в работах [47, 48] определена как категорное время (в наших определениях – это пространство состояний E^n). Данное время описывает качественные аспекты изменчивости, т.к. на основе категорного времени можно дать оценку – стационарно или нестационарно поле состояний класса объектов относительно эмпирического времени.

В свою очередь, представления о системном времени в данной работе совпадают с представлениями А.П. Левича – это одна и та же величина, связанная с темпоральной последовательностью состояний и которая может количественно оцениваться различными способами или системами измерений. Другими словами, каждому последовательному состоянию объекта – «моменту» его системного времени – может соответствовать некая темпоральная оценка этого состояния, которая монотонно возрастает с течением процесса.

Системное время – это основная характеристика собственного времени класса объектов. Левич считал, что численное определение системного времени на основе способа задания структурных чисел можно назвать «структурным временем». Особо акцентировать внимание на таком определении времени не будем, так как в зависимости от принятого способа измерений может быть предложено несколько различных шкал системного времени. В данной монографии уже указывалось, что системное время может

быть непосредственно определено на основе соотношения $\Delta\omega = \Delta Q/\theta$ или путем установления связи с траекторией реального процесса.

Выделим также метаболическое время по Левичу, ему могут соответствовать представления о количестве воздействия. Эта величина однозначно характеризует каждый реальный процесс, сопровождает изменчивость состояний и пропорциональна системному времени $dQ = \theta d\omega$, поэтому она может служить для параметризации измерений времени. Однако, количество воздействия является функцией процесса и не является универсальной величиной для всего пространства состояний, в отличие от системного времени, которое является функцией состояния.

Что касается энтропийного времени, предложенного А.П. Левичем, то так как изменение энтропии в процессе однозначно связано с системным временем (раздел 6.3, зависимость 2.50), энтропийное время, так же как и структурное, можно рассматривать как один из возможных способов косвенного измерения системного времени. Однако отметим, что между понятиями энтропии и системного времени есть качественные отличия; этому вопросу уделим внимание в следующем разделе.

Особо следует остановиться на величине потенциала состояния, который так же, как и системное время является функцией состояния. Обе эти величины представляют собой многомерные криволинейные координаты в пространстве E^n . Если линии системного времени являются характеристиками континуального пространства E^n , то потенциал представляет собой адиабатические поверхности ортогональные этим характеристикам, для которых $dQ = 0$ и $Q = const$.

Таким образом, системное время является универсальной темпоральной характеристикой любого реального процесса, а потенциал – характеристикой «адиабатных» состояний процесса, которые отличаются одинаковым уровнем воздействия для всего

спектра процессов изменения состояний объектов одного класса. Значения обеих этих величин могут быть поставлены в соответствие любой точке темпорального процесса $l(\tau)$ и длина кривой процесса $l(\tau)$ может быть измерена в единицах системного времени и потенциала и наоборот.

Второй закон темпорологии указывает на то, что на основе любого реального процесса могут быть созданы часы для измерения системного времени. Универсальным темпометрическим свойством для определения системного времени в этом случае будет выступать длина дуги кривой процесса. В многомерном пространстве состояний это позволит создать шкалу измерения времени, в которой каждому моменту времени будет соответствовать свое значение длины дуги процесса, измеренное соответствующим образом. Качественные характеристики шкалы будут определяться выбранным эталонным процессом. Такая шкала будет являться динамической, так как для оценок времени используются наблюдения за состояниями объекта, эволюция которых отслеживается во времени, а эмпирическое время будет выступать дополнительным параметром. Для оценки единицы измерения такой шкалы должны применяться метрики многомерного пространства, определяющие геометрические расстояния, например евклидово расстояние (метрика в евклидовом пространстве), как наиболее естественная функция расстояния, используемая в многомерной геометрии. При этом параметры свойств, соответствующие состояниям объекта, необходимо привести к безразмерному виду.

Шкалы системного времени по отношению к определенному классу объектов будут исключительно положительными и могут иметь реперные точки относительно особо выбранных состояний при известных значениях параметров свойств. Начало такой шкалы может выбираться произвольно или привязываться к нулевым значениям — это будет определяться условиями создания калибровочных кривых. Шкалы системного времени будут

неравномерны относительно меток эмпирического времени и неоднородны. Так как эталонные процессы при изменении длины дуги кривой реальных процессов непрерывны (для отдельных процессов дискретны), то и шкалы системного времени будут непрерывны (дискретны). Временные метки шкал системного времени, как наблюдаемые события, будут неравновероятны. Такие шкалы времени необратимы, так как значения длины дуги кривой процесса при его реализации и значения эмпирического времени жестко связаны между собой и обе величины положительны.

Система измерения системного времени для класса объектов должна включать в себя способ измерения (оценки), шкалу системного времени, калиброванную по эмпирическому времени, единицу измерения и условный нуль шкалы времени, принятые по соглашению, а также часы – средство (устройство, метод, совокупность операций) предназначенное для измерения и представления результатов измерения в выбранной шкале системного времени.

Рассмотрим создание таких систем измерений на примерах.

Система измерения (анализа) хроногенеза применительно к идеальному газу будет основываться на представлении равновероятной модели состояний для конкретных газов и формировании линейных процессов в пространстве состояний (седьмая глава). После создания модели определяется шкала системного времени, например согласно соотношения $\Delta\omega = \Delta Q/\Theta$, и осуществляется ее калибровка по эмпирическому времени. В этом случае используется метод оценки, на основе которого определяется системное время путем измерения изменчивости состояний для конкретного процесса по отношению к эталонному процессу. Калибровочные кривые для термодинамических процессов, приведенных на стр. 216, показаны на рис. 3.44 и 3.45. В каждом случае моментом отсчета (условный нуль шкалы) является начало эталонного процесса.

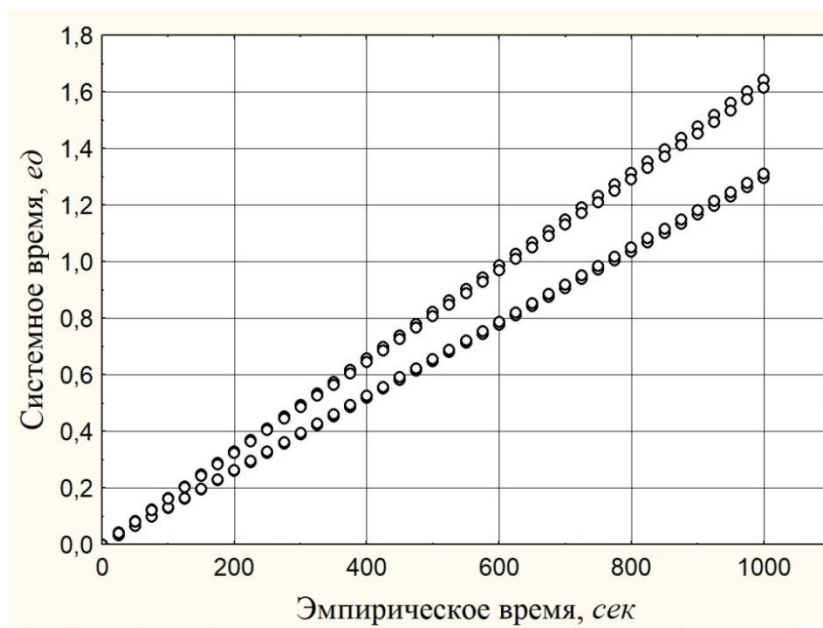


Рис. 3.44. – Калибровочные кривые оценивания системного времени для процессов изменения состояний гелия $l_1 \div l_4$ при определении θ согласно (3.34) (от начала эталонного процесса)

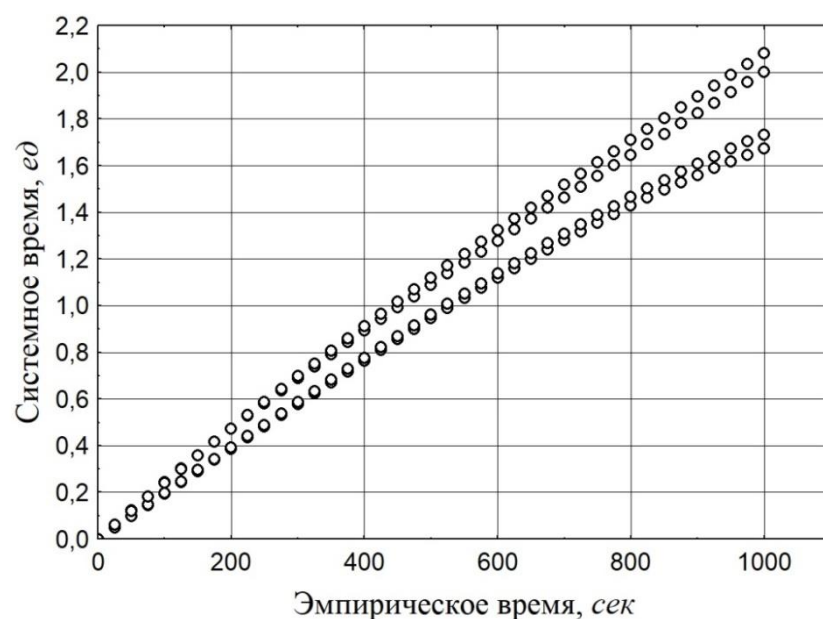


Рис. 3.45. – Калибровочные кривые оценивания системного времени для процессов изменения состояний гелия $l_1 \div l_4$ при условии $\Theta = T$ (от начала эталонного процесса)

На рисунках, где приведены калибровочные кривые, используется условная единица измерения системного времени $\Delta\omega = 1 \text{ ед}$, которая по соглашению соответствует определенному

значению интервала эмпирического времени (от 600 до 800 *сек* для рис. 3.44 и от 450 до 550 *сек* для рис. 3.45).

Часы будут представлять собой вычислительный алгоритм, позволяющий определить системное время по менсуре состояния и длине траектории термодинамического процесса.

Система измерения (анализа) хроногенеза применительно к процессам развития регионов России будет основываться на результатах статистических наблюдений переменных состояния объектов за 17 лет (список переменных приведен на стр. 230). Калибровочные кривые для процессов развития четырех регионов показаны на рис. 3.46. Моментом отсчета (условный нуль шкалы) является начало процесса в 2005 году. Условная единица измерения системного времени $\Delta\omega = 1 \text{ ед}$, в каждом случае соответствует определенному значению интервала эмпирического времени равному от 0,5 до 1,5 лет. Соответствующий алгоритм определения системного времени описан в разделе 8.2. и представляет собой темпометрический метод датирования событий.

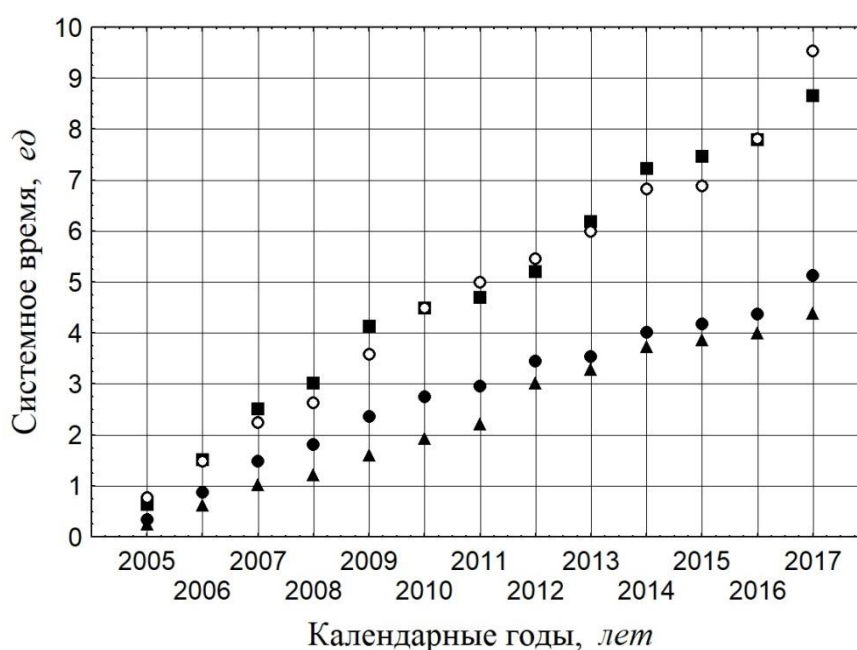


Рис. 3.46. – Калибровочные кривые оценивания системного времени для процессов развития Белгородской (■), Ростовской (●), Саратовской (▲) областей и Республики Татарстан (○)

В свою очередь система измерения (анализа) хроногенеза применительно к процессам развития регионов России на основании трех переменных состояния, список которых приведен на стр. 246, будет основываться на калибровочных кривых системного времени, представленных на рисунке 3.47. В этом случае момент отсчета шкалы тот же, а условная единица измерения системного времени, в каждом случае соответствует определенному значению интервала эмпирического времени, равному от 3,5 до 9 лет.

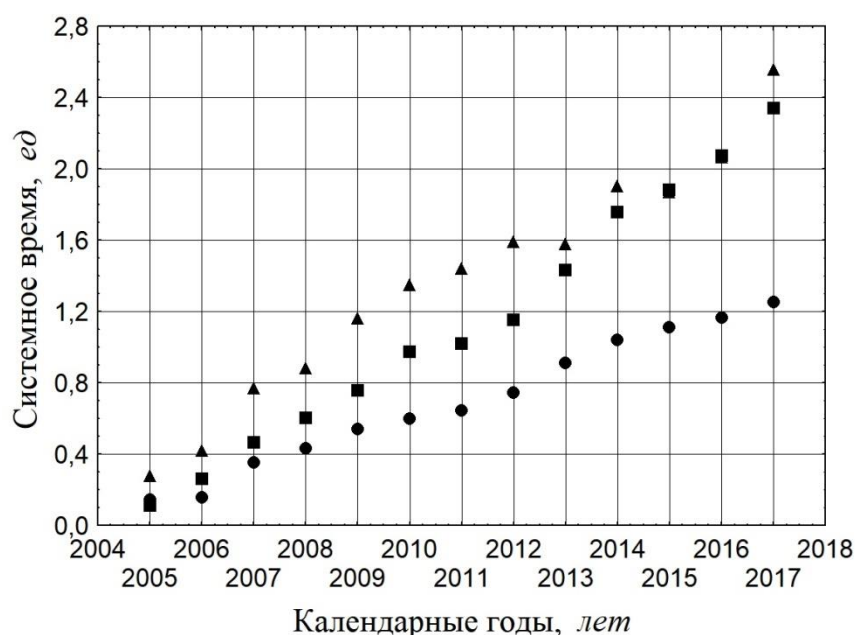


Рис. 3.47. – Калибровочные кривые оценивания системного времени для процессов развития Сахалинской (●), Тульской (■) и Тюменской (▲) областей

Приведенные примеры следует отнести к естественно-научному методу датирования событий по траекториям темпоральных процессов. В этом случае в качестве системных часов используется соответствующий вычислительный алгоритм.

На практике, если снимаются значения переменных состояния объектов в реальном времени, например, при контроле метеорологических параметров, сборе характеристик интернет-объектов, мониторинге состояний устройств и т.п., то возможно создание системных часов в виде технических средств.

Таким образом, обработка и анализ опытных данных о темпоральных процессах для различных классов объектов позволит дать ответ на вопрос об адекватной и универсальной системе измерения собственного (системного) времени объектов в темпорологии.

8.8 Общее и особенное в понятиях энтропии и системного времени

В разделах 3.3 и 6.1 показано, что любая аддитивная величина, характеризующая реальный процесс изменения состояний объекта, может быть представлена в виде произведения потенциала взаимодействия θ на изменение координаты состояния ds : $dQ = \theta ds$. Необходимым условием этого является существование скалярного поля величины θ и возможность его описания мультипликативной или однородной функцией, а также наличие линейной связи между приращениями величин dQ и $d\theta$.

В обозначениях, принятых в термодинамике, θ – это температура, а ds – изменение энтропии. В понятиях и обозначениях, принятых в данной работе, величина ds определена как изменение системного времени ($d\omega$), а величина θ как темпометрический потенциал (менсура).

Введя представление о количестве воздействия для любого процесса в виде $\Delta Q = \frac{1}{\delta_l} \int \theta_l(\varepsilon) d\varepsilon$, как одной из аддитивных величин, характеризующих процесс, мы, тем самым, среди всего множества возможных величин ds особо выделили системное время ($ds_\tau = d\omega$), как наиболее интересующую нас величину.

Однако, если относить понятие энтропии ко всей совокупности возможных величин ΔQ , характеризующих реальные процессы, то

энтропию можно рассматривать как общесистемное понятие, а системное время как специфический вид энтропии.

В этом и будет состоять суть общего и особенного в понятиях энтропии и системного времени.

Поэтому после математического представления энтропии как векторной характеристики (характеристической функции) некоторого поля направлений, связанного с пространством состояний класса объектов (раздел 6.1), есть смысл более детально поговорить об эмпирическом содержании этой величины.

В науке понятие энтропии на протяжении десятилетий вызывает множество споров, дискуссий и полемики [3, 4, 39, 41]. Энтропия привнесена в научный мир из теории термодинамики, однако сегодня нет общепризнанных суждений о сущности энтропии как общесистемной величины. Различные точки зрения о сути энтропии исходят из того, что она является: некоторой субстанцией, связанной с ходом времени; свойством, характеризующим процессы; характеристикой математической модели процесса; информационным параметром процесса и т.д.

Причины роста энтропии в изолированных системах также имеют несколько трактовок. Следствием всего этого является то, что различные авторы по-разному определяют смысл энтропии – мера необратимости процессов; мера сложности системного описания объекта; мера неопределенности информации; мера разнообразия; мера хаотичности; мера структурированности и т.д. Все это говорит о том, что даже на первоначальном этапе формулировки понятий вопрос о сущности энтропии проработан явно недостаточно. Именно эта неопределенность и множественность представлений и позволили А. Пуанкаре утверждать, что «понятие энтропии чудовищно абстрактно».

Анализ состояния исследований в этой области указывает на то, что природа энтропии до конца пока не ясна, так как нет однозначного мнения по этому вопросу. Исходя из этого, одной из

актуальных задач современной науки является общесистемное раскрытие сущности этой величины.

Исходя из выполненных исследований и справедливости соотношения $dQ = \theta ds$, принцип существования и геометрический смысл энтропии становятся понятны. Сущность данных фактов заключается в следующем.

Если в пространстве состояний E^n существует скалярное поле величины $\theta = \theta(z_1, z_2, \dots, z_n)$, то каждой точке (состоянию) произвольного процесса l может быть поставлено в соответствие значение этой величины. В свою очередь, задавая для любого элементарного процесса l количество воздействия dQ и принимая гипотезу, что в пространстве E^n величины dQ и $d\theta$ однозначно связаны между собой соотношением $dQ = c_l d\theta$, обосновывается принцип существования энтропии $ds = dQ/\theta$, где ds – полный дифференциал. Следствием этого является существование в пространстве состояний E^n скалярного поля (функции состояния) величины $s = s(z_1, z_2, \dots, z_n)$. Поэтому, исходя из принципа существования энтропии, каждой точке процесса l также может быть поставлено в соответствие значение этой величины.

Таким образом, каждому состоянию в пространстве E^n соответствуют две функции состояния – две величины, рассматриваемые как функции всех независимых переменных z_k . При этом потенциал взаимодействия θ определен системой измерения состояний, а энтропия s – системой измерения процессов изменения состояний.

Исходя из этого, пространство E^n может быть однозначно отображено на плоскость $E^2(\theta, s)$, причем каждой точке в пространстве E^n соответствует точка пространства E^2 , а каждому процессу l в E^n – соответствующий процесс в E^2 . В свою очередь,

каждой кривой процесса изменения состояний l соответствует своя интегральная поверхность $Q = Q_l(z_1, z_2, \dots, z_n)$ и свое семейство характеристик, покрывающих эту поверхность.

Из этого видно, что энтропия непосредственно связана с полем направлений, которое определено семейством характеристик пространства состояний. Причем энтропия – это параметр, изменяющийся вдоль характеристической кривой [43].

Если исходить из системы уравнений (2.16) и (2.20) для мультипликативной или однородной функции $\theta = t(z_1, z_2, \dots, z_n)$, то энтропия $ds_\tau = d\omega = dQ/\theta$ ($dQ = \theta(\varepsilon)d\varepsilon/\delta$) пропорциональна длине элементарной дуги $d\varepsilon$ процесса l : $ds_\tau = d\varepsilon/\delta = Ad\varepsilon$, т.е. изменение энтропии однозначно связано с изменением длины траектории процесса. Таким образом, в общесистемной трактовке второй закон темпорологии можно рассматривать как принцип (закон) возрастания энтропии, т.к. с течением времени длина траектории любого процесса только возрастает, так же как и значения количества воздействия, заданные в виде $\Delta Q = \frac{1}{\delta_l} \int \theta_l(\varepsilon)d\varepsilon$. Для такого представления энтропии (системного времени) этот вывод однозначен и справедлив.

Здесь сделаем важное уточнение: любой специфический вид энтропии будет определяться принятой системой измерения величины ΔQ^6 , т.к. в различных предметных областях длина траектории процесса может быть непосредственно связана с различными аддитивными величинами, однозначно характеризующими процесс изменения состояний.

Поэтому, используемые понятия энтропии, обоснование принципа ее существования, определение способа измерения и специфическое содержание закона возрастания энтропии в каждой области знаний требует предметных исследований.

⁶ Например, в термодинамике – это изменение количества теплоты, которое может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом заключительном разделе рассмотрим некоторые пути развития теории и области возможных ее приложений. Если обобщить результаты выполненных исследований, то можно прийти к выводу, что метод темпорологии открывает новые перспективы для решения актуальных научных задач. Из них, на наш взгляд, самыми важными, можно считать:

1. Формулировку новой системы изложения основ классической термодинамики с использованием темпоральных представлений о термодинамических процессах. Это позволит ввести время в основные законы и соотношения термодинамики, развить методы статистического моделирования и дифференциальной геометрии в этой науке и решить проблему необратимости;

2. Выявление математических смыслов энтропии, ее физического содержания и сущности энтропийных закономерностей в различных предметных областях. Это дает возможность связать необратимое течение времени с энтропией и теоретически и экспериментально обосновать основания закона возрастания энтропии, а также установить области его применения. Исследования в этой области позволят убрать с понятия энтропии ареол загадочности, многоликости и «чудовищной абстрактности»;

3. Развитие на основе общего подхода экспериментальных методов непосредственного измерения энтропии применительно к различным классам объектов и систем. Этим путем возможно перевести проблему энтропии из неявного в явное научное знание и развить прикладные направления исследований в общей теории систем;

4. Решение проблемы комплексных измерений в теории систем, при которых основным объектом измерения является состояние системы. При этом оценка поведения и сложности системы будет происходить по отношению ко всему классу объектов путем

сравнения безразмерных значений переменных состояния с аналогичными величинами некоего класса объектов, принятого за эталонный (идеальный). В качестве идеальной макросистемы будет выступать класс объектов с двумя, тремя и т.д. переменными состояниями, построенный на основании принципа равновозможности состояний;

5. Разработку новых моделей в математической статистике и событийной оценке на основе классификации реализованных событий по их характеристическим величинам и апостериорным вероятностям с учетом масштаба действия, развития в пространстве и времени, статистической и причинно-следственной взаимосвязи более простых событий. С этой целью сложные события классифицируются по многомерности характеристических величин, видам статистических распределений этих событий и связанных с ними влияющих событий. Это позволит подойти к экспериментальному изучению содержания причинно-следственных связей событий и исследованию статистических оснований закона причинности.

6. Развитие методов экспериментальной темпорологии и накопление данных для установления и обобщения объективных закономерностей формирования во времени реальных процессов различной природы. Цель такой задачи связана с расширением феноменологической базы темпорологии, изучением феномена течения (дления) времени и поиском возможности управления (влияния) системным временем объектов различной природы.

Перечень актуальных задач, вытекающих из применения метода темпорологии, значительно обширнее и относится как к естественным, так и гуманитарным областям науки. Несмотря на то, что при исследованиях необходимо проделать очень большую работу, уже сейчас видно, что темпорология превращается в самостоятельную междисциплинарную науку, которая затрагивает целый ряд актуальных проблем современного знания.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Вектор

— единичный 158

— эволюции 178, 179

Векторная линия 163, 166

— поверхность 166

Векторное поле 166

Величина

— случайная 115

Вероятность 129

— апостериорная 94, 129

— геометрическая 79, 198, 238

— события 93

— состояния 129, 219, 250

— статистическая 246

Воздействие 388

— количество 120, 131, 133, 143, 147, 172, 215, 252, 269

Время

— абсолютное 16, 18, 29, 138

— атомное 22, 23

— биологическое 71

— внутреннее 72, 131

— всемирное 22, 27

— геологическое 62, 95

— звездное 22

— категорное 72, 287

— координатное 53, 60, 63

— координированное 22, 27

— метаболическое 72, 289

— метеорологическое 16

— момент 22

— органическое 225

— относительное 16, 72

— системное 72, 88, 131, 154, 172, 188, 254, 295

— собственное 60, 63, 69, 72

— солнечное 22

— структурное 283

— таксонометрическое 72

— эмпирическое 17, 30, 53, 130

— энтропийное 288, 289

— эталон 27

— эффемеридное 22

Голономность 151

Градиент 299

Градус 139

Закон

— Гей-Люссака 191, 195, 208

— Мура 107, 109

— распределения 82, 191, 198, 238

— сохранения трансергии 163

— сохранения энергии 195, 207

— Шарля 191, 195, 208

Закономерность 187

— темпоральная 74, 210

— феноменологическая 116

Идеальный газ 191, 291

Инвариант 36, 118

— пространственно-временного интервала 36

Интеграл

— Клаузиса 62

— криволинейный 144

Интегрирующий делитель (множитель) 120, 153

Интервал

— пространственно-временной 36

Калибровочная кривая 106, 291, 293, 295

Класс объектов (систем) 128

Континуальность 127, 148, 150

Концепция времени

— классическая 13

— геометрическая 13, 35

— реляционная 13, 67

Координаты

— естественные 287

Критерии сходства 143

Линия

— векторная 163

— мировая 53

— процесса 76, 121

Менсура 132, 133, 146, 186

— абсолютная 142, 234, 259

Мера

— эмпирическая 55, 79, 127

Метод

— двух точек 139, 230

— Монте-Карло 196, 206

— пробит-регрессии 93, 94

— характеристик 155, 157

— Фурье 161, 302

- Объект 128
- опорный 137, 139, 230
- Одновременность 38, 119
- Относительная частота 249

- Парадокс 39, 40
- теории относительности 40
- Переменная
- состояния 115, 138, 185, 230, 248, 258
- Плотность распределения вероятности 144
- Поверхность
- интегральная 155, 157, 223
- уровня 56, 146
- Полный дифференциал 89, 120, 161
- Поле
- нестационарное 135, 160
- скалярное 57, 146
- состояний 135
- стационарное 135, 152
- Постулат о постоянстве скорости света 38
- Потенциал 63, 159, 162, 188, 289
- темпометрический 88, 132
- Поток событий
- ординарных 31, 92
- регулярный 16, 92
- стационарный 31
- Преобразование
- Галилея 58
- Лоренца 36, 38, 39
- Принцип
- инвариантности 135
- континуальности 127
- относительности 38, 51
- соответственных состояний 127, 135, 137, 187
- равновозможности 19, 195, 209
- возрастания энтропии 172
- существования энтропии 195, 296
- Пробит 141
- Пространство
- изометрия
- Минковского 65
- многомерное (n -мерное) 45, 186
- состояний 115, 134, 150, 186
- — евклидовое 46, 57
- — континуальное 42, 155
- Пространство-время 14, 67
- Процесс 128
- естественный 128
- квазистационарный 298
- нестационарный 161, 303
- необратимый 303
- темпоральный 128
- термодинамический 172
- траектория 166, 256
- эталонный 122, 138, 143, 239, 290
- Пфафова форма 89, 151

- Радиус-вектор 45
- Распределение
- статистическое 251
- Расстояние
- евклидовое 290

- Свойство 128
- ковариантности 28
- необратимости времени 147
- одновременности 118, 147
- симметричности 118
- темпометрическое 122, 236, 246, 290
- транзитивности 135
- устойчивости частот 126
- Секунда 23, 59
- атомная 25, 59
- Система 128
- измерений 22, 291
- отсчета 35
- отсчета инерциальная 36
- Системообразующий фактор 67
- Скорость процесса (интенсивность) 118
- света 38
- Событие 129
- сложное 129
- характеристическая величина 129
- элементарное (простое) 129
- События
- несовместные 115
- одновременные 118, 119, 129
- однородные 92, 113, 247
- последовательность 129
- регулярные 16
- совместные 114, 129, 249
- характерные (индикативные) 246, 262
- Состояние 128
- опорное 135
- системы 128
- Стрела времени 175, 178

- Тело отсчета 36
- Температура
 - абсолютная 173, 201
- Темпоральность
 - процесса 121, 133, 147, 187, 215, 240
- Темпоральные данные 111, 115, 133, 184
- Темпория 144
- Темпорология 125
 - первый закон 162
 - второй закон 167
- Теория относительности 40
- Теплоемкость 193
- Теплота
 - количество 172, 193
- Точка
 - мировая 53
 - опорная 231, 250
- Трансергия 163, 164, 188
- Уравнение
 - Клапейрона 192, 195, 201
 - Майера 203
 - состояния 122, 135, 251, 263
 - Пфаффа 57, 158
 - сохранения энергии 194
 - шкалы 232
- Формула Эйлера 156
- Функция
 - мультипликативная 149, 153
 - процесса 133, 147, 289
 - состояния 122, 133, 289
 - однородная 131, 140, 203, 283
 - относительных изменений 237, 259, 263
 - точки 146
 - характеристическая 154, 163
- Характеристика 56, 155, 158, 166
- Хроногенез 72, 75, 92, 127, 131
- Часы 16, 22, 287, 291
 - атомные 26
 - механические 26
 - радиоуглеродные 105
 - электронные 26
- Шкала 16
 - абсолютного времени 13, 19, 30
 - атомная 25
 - времени дискретная 16, 22, 31
 - времени непрерывная 16, 22, 31
 - измерений 21
 - интервалов 19, 22, 131
 - Кельвина (термодинамическая) 200
 - менсуры 212, 259
 - отношений 19, 22, 131, 235
 - системного времени 82, 90
 - стратиграфическая 70
 - эмпирического времени 84, 130
- Экземпляр класса 134
- Энергия 205
- Энтропия 32, 56, 156, 160, 172, 203, 217, 295, 299

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверин Г.В. Реляционно-полевая модель представления времени // Системный анализ и информационные технологии в науках о природе и обществе, №1(4)–2(5), 2013. – С. 11–25.
2. Аверин Г.В. Системодинамика. – Донецк: Донбасс, 2014. – 479 с.
3. Аверин Г.В. Системодинамика: теория и приложения / Изд. 2-е перераб. и доп. – Донецк: ООО «НПП «Фолиант», 2022. – 535 с.
4. Аверин Г.В., Звягинцева А.В. Взаимосвязь термодинамической и информационной энтропии при описании состояний идеального газа // Системный анализ и информационные технологии в науках о природе и обществе, №1(4)-2(5), 2013. – С. 26–37.
5. Аверин Г.В., Звягинцева А.В. О справедливости принципа соответственных состояний для систем различной природы // Научные ведомости БелГУ. Сер. Экономика. Информатика, №16(265), вып. 43, 2017. – С. 104–112.
6. Аверин Г.В., Константинов И.С., Звягинцева А.В. О континуальном подходе к модельному представлению данных // ВКИТ, №10, 2016. – С. 47–52.
7. Аверин Г.В., Звягинцева А.В., Самолихин В.В. Аналитические и вероятностные модели при расчетах тепловлагоденоса в горных выработках // Вестник ДонНУ. Серия Г: Технические науки, № 1, 2023. – С. 40 – 49.
8. Аверин Г.В., Шевцова М.В. Решение дифференциального уравнения состояния идеального газа в изопроцессах // Научные ведомости БелГУ. Сер. Математика. Физика. Т.51, №4, 2019. – С. 522–532.
9. Аксенов Г.П. К истории понятий дления и относительности. – Электр. рес. URL: http://www.chronos.msu.ru/old/RREPORTS/aksyonov_spor_o_priode.html (12.04.24).
10. Аноприенко А.Я. Обобщения закона Мура // Вестник ДонНТУ, №3(9), 2017. – С. 14–23.
11. Аноприенко А.Я., Аверин Г.В. Представление закона Мура статистическими распределениями временной последовательности событий // Системный анализ и информационные технологии в

- науках о природе и обществе, №1(4) – 2(5), 2018. – С. 26–37.
12. База данных временных рядов. – Электр. рес. URL: <https://www.quandl.com> (12.04.24).
 13. База данных Всемирного банка. – Электр. рес. URL: <http://data.worldbank.org/> (12.04.24).
 14. База данных Программы развития ООН (1990–2022 гг. – Электр. рес. URL: <http://hdr.undp.org/en/data> (12.04.24).
 15. База данных Федеральной службы госстатистики. Основные социально-экономические показатели городов. – Электр. рес. URL: https://www.gks.ru/free_doc/new_site/region_stat/sep_region.html (12.04.24).
 16. База данных Федеральной службы госстатистики. Регионы России. Социально-экономические показатели. – Электр. рес. URL: https://www.gks.ru/free_doc/new_site/region_stat/sep_region.html (12.04.24).
 17. Бергсон А.Л. Длительность и одновременность (по поводу теории Эйнштейна). – Пг.: Академия, 1923. – 154 с.
 18. Венгеров И.Р. Пространство и время:Arteфакты классических парадигм. – Донецк: ООО «НПП «Фолиант», 2021. – 264 с.
 19. Венгеров И.Р. Теплофизика шахт и рудников. Т. 1, 2. – Донецк: Норд-Пресс, 2008. – 632 с., 684 с.
 20. Венгеров И.Р. Хроноартефакты термодинамики. – Донецк: Норд-пресс, 2005. – 235 с.
 21. Вентцель Е.С. Теория вероятности. – М.: Наука, 1969. – 576 с.
 22. Вернадский В.И. Проблема Времени, Пространства и Симметрии. – Электр. архив В.И. Вернадского. – Электр. рес. URL: <http://vernadsky.lib.ru/> (12.04.24).
 23. Владимиров Ю.С. Природа пространства и времени: Антология идей. – М.: ЛЕНАНД, 2015. – 400 с.
 24. Временные методические указания по обоснованию предельно допустимых концентраций (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе населенных мест. – М.: Минздрав СССР, 1989. – 110 с.
 25. Гейтс У.Г. Бизнес со скоростью мысли / Изд. 2-е, испр. – М.: ЭКСМО-Пресс, 2001. – 480 с.
 26. Гоманьков А.В. Геологическое время и его измерение. – Электр. рес.

- URL: www.chronos.msu.ru/ru/relectropublications (12.04.24).
27. ГОСТ 8.567–2014 «Измерения времени и частоты. Термины и определения». – М.: Стандартинформ, 2014. – 11 с.
 28. Грин Б. Ткань космоса: Пространство, время и текстура реальности. Пер. с англ. – М.: URSS, 2022. – 608 с.
 29. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 383 с.
 30. Детлаф Т.А. Часы для изучения временных закономерностей развития животных. – В кн. Конструкции времени в естествознании: на пути к пониманию феномена времени. Ч. 1. – М.: Изд. Моск. ун-та, 1996. – С. 135–151.
 31. Дмитриев В.Ю. Некоторые вопросы изучения изменения систематического разнообразия ископаемых организмов // Палеонтологический журнал, №2, 1978. – С. 122–132.
 32. Доклады о человеческом развитии (1990–2022 гг.). – Электр. рес. URL: <http://hdr.undp.org/en/reports/> (12.04.24).
 33. Завельский Ф.С. Время и его измерение. – М.: Наука, 1987. – 256 с.
 34. Звягинцева А.В. Вероятностные методы комплексной оценки природно-антропогенных систем / Под науч. ред. Г.В. Аверина. – М.: Изд. дом «Спектр», 2016. – 257 с.
 35. Зотин А.И., Зотин А.А. Направление, скорость и механизмы прогрессивной эволюции. Термодинамические основы. – М.: Наука, 1999. – 432 с.
 36. Зотин А.И., Зотина Р.С. Феноменологическая теория развития, роста и старения организма. – М.: Наука, 1993. – 364 с.
 37. Институт исследований природы времени. Библиотека электронных публикаций. – Электр. рес. URL: www.chronos.msu.ru/relectropublications.html (12.04.24).
 38. Каратеодори К. К аксиоматике специальной теории относительности. – В кн.: Развитие современной физики: Пер. с нем. – М.: Наука, 1964. – С. 167–187.
 39. Каратеодори К. Об основах термодинамики. – В кн.: Развитие современной физики: Пер. с нем. – М.: Наука, 1964. – С. 188–222.
 40. Кирилин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая

- термодинамика. – М.: Энергия, 1974. – 448 с.
41. Коганов А.В. Реферативный обзор семестра «Время и энтропия» семинара «Изучение феномена времени». – Электр. рес. URL: http://chronos.msu.ru/old/RREPORTS/koganov_referativny_obzor.htm (12.04.24).
 42. Козырев Ф.Н. Пунктиры будущего физики времени. – Электр. рес. URL: http://www.chronos.msu.ru/old/RREPORTS/kozirev_punktiri.pdf (12.04.24).
 43. Кошляков И.С. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Вщ. шк., 1970. – 712 с.
 44. Курс обыкновенных дифференциальных уравнений / Еругин Н.П., Штокало И.З и др. – К.: Вщ. шк., 1974. – 472 с.
 45. Куценко С.А. Основы токсикологии. – СПб: Военно-медицинская академия им. С.М. Кирова, 2002. – 395 с.
 46. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. – Изд. 5-е, испр. и доп. – М: Наука, 1967. – 460 с.
 47. Левич А.П. Искусство и метод в моделировании систем: вариационные методы в экологии сообществ, структурные и экстремальные принципы, категории и функторы. – М.: Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2012. – 728 с.
 48. Левич А.П. Поиск законов изменчивости систем как задача темпорологии // На пути к пониманию феномена времени: конструкции времени в естествознании. – Ч. 3: Методология. Физика. Биология. Математика. Теория систем. – М.: Прогресс-Традиция, 2009. – С. 397–425.
 49. Левич А.П. Субстанциональное время открытых систем // Метафизика, № 1(7), 2013. – С. 50–73.
 50. Мауринь А.М. Концепция органического времени Г. Бакмана и опыт ее применения. – В кн. Конструкции времени в естествознании: на пути к пониманию феномена времени. Ч. 1. – М.: Изд. Моск. ун-та. 1996. – С. 81–95.
 51. Мусхелишвили Н.И. Курс аналитической геометрии. – М.: Вс. шк., 1967. – 655 с.
 52. Николенко А.Д. Введение в экспериментальную и практическую

- темпорологию // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика, №4, 2012. – С. 18–46.
53. Отрицание теории относительности. – Электр. рес. URL: <http://tradition.wiki> (12.04.24).
 54. Пенроуз Р. Путь к реальности или законы, управляющие Вселенной. – М.: Ижевск: Ин-т компьютерных исследований. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2007. – 912 с.
 55. Пригожин И.Р. От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках / Пер. с англ. – М.: Наука, 1985. – 328 с.
 56. Пригожин И.Р., Стенгерс И. Время, хаос, квант. К решению парадокса времени / Пер. с англ. Изд. 5-е испр. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 240 с.
 57. Рейхенбах Г. Направление времени: Пер. с англ. Изд. 2-е стереотипное. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 360 с.
 58. Робертс Д. Теплота и термодинамика / Пер. с англ. под ред. Вукаловича М.П. – М.: Изд. технико-теор. лит-ры, 1950. – 592 с.
 59. Руководство по проведению тепловых съемок на угольных шахтах. – Макеевка: Изд. МакНИИ, 1982. – 68 с.
 60. Сафонов В.С., Одишария Г.Э., Швыряев А.А. Теория и практика анализа риска в газовой промышленности. – М.: Олита, 1996. – 208 с.
 61. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. – М.: Физматгиз, 1959. – 473 с.
 62. Тейлор Э.Ф., Уиллер Дж. А. Физика пространства-времени. – М.: Мир, 1971. – 320 с.
 63. Терлецкий Я.П. Парадоксы теории относительности. – М.: Наука, 1966. – 120 с.
 64. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления / Изд. 7-е. – М.: Наука, Т. 1–3, 1969.
 65. Щербань А.Н., Кремнёв О.А. Научные основы расчета и регулирования теплового режима глубоких шахт: В 2-х томах. – К.: Изд-во АН УССР, 1960. – Т.1 – 430 с., Т. 2 – 347 с.
 66. Эйнштейн А. О специальной и общей теории относительности. – Пг.: Науч. книгоизд-во, 1923. – 123 с.
 67. Эйнштейн А. Сущность теории относительности. – М.: Ин. лит-ра, 1955. – 160 с.

68. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. – М.: Наука, 1969. – 424 с.
69. AnAge: The Animal Ageing and Longevity Database. Available at: <https://genomics.senescence.info/species/> (accessed December 12, 2023).
70. Central Intelligence Agency (US). Available at: <http://hdr.undp.org/en/data> (accessed December 12, 2023).
71. Heaton T. J. et al. The IntCal20 Approach to Radiocarbon Calibration Curve Construction: A New Methodology Using Bayesian Splines and Errors-in-Variables (АНГЛ.) // Radiocarbon. 2020. V. 62, iss. 4: 821–863.
72. International Commission on Stratigraphy. Available at: <http://stratigraphy.org> (accessed December 12, 2023).
73. The International Society for the Study of Time. Available at: <http://www.studyoftime.org> (accessed December 12, 2023).
74. KronoScope: Journal for the Study of Time. Available at: <http://www.brill.nl/kron> (accessed December 17, 2021).
75. Moore G.E. Moore's Law at 40 // Understanding Moore's law: four decades of innovation. Philadelphia: Chemical Heritage Foundation, 2006: 67–84.
76. Protected Planet: The World Database on Protected Areas (WDPA). Available at: www.protectedplanet.net (accessed December 12, 2023).
77. Shaher B.L. Ageing of Nesokia by weighing the eye lens // Pakistan. J. Zool, V.14(1) 1982: 103–105.



АВЕРИН ГЕННАДИЙ ВИКТОРОВИЧ окончил в 1980 году Николаевский кораблестроительный институт им. адмирала С.О. Макарова (НКИ), по квалификации инженер-механик. После окончания института работал в Макеевском НИИ по безопасности работ в горной промышленности (МакНИИ), Донецком национальном техническом (ДонНТУ) и Белгородском национальном исследовательском (НИУ БелГУ) университетах. В 1986 году защитил кандидатскую диссертацию, в 1994 году – докторскую диссертацию, в 2005 году получил звание профессора. Научный руководитель диссертаций – проф. Цейтлин Ю.А. (ИГТМ НАН Украины, г. Днепропетровск). В настоящее время занимает должность заведующего кафедры компьютерных технологий (КТ) физико-технического факультета Донецкого государственного университета (ДонГУ). Является автором более 150 публикаций, 15 монографий и учебных пособий. Известен как автор работ по теории термодинамики, системодинамики и темпорологии, оригинальной системы построения феноменологических теорий в предметных областях. Более подробная информация на сайте кафедры КТ: <http://donnu.ru/phys/kt/averin-gennadiy-viktorovich> и в Русской Википедии.

Контакты: E-mail: averin.gennadiy@gmail.com

Научное издание

Аверин Г. В.

ОСНОВЫ ТЕМПОРОЛОГИИ

Монография

В авторской редакции

Оригинал-макет: ООО "НПП "Фолиант"

Подписано в печать 03.06.2024 г. Формат 60х84 1/16.

Бумага офсетная. Гарнитура Times. Печать лазерная.

Усл. печ. листов 18,01. Уч.-изд. л. 19,38.

Заказ № 2/24. Тираж 100 экз.

ISBN 978-5-6050291-4-4

Издательство ООО «НПП «Фолиант»

346333, Россия, г. Донецк, ул. Тимирязева, д. 41а, помещение 1

Контактный телефон: +79185290634

E-mail: contact@emi-book.ru

ООО "НПП "Фолиант", 2024.

Свидетельство о государственной
регистрации 61№008044237 от 30.09.2016 г.

Отпечатано в издательстве «Ноулидж»

(ФЛП Лазарев А.И.)

Свидетельство о регистрации № 11-0015382

91000, г. Луганск, ул. Ломоносова, 98-б.

e-mail: nickvnu@gmail.com

ISBN 978-5-6050291-4-4

