

Интернет-журнал «Наукоедение» ISSN 2223-5167 <http://naukovedenie.ru/>

Том 7, №3 (2015) <http://naukovedenie.ru/index.php?p=vol7-3>

URL статьи: <http://naukovedenie.ru/PDF/75TVN315.pdf>

DOI: 10.15862/75TVN315 (<http://dx.doi.org/10.15862/75TVN315>)

УДК 530.1

Кочетков Андрей Викторович

ФГБОУ ВПО «Пермский национальный исследовательский политехнический университет»

Россия, г. Пермь¹

Профессор

Доктор технических наук

E-mail: soni.81@mail.ru

Федотов Петр Викторович

ООО «Научно-технический центр технического регулирования»

Россия, г. Саратов

Инженер

E-mail: klk50@mail.ru

Проблема энтропии и метод ее решения

¹ 410022, г. Саратов, ул. Азина, д. 38 «В», кв. 4

Аннотация. В статье проводится исторический анализ самой сложной проблемы механики - построения механической теории теплоты и механического обоснования второго закона термодинамики.

Термин «энтропия» был первоначально введен в термодинамику в 1865 году для определения меры необратимого рассеивания энергии, меры отклонения реального процесса от идеального. Но физические и философские вопросы, связанные с энтропией возникли еще в глубокой древности.

Рассматривается временной период с момента постановки проблемы необратимости механических процессов и, до наших дней, теории И. Пригожина необратимой термодинамики. Дается ответ на вопрос: почему все существующие до сих пор теории необратимости в механике можно считать неудовлетворительными.

Проводится анализ недостатков предшествующих механических теорий теплоты и невозможности механического обоснования второго закона термодинамики на основе гамильтоновой механики. На основе сравнительного анализа различных формулировок механических законов следует вывод, что вопреки существующему в настоящее время устоявшему мнению, гамильтонова и лагранжева механики являются частными случаями ньютоновской механики.

Также предлагается механическая система, обладающая свойствами необратимости происходящих в ней процессов. Для обоснования необратимости процессов в механических системах предлагается учитывать конечное время удара и конечную скорость распространения механических возмущений в реальных телах.

Ключевые слова: энтропия; проблема; метод решения; механические законы; необратимость; механическая система; термодинамика; теория теплоты; процессы.

Ссылка для цитирования этой статьи:

Кочетков А.В., Федотов П.В. Проблема энтропии и метод ее решения // Интернет-журнал «НАУКОВЕДЕНИЕ» Том 7, №3 (2015) <http://naukovedenie.ru/PDF/75TVN315.pdf> (доступ свободный). Загл. с экрана. Яз. рус., англ. DOI: 10.15862/75TVN315

Исторический обзор проблемы необратимости в механике

История понятия энтропии имеет давнюю историю. «История выяснения смысла понятия "энтропия" и многочисленных предложений по разрешению трудностей и парадоксов, возникающих при попытках согласовать ее определение со структурой систем, а поведение - с характером движения частиц, образующих системы, весьма длинна и производит на первый взгляд странное впечатление» [1, с. 98].

«Теория, касающаяся свойств вещества в состоянии термодинамического равновесия, получила свою законченную форму еще в 1901 г. в работах Дж. Вилларда Гиббса.

Что же касается теории приближения к термодинамическому равновесию, то она еще далека от завершения. Необратимая природа этого приближения кажется несовместимой с обратимым характером молекулярной динамики. При попытках разрешения этого парадокса перед теорией возникли трудности, которые полностью еще не преодолены» [2, с. 9].

Хотя сам термин «энтропия» был первоначально введен в термодинамику в 1865 году для определения меры необратимого рассеивания энергии, меры отклонения реального процесса от идеального. Но физические и философские вопросы, связанные с энтропией возникли еще в глубокой древности.

На интуитивном (феноменологическом) уровне понимания никаких парадоксов нет. В самом деле, на чисто бытовом уровне, было замечено, что при смешивании горячих и холодных жидкостей (газов) в результате получается «теплая» смесь, имеющая некоторую среднюю температуру. Попытки объяснить подобные явления приводили к рассуждениям о равномерном распределении некоего параметра определяющего количество тепла. Так Аристотель в своей «Физике» написал «Далее, начало всех состояний есть сгущение и разрежение, так как тяжелое и легкое, мягкое и твердое, теплое и холодное представляются некоторого рода сгущениями и разрежениями» [3, с. 245]. Если представлять тепло (по Аристотелю) в виде некоторого сгущения, то при смешивании теплого (сгущенного) и холодного (разреженного) получится некоторая величина разряжения смеси, усредненная по отношению к первоначальным значениям смешиваемых частей. Точно также не возникало никаких парадоксов после введения в науку теории теплорода. Так количественная характеристика тепла понималась как концентрация гипотетической жидкости под названием «теплород». Чем больше содержание теплорода, тем горячее тело (жидкость или газ). А при смешивании горячего и холодного, теплород равномерно распределялся по всему объему смеси и, соответственно, температура смеси усреднялась. Все просто и логично.

Трудности начались при попытках перехода к молекулярно-кинетической теории (МКТ). Необходимо заметить, что, несмотря на то, что термин и понятие «атом» введено еще в Древней Греции Демокритом, атомная теория строения материи долгое время оставалась за рамками науки. Хотя атомное строение вещества и не признавалась большинством ученых до самого начала 20 в., развитие МКТ началось еще до признания атомно-молекулярного строения веществ.

Развитие МКТ началось с трудов Ломоносова. «Так как тела могут двигаться двояким движением – общим, при котором все тело непрерывно меняет свое место при покоящихся друг относительно друга частях, и внутренним, которое есть перемена места нечувствительных частиц материи, и так как при самом быстром общем движении часто не наблюдается теплоты, а при отсутствии такового движения наблюдается большая теплота, то очевидно, что теплота состоит во внутреннем движении материи» [4, с. 75].

С этого момента и встал вопрос, об обосновании законов теплоты, исходя из механического движения атомов и молекул. А законы, лежащие в основе термодинамики из

самоочевидных аксиом, не требующих доказательств, превратились в теоремы, требующие более строгих обоснований и доказательств.

«Термодинамику в определённом смысле (предметная область изучаемых явлений) можно считать упрощённым феноменологическим аналогом статистической физики, хотя хронологически термодинамика появилась раньше, чем статистическая физика» [5, с. 5].

Но действительные трудности были не в необходимости механического обоснования тепловых явлений, а в необратимости тепла. Все вроде бы ясно, и вроде бы понятно. Но это только в понимании Аристотеля или теории теплорода, в самом деле, нет ничего особенного в переходе механической энергии в теплород, при отсутствии механизма обратного перехода. Можно понять в рамках молекулярно-кинетической теории тепла процесс перехода внешней энергии движения (механической) тела во внутреннюю энергию движения (тепловую). Но если внешняя энергия движения (механическая) при наличии внешнего трения может превратиться во внутреннюю (тепло), то во что может превратиться внутренняя механическая энергия (тепло) при наличии внутреннего трения? По сути это то же самое механическое движение, но не макротел, а микро корпускул, по Ломоносову или атомов и молекул в современном понимании. На это Ломоносов отвечает, что передача тепла от одного тела к другим телам может быть не более, чем содержится тепла в более теплом теле [4, с. 84]. А теплота любого тела погруженного в среду на длительное время соответствует степени теплоты окружающей среды [4, с. 85], значит, теплота может только передаваться от одного тела к другому и никогда не уменьшается каким-либо другим способом. Отсюда Ломоносов делает вывод: «Итак, хотя высшая степень холода возможна, однако нет недостатка данных, говорящих о том, что таковая на земноводном шаре нигде не существует. Действительно, все, что нам кажется холодным, лишь менее тепло, чем наши органы чувств» [4, с. 84]. Т.е., тепловое механическое движение атомов никогда не прекращается и ни во что не превращается, а может только передаваться от более горячего тела к более холодному. А абсолютный холод (полная остановка теплового движения) может существовать только теоретически, практически же неосуществим. Но, отсюда следует и другой вывод: нагретое тело, помещенное в идеальный термостат, будет сохранять свое тепло сколь угодно долго. Это полностью созвучно с первым законом Ньютона в механике: тело, на которое не действуют внешние силы, сохраняет свое состояние движения сколь угодно долго. «Решающий шаг в построении кинетической теории был сделан, когда тепловая энергия была идентифицирована с механической энергией молекул и введено предположение о том, что на молекулярном уровне силы являются полностью консервативными» [6, с. 17].

В 19 в. ученые исходя из философского принципа, закона сохранения энергии пришли к выводу, что все виды энергии можно привести к единому эталону, и в частности, теплоту можно свести к механическому движению атомов. «Создатели механической или динамической теории теплоты осуществили программу, намеченную М.В. Ломоносовым еще в XVIII в. В основе этой программы лежало представление о теплоте как о форме движения мельчайших частиц вещества, «нечувствительных» частичек, по выражению Ломоносова, т.е. молекул и атомов согласно представлениям химиков XIX в.» [7, с. 224].

Настоящим камнем преткновения для теории механической теории тепла была необратимость. Так механическое движение тела легко превратить в тепло. Достаточно внести в механическую систему трение и внешнее движение самопроизвольно перейдет в нагрев (тепло). Но вот обратный процесс, перехода тепла нагретого тела в механическое движение, самопроизвольно никогда не происходит. Казалось бы тупик.

Но действительность оказалась сложнее и тем интереснее.

В 1824 г. Сади Карно написал свою единственную научную работу «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу». В ней он рассмотрел тепловые процессы существующих (в то время) тепловых машин и показал, что некоторые тепловые процессы обратимы и можно не только превращать механическую работу в тепло, но и тепло переводить в механическую работу. «Повсюду, где существует разность температур, повсюду, где возможно восстановление равновесия теплорода, возможно получение движущей силы. Водяной пар есть одно из средств обнаруживать эту силу, но не единственное: все тела природы могут быть применены для этого; все тела способны к изменению объема, к сжатию и расширению при действии тепла и холода; все способны при изменении своего объема побеждать некоторые сопротивления, и, таким образом, развивать движущую силу. Твердое тело, например железный стержень, переменного нагреваемого и охлаждаемого, увеличивается и уменьшается в длине и может двигать тела, прикрепленные к его концам. Жидкость, попеременно нагреваемая и охлаждаемая, увеличивается и уменьшается в объеме и может побеждать более или менее значительные препятствия, мешающие ее расширению. Газообразная жидкость способна к большим изменениям объема при изменении температуры: если она находится в сосуде, который может расширяться, например, в цилиндре с поршнем, то она произведет значительные движения. Пары всех тел, способных переходить в газообразное состояние - алкоголя, ртути, серы и т.д. - могут исполнять ту же роль, что и пары воды. Водяной пар, попеременно нагреваемый и охлаждаемый, мог бы производить движущую силу, как и постоянные газы, т.е. не возвращаясь в жидкое состояние» [8, с. 224].

Т.о., по крайней мере, частично некоторые тепловые процессы обратимо превращаются в механическое движение и обратно. Возникает вопрос, каким свойством отличаются обратимые тепловые процессы от необратимых? Почему одни тепловые процессы обратимы, а другие нет?

«Впервые количественное определение необратимости встречается в формулировке второго закона термодинамики. Введение понятия энтропии во второй закон термодинамики позволяет разделять все процессы в природе на обратимые, при которых энтропия остается постоянной, и необратимые, при которых энтропия со временем возрастает. Эта классификация, однако, является чисто феноменологической и явно недостаточной для установления связи между необратимостью и законами механики» [9, с. 9].

В то же время необратимость явно не входит в механические законы, наверное, именно поэтому Кирхгофф предлагал при интерпретации энтропии ограничиться только обратимыми процессами [10, с. 5]. Обратимость некоторых тепловых процессов соответствует законам механики, которые, как известно обратимы и рождает иллюзии, что, по крайней мере, частично тепловые законы могут быть объяснены с точки зрения механических законов движения.

Такую попытку сделал Л. Больцман в 1866 г. в работе «О механическом смысле второго начала теории теплоты» [11, с. 9]. На это последовало возражение Й. Лошмидта, что исходя только из механических законов, невозможно обосновать второй закон термодинамики, хотя первый закон термодинамики напрямую утверждает, что механическая работа и тепловая энергия идентичны. В своих возражениях Лошмидт сформулировал т.н. «парадокс обратимости», состоящий в том, что даже если механическая система, состоящая из атомов и перейдет от неравновесного первоначального состояния к состоянию равновесному, то последующие движения атомов системы приведут к возврату механической системы к неравновесному первоначальному состоянию [11, с. 428]. Строгое математическое обоснование парадоксу обратимости дает теорема Лиувилля, «согласно которой фазовый объем системы, подчиняющейся уравнениям механики в форме Гамильтона, остаётся

постоянным при движении системы. Теорема установлена Ж. Лиувиллем (J. Liouville) в 1838» [12].

Хуже то, что механическая система не приходит к состоянию равновесия. В гамильтоновой системе переход к равновесию невозможен, в силу строгого выполнения принципа передачи импульса. В самом деле, при ударе тел, согласно упомянутому принципу импульс первого атома будет полностью передан другому атому, в свою очередь, второй атом получит импульс первого атома и т.д. В результате, если смешать два объема одного и того же газа, но находящихся при разных температурах, система газа состоящая первоначально из «горячих» и «холодных» молекул, согласно законам гамильтоновой механики, так и останется системой содержащей первоначальное количества «горячих» и «холодных» молекул. И никакого равновесного состояния не будет достигнуто.

Может показаться, что вышеизложенное возражение может быть снято «усреднением», т.е. система состоящая из объемов V_1 и V_2 газа при температуре T_1 и T_2 соответственно, макроскопически будет иметь среднюю температуру T_{cp} . Но, во-первых, такая ситуация напоминает «среднюю температуру по больнице», а во вторых противоречит второму закону

термодинамики. «Стоящее под знаком интеграла выражение $\frac{dQ}{\tau}$, если его понимать в указанном смысле, является дифференциалом некоторой связанной с состоянием тела величины, и притом такой величины, которая полностью определена, если известно состояние тела в рассматриваемый момент, хотя бы ничего не было известно о пути, по которому тело в рассматриваемое состояние пришло» [14, с. 156]. Выражение под знаком интеграла Клаузиус назвал «энтропией». Главное свойство энтропии в том, что она определяет состояние термодинамической системы «здесь и сейчас» независимо от предыдущих состояний системы. Если же предположить, что система молекул газа является гамильтоновой системой, то термодинамическая система составленная из объемов V_1 и V_2 газа при температуре T_1 и T_2 соответственно, и другая система составленная из объемов V_3 и V_4 газа при температуре T_3 и T_4 соответственно, даже если общий объем систем равный, т.е. $V_1 + V_2 = V_3 + V_4 = V$, и средняя температура обеих смесей одинаковая и равна T_{cp} . Но, если $V_1 \neq V_2 \neq V_3 \neq V_4$ и $T_1 \neq T_2 \neq T_3 \neq T_4$. То перейдя к анализу полученных смесей можно установить, что первая смесь получена из объема V_1 газа взятого при температуре T_1 , и объема V_2 взятого при температуре T_2 и т.д. для любого газа независимо сколько частей было взято первоначально и при какой температуре была получена результирующая смесь. Точно также, поток белого света не является термодинамической системой, а механической смесью разных цветов и поэтому легко раскладывается на составляющие цвета.

Указанные трудности привели некоторых ученых к выводу, что сведение термодинамики к механике невозможно: «Сведение термодинамики к механике оказывается невозможным, теплота представляет собой особую форму движения материи. Хотя теплота и связана с молекулярным механическим движением, но этим не исчерпывается её сущность» [15, с. 30].

Но, подобные попытки, хотя, и безуспешные, не заканчиваются до сих пор. Все дело в том, что «Теории, которые прочно базируются на принципах динамики, полезны для рассмотрения даже если они, как это имеет место на данном этапе, не приводят к количественному определению коэффициентов переноса; они позволяют глубже заглянуть в существо рассматриваемых явлений, чем это возможно при оперировании эмпирическими формулами или произвольными моделями» [2, с. 11].

По некоторым объективным причинам исследования ограничиваются теорией газов «В кинетической теории газов это уже выполнено путем применения кинетического уравнения Больцмана; благодаря работе Чепмана и Энскога мы теперь полностью располагаем выводом

функций распределения. Аналогичные теории для твердого и жидкого состояний не достигли еще той же степени завершенности, что и для газов» [2, с. 10].

«Что же касается теории приближения к термодинамическому равновесию, то она еще далека от завершения. Необратимая природа этого приближения кажется несовместимой с обратимым характером молекулярной динамики. При попытках разрешения этого парадокса перед теорией возникли трудности, которые полностью еще не преодолены» [2, с. 9].

Рассмотрим кратко дальнейшее развитие теории приближения к термодинамическому равновесию.

Первоначально необратимость термодинамических систем пытались объяснить с точки зрения флуктуационной теории. Впервые флуктуационную гипотезу выдвинул Больцман в полемике оппонентами, отрицающими молекулярно-кинетическую теорию тепла. Больцман стоял на последовательной атомистической позиции и вследствие этого отрицал безусловную необратимость процессов в природе. Он утверждал: «Поэтому в согласии с принципами феноменологии общая термодинамика формулирует второе начало, прежде всего, так, что утверждается безусловная необратимость всех процессов природы в качестве так называемой аксиомы, точно так же как общая физика, стоящая на чисто феноменологической точке зрения, утверждает как аксиому бесконечную делимость материи» [16, с. 523]. Следуя своим представлениям о невозможности необратимых процессов, Больцман делает вывод, что переход от неравновесного состояния к равновесному только более вероятен, но обратный процесс хотя и маловероятен, но все-таки возможен: «замкнутая система, состоящая из конечного числа молекул, первоначально находившаяся в упорядоченном состоянии и затем перешедшая к неупорядоченному, по прошествии невообразимо длительного при большом числе молекул времени должна снова принимать упорядоченные состояния» [16, с. 522]. Т.о., переход полной системы от неупорядоченного (равновесного) состояния к упорядоченному (неравновесному) маловероятен и может быть достигнут, но через невообразимо длительное время. Другое дело, по мнению Больцмана, отклонения от равновесия в отдельных малых областях общей термодинамической системы. Такие отклонения (флуктуации) не только возможны, а наоборот очень возможны и случаются довольно часто. «Тогда во вселенной, которая, в общем, везде находится в тепловом равновесии, т.е. мертва, то тут, то там должны существовать сравнительно небольшие области протяженности нашего звездного пространства (назовем их единичными мирами), которые в течение сравнительно короткого времени эры значительно отклоняются от теплового равновесия, причем одинаково часты такие, в которых вероятность состояния увеличивается, и такие, в которых она уменьшается» [16, с. 525]. Это и есть сущность гипотезы флуктуаций Больцмана.

Теория флуктуаций получила свое развитие в основном в работах Эйнштейна и Смолуховского [17]. Следует отметить фундаментальную работу Смолуховского «Границы применимости второго начала теории теплоты», в которой он писал: «Но так как вероятность соответствует “среднему времени”, то законы обычной термодинамики сохраняют свое значение в несколько видоизмененной ограниченной формулировке, например “теплота не может в течении продолжительного времени² сама собой переходить от более холодного тела к более нагретому»» [17, с. 203]. Т.е., в принципе, вечный двигатель второго рода построить можно, но, давать полезную нагрузку он сможет только кратковременно, и только в те моменты времени, когда направление термодинамических процессов, случайно, меняется на противоположное, и вопреки формулировке Клаузиуса второго начала термодинамики теплота передается от более холодного тела к более горячему.

² Подчеркнуто нами (прим. Авт.).

Кроме естественных возражений, что в теории флуктуаций термодинамическое равновесие в принципе недостижимо, а возможно только «в среднем по всей системе и в среднем по времени», есть еще одно, которое почему-то не сформулировано до сих пор, хотя и очевидно.

В теории вероятностей, на которой собственно и основаны динамические уравнения Больцмана, неявно предполагается закон исключения невероятных событий. Т.е., если в процессе статистических испытаний возможно появление событий $A_1, A_2, A_3 \dots A_n$, то при этом явно не говорится, но предполагается понятным, что при любом количестве испытаний появление событий B или C невозможно, т.к. они не входят в первоначальный набор возможных событий в процессе данного статистического испытания. Рассмотрим это на примере ставшего уже классическим опыта с подбрасыванием монеты. Ясно, что можно подбрасывать монету сколько угодно, но в любом случае выпадет или «орел» или «решка» и никогда не случится, что-нибудь третье.

Другими словами, теория вероятностей и статистика не приводят к новым состояниям, кроме тех, которые были заложены изначально. Так рассматривая результат столкновения атомов и молекул согласно современной теории удара, мы приходим к выводу, что если атомы и молекулы газа имеют равные массу и размеры, то в результате столкновения импульс одной частицы газа передается другой частице, но никогда значение импульса не меняется в строгом соответствии с теорией удара материальных точек. Если массы точек равны, то материальные точки при ударе только обмениваются импульсами, но никогда не может появиться импульс не равный первоначальному импульсам. Т.е., сколько бы не было частиц в объеме газа, и сколько бы ни продолжался процесс хаотических столкновений, но набор первоначальных импульсов частиц останется неизменным. А значит, такая механическая система никогда не перейдет ни к какому другому статистическому состоянию, кроме того состояния, в котором эта система пребывала в первоначальный момент. Различия будут состоять только лишь в том, что если первоначально i -ый атом имел импульс p_i , то в другой момент он будет иметь импульс p_j или p_k из первоначального набора импульсов. Как уже было сказано выше, такая ситуация противоречит смыслу понятия «энтропии».

Можно было бы не уделять столько внимания теории флуктуаций, но проблема в том, что теория флуктуаций в термодинамике и статистической физике до сих пор является ведущей теорией. В учебной литературе в эргодическую теорему доказывают методом гипотезы флуктуаций, например [18, с. 599], [19, с. 295], [20, с. 85].

Термодинамика, разработанная Клаузиусом, Максвеллом, Больцманом, Эйнштейном и Смолуховским, ставшая уже классической не удовлетворяет критериям научной строгости при доказательстве эргодической теоремы. Т.е., она вполне соответствует случаям уже достигнутого равновесия, но никак не дает ответ на вопрос, а как было достигнуто это равновесие. Поэтому эту теорию называют равновесной термодинамикой, а теория же приближения к равновесному термодинамическому состоянию называют неравновесной термодинамикой. «Наиболее разработанным методом в теории необратимых процессов является метод кинетического уравнения для функции распределения, предложенный еще Больцманом и обоснованный и развитый далее Н. Н. Боголюбовым, Кирквудом, Борном и Грином, Ван Ховом и другими. Этот метод позволяет вывести уравнения неравновесной термодинамики, явно вычислить кинетические коэффициенты и практически очень важен, но он применим лишь к газам достаточно малой плотности или с достаточно слабым взаимодействием между частицами. Поэтому возникает задача построения уравнений необратимой термодинамики на основе статистической механики для более общих систем» [21, с. 9].

«Неравновесная термодинамика — сравнительно молодая наука. Ее основы были заложены в 1931 г. Ларсом Онсагером в его широко известных работах, которые сегодня считаются классическими. Эта теория, так же как ее классический предшественник (равновесная или обратимая термодинамика), носит, прежде всего, феноменологический характер, хотя основа теории — так называемые соотношения взаимности Онсагера — в настоящее время подтверждены статистическими методами, в которых используется гипотеза микроскопической обратимости» [22, с. 22].

«Соотношения взаимности Онсагера были первым значительным результатом в термодинамике необратимых процессов³. Они показали, что предмет этой новой науки не некая плохо определённая «ничейная» земля, а заслуживает внимания ничуть не меньше, чем предмет традиционной равновесной термодинамики, не уступая последнему в плодотворности. Если равновесная термодинамика была достижением XIX в., то неравновесная термодинамика возникла и развивалась в XX в.» [23, с. 192]. Суть соотношений Онсагера в том, что если сила F_A (например, градиент температуры) воздействует на поток P_B (например, на диффузию), то взаимная сила F_B (градиент концентрации) воздействует на поток P_A (поток тепла) [23, с. 192]. «Теорема Онсагера устанавливает, что при соответствующем выборе потоков J_i и сил X_i матрица феноменологических коэффициентов должна быть симметричной, т.е. $L_{ik} = L_{ki}$ » [24, с. 24].

Но, неравновесная термодинамика, разработанная на основе соотношений взаимности Онсагера, остается феноменологической. Т.е. она объявляет о существовании неких законов природы, но не раскрывает сущность механизмов реализации этих законов. Тем не менее, на открытии законов взаимности развитие неравновесной термодинамики не остановилось. «Наконец, Мейкснер в 1941 г. и в последующие годы, а несколько позже и Пригожин построили согласованную феноменологическую теорию необратимых процессов» [24, с. 10].

Т.к., утверждается, что именно Пригожин⁴ построил согласованную теорию необратимых процессов, то естественно ознакомиться с трудами бельгийского ученого из Брюссельского университета поближе. «Результатом этих исследований явился вывод уравнений для анализа необратимых процессов на микроскопическом уровне. Необходимо, однако, подчеркнуть, что достичь этой цели удалось лишь благодаря применению теории преобразований, что позволило вывести новые неунитарные уравнения движения, в явной форме учитывающие необратимость и приближение к термодинамическому равновесию.

Введение в эту теорию элементов термодинамики приводит к иной формулировке законов динамики (классической или квантовой). Этот факт является наиболее неожиданной особенностью данной теории. Это цена, которую приходится платить за возможность формулировки теоретических методов» [25, с. 186].

Сущность предложений Пригожина состоит во введении нового «принципа отбора», который позволяет макросистеме выбирать путь, который ведет к термодинамическому равновесию. «Итак, второе начало термодинамики мы формулируем в виде двух утверждений. Во-первых, оно утверждает, что существует два нарушающих симметрию преобразования Λ и Λ' , порождающих две различные полугруппы W_t и W'_t , одна из которых приводит к возрастанию энтропии в одном направлении времени, а другая — в

³ Норвежский физик работающий в США Ларс Онсагер был награжден Нобелевской премией в 1968 г. «за открытие соотношений взаимности в необратимых процессах, названных его именем, которые имеют принципиально важное значение для термодинамики необратимых процессов» (прим. Авт.).

⁴ Пригожин в 1977 г. награжден Нобелевской премией по химии «За работы по термодинамике необратимых процессов, особенно за теорию диссипативных структур» (прим. Авт.).

противоположном направлении времени. Во-вторых, оно утверждает существование некоторого принципа отбора, распространяемого динамикой, в соответствии с которым лишь одно из двух нарушающих симметрию преобразований Λ и Λ' порождает физически реализуемые состояния и, следовательно, физически наблюдаемую эволюцию. Системы для которых существует оператор преобразования Λ и кроме того, выполняется принцип отбора, можно назвать внутренне необратимыми» [26, с. 227].

Но, существование такого принципа, согласно которому, одни физически равноправных движений реализуются, а другие нет, хотя также возможны в виду равноправности с первыми, требуют также и существование органа (решателя, логической системы, интеллекта), который будет следить, и реализовывать исполнение отбора. Т.к. макросистемы состоят только из атомов, то можно предположить, что именно атомы и принимают решения, какие движения необходимо реализовать, а какие движения запрещены, в соответствии с общим планом обязательного движения системы атомов к равновесию.

Это предположение совсем не кажется чересчур фантастическим в связи с другой цитатой того же автора: «Кажется, будто молекулы, находящиеся в разных областях раствора, могут каким-то образом общаться друг с другом. В равновесии молекула "видит" только своих непосредственных соседей и "общается" только с ними. Вдали же от равновесия каждая часть системы "видит" всю систему целиком» [27, с. 50]. Другими словами, согласно теории Пригожина молекулы газа «видят» друг друга, общаются между собой и совместно решают, как им необходимо двигаться, чтобы система достигла равновесия.

По этому поводу можно только согласиться с автором статьи «История с энтропией» Губиным В.Б.: «Что можно сказать о таком решении? **Во-первых**, оно явно принято в порыве отчаяния. Пригожин фактически заявляет, что он окончательно снимает проблему. Он делает вывод, что природа такова, что реализуется "принцип отбора", т.е. что это новый, открытый им (логически) закон природы, не допуская мысли, что что-либо осталось непонятым, - т.е. рискуя, что его решение неверно. **Во-вторых**, наличие такого "отборочного" закона природы чрезвычайно сомнительно. **В-третьих**, сам по себе принцип отбора не объясняет необратимости, как она трактуется в термодинамике: переход к равновесию - окончательный. **В-четвертых**, вводя "принцип отбора", Пригожин апеллирует к природе: вот такая она, что в ней существует этот закон, согласно которому при приготовлении реализуются только подходящие начальные состояния: *"Вопрос о том, что физически реализуемо и что не реализуемо, эмпирический"*.

Основание шаткое. Доказательство чисто отрицательное: если мы не сумели согласовать различные положения, ну так давайте введем новое, дополнительное положение, объявляющее прежние не согласующиеся положения согласующимися» [1, с. 99].

Но, еще более важным является вывод Пригожина, о невозможности сведения термодинамики и механики: «Следовательно, динамика и термодинамика ограничивают область применения друг друга» [25, с. 206].

Итак, круг замкнулся, И если в 1865 г. в работе The second law of termodinamics Ранкин⁵ ставил задачу: «The object of the present paper is to give an elementary proof of the proposition, that the second law of thermodynamics folloivs from the supposition that sensible hint

⁵ Ранкин Уильям Джон Макуорн — Ренкин (Rankine), Уильям Джон Макуорн (5.7.1820, Эдинбург, – 24.12.1872, Глазго), шотландский инженер и физик.

consists in any land of steady molecular motion villi in limited spaces»⁶ [28, p. 428]. То в 1977 г. Пригожин пишет «Следовательно, динамика и термодинамика ограничивают область применения друг друга» [25, с. 206]. Т.е., через сто лет, ученые подошли к тому, что законы термодинамики и механики взаимоисключающие и объяснение законов термодинамики исходя из законов механики невозможно.

Решение проблемы необратимости

Несмотря на то, что в настоящее время в науке принято считать, что второй необратимость, вытекающая из второго закона термодинамики несовместима с законами механики – это совсем не так. Но прежде чем высказывать предложения по решению проблемы механической необратимости сформулируем требования к кинетической теории тепла. Чтобы новая теория удовлетворяла, казалось бы, противоречивых требований механики и термодинамики, её аксиомы должны удовлетворять следующим требованиям.

1. Механическая система должна быть замкнутой и сохранять полную механическую энергию. Т.е. должны отсутствовать превращения механической энергии в другие виды энергии, а также передача механической энергии извне системы и наружу.
2. Уравнения движения должны быть необратимы по времени. Для этого необходимо, чтобы механическая система была не гамильтоновой. Это требование вытекает из теоремы Лиувилля, что любая гамильтонова система принципиально обратима.
3. Из уравнений движения должно следовать, что для механической системы существует состояние устойчивого равновесия. И система должна самопроизвольно стремиться к достижению устойчивого равновесия. Это ситуация также противоречит теореме Лиувилля для гамильтоновых механических систем.

Два пункта из трех требуют, чтобы механическая система была не гамильтоновой. В современной теоретической механике это кажется невозможным, по крайней мере, ни в одном из источников учебной или научной литературы такие системы не описаны. Более того, в литературе встречаются утверждения, что лагранжева механика является обобщением ньютоновской механики, а гамильтонова механика включает в себя лагранжеву механику как частный случай [29].

Легко показать, что это не более чем инерция мышления.

На самом деле, все как раз наоборот.

В статье «Оценка проявления исторического менталитета в современной механике и физике» [30] авторы показали, что ни лагранжева, ни гамильтонова механики не являются обобщением ньютоновской механики, т.к. не содержат в себе никаких новых законов природы, которых бы не было бы в рамках ньютоновской механики. А являются только переформулированием законов ньютоновской механики на более формально-математическом языке. Здесь мы хотим углубить заявленные тезисы и показать, что именно ньютоновская

⁶ «Целью настоящей работы является дать элементарное доказательство предложения, что второй закон термодинамики следует из предположения, что ошутимое тепло состоит из устойчивого молекулярного движения в ограниченном пространстве» (пер. Авт.).

механика является наиболее общим случаем механики, а лагранжева и гаимльтоновы механики являются частными случаями ньютоновской механики.

Во-первых, необходимо понять, что означает понятия «обобщение» и «частный случай». Термин «обобщение» означает, что на основе некоторой области знаний выводятся более общие законы, которые имеют более широкое применение, выходящие за пределы первоначальной области. Термин «частный случай» означает, что этот случай является ограничением общего и применяется в случае, если выполняются определенные условия ограничения общей системы (законы, постулаты, теоремы и т.д.).

Теперь приведем определения лагранжевой механики и сравним области определения лагранжевой и ньютоновской механики.

«Лагранжева механическая система задается конфигурационным пространством и функцией Лагранжа, заданной в нем» [29]. В случае описания механической системы «Конфигурационное пространство в этом случае евклидово, а функция Лагранжа L равна разности кинетической и потенциальной энергий $U = E_{кин} - U$ » [29]. И на основании этого делается вывод, что ньютоновская механика – это частный случай лагранжевой механики. Но, обратим внимание, что поведение механической лагранжевой системы, полностью определяется функцией Лагранжа, зависящей только от кинетической и потенциальной энергий.

Может показаться, что лагранжева механическая система является консервативной механической системой. Но это не так. Консервативная механическая система является замкнутой, и основное её свойство в том, что механическая энергия такой системы остается постоянной во все время движения. Такое возможно только в случае независимости функции Лагранжа от времени. Лагранжева механика допускает более широкое толкование и в общем случае функция Лагранжа может зависеть от времени и не сохранять свое значение, т.е. быть переменной в процессе движения системы.

Но, посмотрим еще раз на уравнение Лагранжа. Если кинетическая энергия не вызывает никаких вопросов, она всегда определяется однозначно массой и скоростью точки или тела. То потенциальная энергия, другое дело, само определение энергии «потенциальная», говорит о том, что силы, порождающие этот вид энергии потенциальные, т.е. зависят только от координат. Но, кроме потенциальных сил в механике известны и непотенциальные силы (силы трения и др.).

А уравнения Лагранжа выводятся как известно из условия, что все силы в рассматриваемой системе потенциальные⁷. Приведем определение: «В механике приняты следующие наименования: $L(q, \dot{q}, t)$ – функция лагранжа, лагранжиан, q_i обобщенные координаты, \dot{q}_i – обобщенные скорости, $\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = p_i$ – обобщенные импульсы, $\frac{\partial L}{\partial q}$ – обобщенные силы» [32, с. 57].

⁷ Некоторые авторы, в частности Гантмахер [31], рассматривают лагранжеву механику в более общем виде, приводя уравнения в которые входят дополнительные члены, например, учитывающие диссипацию энергии или непотенциальные силы. Но, во-первых, такая расширенная лагранжева механика не укладывается в принятое определение лагранжевой, т.к. её уравнения не являются классическими уравнениями Лагранжа [31, с. 57], и к тому же, зачастую, требуют еще и дополнительных уравнений, например уравнения Аппеля для неголономных систем [31, с. 67]. И, во-вторых, даже в таком расширенном виде, не решаются некоторые вопросы ньютоновской механики, например, теория удара, или механика разрушений (прим. Авт.).

Из приведенного определения ясно, что обобщенные силы в лагранжевой механике только потенциальные (зависят только от координат), а лагранжиан может зависеть только от координат, скоростей и времени.

Если же в механической системе присутствуют непотенциальные силы или взаимодействия в механической системе зависят от других переменных, кроме координат, скоростей и времени, то для такой механической системы лагранжиан не определен, а, значит, такая система не будет подчиняться уравнениям Лагранжа.

Но, механические потенциальные системы в ньютоновской механике – это только частный случай общих механических систем. Т.к. в ньютоновской механике рассматриваются и более общие случаи, включающие в себя и непотенциальные механические системы с трением, излучением и т.д., выходит, что на самом деле, это лагранжева механика является частным случаем ньютоновской механики.

Продолжим дальше. Обратим внимание на гамильтонову механику. «Гамильтонова механическая система задается фазовым пространством, интегральным инвариантом Пуанкаре и функцией Гамильтона» [29]. «Лагранжева механика включается в гамильтонову как частный случай (фазовое пространство в этом случае есть касательное расслоение конфигурационного, а функция Гамильтона – преобразование Лежандра функции Лагранжа)» [32, с. 142]. Во-первых, если для механической системы лагранжиан не определен, то нет смысла говорить о преобразованиях Лежандра.

Т.е., область определения гамильтоновых механических систем не больше чем область определения лагранжевой механики, как частного случая ньютоновской механики. И во-вторых, т.к. «функция H является первым интегралом гамильтонового фазового потока с функцией Гамильтона H » [32, с. 181]. А в свою очередь для механических систем «функция Гамильтона H есть полная энергия $H = T + U$ » [32, с. 63], из всего этого следует вывод, что гамильтоновые механические системы – это лагранжевы механические системы при условии, что полная энергия системы постоянна.

Такие системы называются консервативными, они отличаются от неконсервативных тем, что в них лагранжиан не зависит от времени. Т.е., гамильтонова механика является частным случаем лагранжевой. Все сказанное можно выразить графически (см. рис. 1).

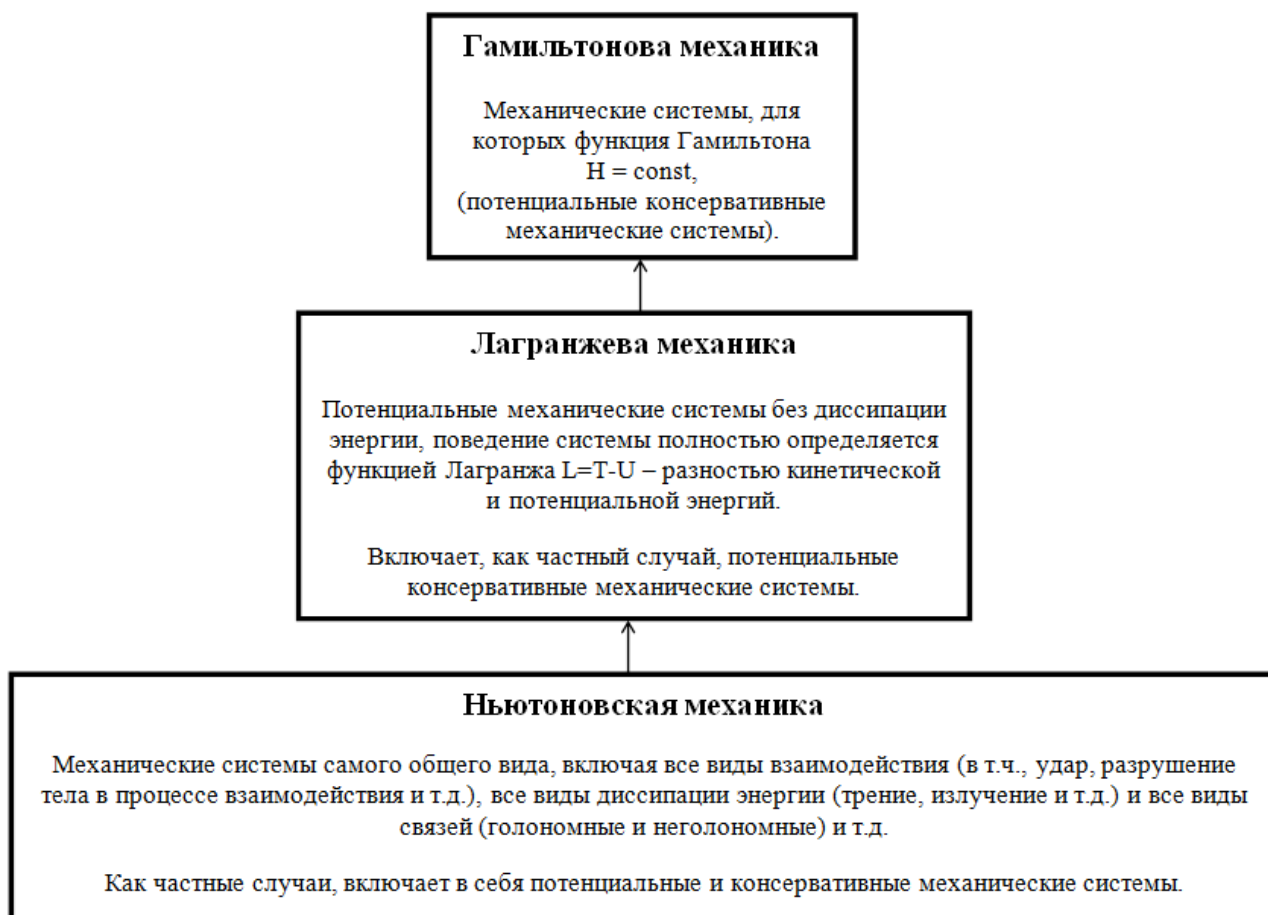


Рис. 1. Диаграмма областей определения ньютоновской, лагранжевой и гамильтоновой механик (рис. авторов)

Т.о., любая механическая система все силы, которой не потенциальные, будет не гамильтоновой. Более того, из вышеизложенного следует, что не гамильтоновых механических систем намного больше, чем гамильтоновых.

Причем, т.к. теоремы Лиувилля и Пуанкаре доказаны только для гамильтоновых систем, нет ничего удивительного, если не гамильтоновы системы не подчиняются указанным теоремам, и для них возможны положения устойчивого равновесия и асимптотическое приближение к устойчивому равновесию без возврата, т.е. окончательное.

Поэтому, задача объяснения теплоты законами механики совсем не безнадежная. Необходимо из великого множества не гамильтоновых механических систем подобрать подходящую.

Следующий вопрос, который необходимо рассмотреть, это закон сохранения механической энергии. В современной учебной и научной литературе принято указывать, что закон сохранения механической энергии выполняется только для консервативных механических систем [33, с. 321]. Но легко показать, что, на самом деле, закон сохранения механической энергии выполняется для любых замкнутых механических систем при условии отсутствия превращения механической энергии в другие виды (диссипации).

Закон сохранения механической энергии выводится как следствие теоремы об изменении кинетической энергии для механической системы любого вида.

$$T_1 - T_0 = \sum A + \sum A_k^i \quad (1)$$

Это уравнение выражает теорему об изменении кинетической энергии в интегральной форме: изменение кинетической энергии системы при некотором ее перемещении равно сумме работ на этом перемещении всех приложенных к системе внешних и внутренних сил» [33, с. 308]. Здесь $\sum A$ и $\sum A_k^i$ – суммы работ внешних и внутренних сил над точками системы.

Далее, предполагается, что все внешние и внутренние силы потенциальные, и, подставляя вместо работы сил – потенциальную энергию, равную работе потенциальных сил получают уравнение (1) в виде:

$$T_1 - T_0 = \Pi_0 - \Pi_1 \text{ или } T_1 + \Pi_1 = T_0 + \Pi_0 \quad (2)$$

«Следовательно, при движении под действием потенциальных сил сумма кинетической и потенциальной энергий системы в каждом ее положении остается величиной постоянной. В этом и состоит закон сохранения механической энергии, являющийся частным случаем общего физического закона сохранения энергии. Величина $T + \Pi$ называется полной механической энергией системы, а сама механическая система, для которой выполняется закон сохранения механической энергии - консервативной системой» [33, с. 321].

Как видно из изложенного, в данном случае, накладывается ограничение, что механической работой называется только работа потенциальных сил. А работа не потенциальных сил, например, работа сил упругости, сил трения, сил пластического деформирования и т.д., исключаются из определения «механическая работа». На самом же деле, все перечисленные виды сил также являются механическими и, соответственно, работа, произведенная этими силами над точками системы, также является механической работой. Но, работа не может быть произведена без изменения энергии. Значит, если произведена механическая работа, значит, следует считать, что была затрачена механическая энергия⁸. А значит, общий закон сохранения механической энергии должен формулироваться в виде уравнения (1), а не (2). Уравнение (2) отражает частный случай общего закона сохранения механической энергии (1) при условии, что все силы потенциальные, и соответственно, работа, произведенная над точкой системы равна потенциальной энергии.

Представим себе систему материальных точек, которые взаимодействуют между собой только путем ударов. Если такая система не находится во внешнем потенциальном поле и каждая из материальных точек не создает потенциальное поле взаимодействия, то подобная система не будет потенциальной, а значит и консервативной. В этом случае подобная система не будет гамильтоновой. Тем не менее, в ней будет действовать закон сохранения механической энергии, но не в виде суммы кинетической и потенциальной энергии, а в общем виде: суммы кинетической энергии и энергии упругой деформации точек.

Т.о. система материальных точек взаимодействующих между собой ударами, при отсутствии потенциальных полей, отвечает первому и второму требованиям предъявленными выше для самосогласованной механической теории тепла.

Но, несмотря на то, что для не потенциальной системы материальных точек выполняются два условия, третье условие, однако не может быть выполнено. На это указывал Цермело в полемике с Больцманом по механическому обоснованию второго начала термодинамики. Цермело доказал теорему Пуанкаре о возвращении не только для системы материальных точек в потенциальном поле, но в более общем виде, для всех случаев механического взаимодействия материальных точек [11, с. 440].

⁸ Данная формулировка действительна при условии, что нет превращения различных видов энергии, например, электрической в механическую и наоборот (прим. Авт.).

Но, если перейти от материальных точек к реальным телам, то ситуация исправляется коренным образом. Все дело в том, что при ударе материальных точек неявно предполагается, что механическое возмущение при ударе распространяется на точку мгновенно. Потому, что если точка не имеет размеров, то не стоит говорить, что механическое возмущение (упругое сжатие) распространяется в точке постепенно. Но в реальных телах это совсем не так. Механическое возмущение распространяется в теле не мгновенно, а с конечной скоростью, равной скорости звука в материале тела. А время непосредственного контакта тел при ударе, также не бесконечно мало, хотя и достаточно малое, но все-таки конечное. Соответственно, в процессе соударения реальных тел (не точек), механическое сжатие достигает не всех точек тела, а только некоторой конечной области (см. рис. 2).

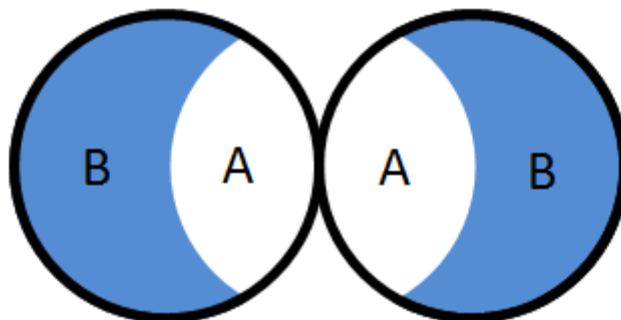


Рис. 2. Распространение механических напряжений в реальных телах при ударе (А – область механических возмущений, В – невозмущенная область, до которой механические возмущения еще не дошли)

Как показано в [13] механическая система реальных упругих тел обладает асимптотически устойчивым положением равновесия, и система самопроизвольно и необратимо движется к этому равновесию. Т.е. механическая система, состоящая из реальных тел (не точечных) взаимодействующих между собой только за счет упругих ударов, без присутствия потенциальных полей полностью удовлетворяет всем требованиям механической теории теплоты и полностью соответствует законам термодинамической необратимости.

Обсуждение результатов

В заключение мы можем сказать, какие ошибки не позволили до сих пор разработать механическое обоснование второго закона термодинамики.

Первая ошибка состоит в том, что ньютоновская механика считается частным случаем лагранжевой. А гамильтонова механика является дальнейшим обобщением механики, т.е. лагранжева механика является частным случаем гамильтоновой. Отсюда следует, что если какая-либо теорема доказана для гамильтоновой механики, то она однозначно истинна для лагранжевой и ньютоновской механики. Т.к. теорема, доказанная для общего случая действительна в каждом частном случае, но наоборот бывает не всегда.

На самом деле все в точности наоборот. Самой общей механикой является ньютоновская, она включает как частные случаи лагранжеву и гамильтонову механики. А значит и теоремы, доказанные в рамках гамильтоновой механики, не обязательно (хотя и возможно) будут исполняться в рамках ньютоновской механики. В частности это распространяется на теоремы Лиувилля и теорему Пуанкаре, они доказаны в рамках гамильтоновой механики, но в рамках ньютоновской механики они реализуются только в частных случаях потенциальных консервативных систем. Но не в общем случае для не потенциальных механических систем.

Вторая ошибка является следствием первой. Закон сохранения механической энергии сформулирован только для потенциальных систем, т.о., чтобы он удовлетворял области определения гамильтоновой механики, т.е. как сумма потенциальной и кинетической энергий, которая сохраняет свое значение на все время движения. На самом деле закон сохранения механической энергии должен быть сформулирован для всех видов механической энергии, в частности должен включать и энергию упругого сжатия, а не только потенциальную.

Для обоснования необратимости процессов в механических системах необходимо учитывать конечное время удара dt и конечную скорость распространения механических возмущений в реальных телах.

Выводы

1. Гамильтонова и лагранжева механики являются частными случаями ньютоновской механики, т.к. ньютонова механика включает как частные случаи потенциальные механические системы (лагранжева механика) и как частный случай потенциальные консервативные системы (гамильтонова механика).
2. Закон сохранения механической энергии должен быть сформулирован не просто как сохраняющаяся сумма кинетической и потенциальной энергии, а в более общем виде, как теорема об изменении кинетической энергии. В общем виде закон сохранения механической энергии гласит: изменение кинетической энергии может осуществляться только за счет работы всех механических (а не только потенциальных) сил.
3. Механическая система реальных (не точечных) упругих тел взаимодействующих между собой соударениями, при отсутствии потенциальных сил, является не потенциальной, не консервативной, т.е. не гамильтоновой.
4. Т.к. система реальных упругих тел не является гамильтоновой, то для неё не действительны теоремы Лиувилля и Пуанкаре, о невозможности положений равновесия и самопроизвольном приближении системы к равновесию.
5. Т.к. в предыдущей статье [13] показано, что не потенциальная система реальных упругих тел имеет положение равновесия, а система самопроизвольно и необратимо стремится к положению равновесия, тем самым именно такая механическая система и может быть основой для механической теории теплоты.
6. Как показали исследования ученых, в частности И. Пригожина, для механического обоснования второго закона термодинамики другие механические системы, и, в первую очередь, гамильтоновы, не подходят.

ЛИТЕРАТУРА

1. Губин В.Б. История с энтропией // Журнал «Философские науки», 1997, вып. 3-4. С. 98-120. [Электронный ресурс] <http://people.sci.pfu.edu.ru/vgubin/2.HTM>.
2. Айзеншиц Р. Статистическая теория необратимых процессов. - М.: Изд. Иностран. лит., 1963. - 127 с.
3. Аристотель. Сочинения. В 4-х т. Т.3. - М.: Мысль, 1981. - 613 с.
4. Ломоносов М.В. Избранные произведения в 2-х томах Т.1 Естественные науки и философия. - М.: Наука, 1986. 536 с.
5. Савуков В.В. Уточнение аксиоматических принципов статистической физики. - СПб.: Балт. гос. техн. унив. "Военмех", 2006. 178 с.
6. Майер Дж., Гепперт-Майер М. Статистическая механика. - М.: Мир. 1980. 544 с.
7. Кудрявцев П.С. Курс истории физики. - М.: Просвещение, 1982. 448 с.
8. Карно С. Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу. - М.: Государственное издательство, 1923, 76 с.
9. Пригожин И. Неравновесная статистическая механика. - М.: Мир. 1964. 314 с.
10. Зоммерфельд А. Термодинамика и статистическая физика. - М.: Из-во Иностранной лит-ры, 1955. 481 с.
11. Больцман Л. Избранные труды. - М.: Наука, 1984. 590 с.
12. Зубарев Д.Н. Лиувилля теорема // Физическая энциклопедия. В 5-ти томах. - М.: Советская энциклопедия. Главный редактор А.М. Прохоров. 1988.
13. Кочетков А.В., Федотов П.В. Проблемы гармонизации радикальных противоречий в аксиоматике естественных наук. - М.: Машиностроение, 2015. 320 с.
14. Клаузиус Р. Механическая теория тепла / В кн. Второе начало термодинамики, под. ред. Тимирязева А.К. - М.: Техничко-теоретическое изд-во, 1934. 312 с.
15. Базаров И.П. Заблуждения и ошибки в термодинамике. - М.: Едиториал УРСС, 2003. 120 с.
16. Больцман Л. Лекции по теории газов. - М.: Изд-во технико-теоретической лит-ры, 1953. 555 с.
17. Эйнштейн А., Смолуховский М. Брауновское движение. Сб. статей. - М.: ОНТИ, 1936. 608 с.
18. Задачи по термодинамике и статистической физике. / Под. ред. Ландсберга П. - М.: Мир, 1974. 640 с.
19. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.2. Термодинамика и молекулярная физика. - М.: Наука, 1990. 592 с.
20. Иродов И.Е. Физика макросистем. Основные законы. - М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. 200 с.
21. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. - М.: Наука. 1971. 416 с.
22. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. - М.: Мир, 1974. 304 с.

23. Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса: Новый диалог человека с природой: Пер. с англ. / Общ. ред. В.И. Аршинова, Ю.Л. Климонтовича и Ю.В. Сачкова. - М.: Прогресс, 1986. 432 с.
24. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. - М.: Мир, 1964. 456 с.
25. Пригожин И. Время, структура и флуктуации // УФН, вып. 2, июнь 1980. С. 185 – 207.
26. Пригожин И. От существующего к возникающему: Время и сложность в физических науках. - М.: Наука, 1985. 328 с.
27. И. Пригожин Философия неустойчивости // Вопросы философии. 1991, №6. С. 46-52.
28. Rankine W. Miscellaneous scientific papers. London. 1912. 567 p.
29. Афонин А.М. Физические основы механики // Система открытого образования "Физика в техническом университете" [Электронный ресурс]. URL: http://fn.bmstu.ru/data-physics/library/physbook/tom1/ch1/texthtml/ch1_5.htm.
30. Кочетков А.В. Федотов П.В. Оценка проявления исторического менталитета в современной механике и физике / А.В. Кочетков, П.В. Федотов // Пространство и Время. 2013. №2(12). С. 62-71.
31. Гантмахер Ф.Р. Лекции по аналитической механике. - М.: Наука, 1966. 300 с.
32. Арнольд В.И. Математические методы классической механики. - М.: Наука, 1989. 472 с.
33. Тарг С.М. Краткий курс теоретической механики. - М.: Высш. шк., 1986. 416 с.

Рецензент: Кокодеева Наталия Евсегнеевна, доктор технических наук, профессор, ФГОУ ВПО «Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.».

Kochetkov Andrey Viktorovich
Perm national research polytechnical university
Russia, Perm
E-mail: soni.81@mail.ru

Fedotov Petr Viktorovich
JSC Research Center of Technical Regulation
Russia, Saratov
E-mail: klk50@mail.ru

Problem of entropy and method of its decision

Abstract. In article historical analysis of most complex problem of mechanics - creation of mechanical theory of warmth and mechanical justification of the second law of thermodynamics is carried out.

The term "entropy" was originally entered into thermodynamics in 1865 for definition of a measure of irreversible dispersion of energy, a measure of a deviation of real process from ideal. But physical and philosophical questions connected with entropy arose in an extreme antiquity.

The time period is considered from the moment of statement of a problem of irreversibility of mechanical processes and, up to now, I. Prigozhin's theory of irreversible thermodynamics. The answer to a question is given: why all theories of irreversibility existing still in mechanics can be considered unsatisfactory.

The analysis of shortcomings of the previous mechanical theories of warmth and impossibility of mechanical justification of second law of thermodynamics on basis of Hamilton mechanics is carried out. On basis of comparative analysis of various formulations of mechanical laws conclusion follows that contrary to resisted opinion existing now, Hamilton and Lagrangian mechanics are special cases of Newtonian mechanics.

Also the mechanical system possessing properties of irreversibility of processes happening in it is offered.

For justification of irreversibility of processes in mechanical systems it is offered to consider final time of blow and final speed of distribution of mechanical indignations in real bodies.

Keywords: entropy; problem; decision method; mechanical laws; irreversibility; mechanical system; terminodinamika; theory of warmth; processes.

REFERENCES

1. Gubin V.B. Istoriya s entropiyey // Zhurnal «Filosofskie nauki», 1997, vyp. 3-4. S. 98-120. [Elektronnyy resurs] <http://people.sci.pfu.edu.ru/vgubin/2.HTM>.
2. Ayzenshits R. Statisticheskaya teoriya neobratimyykh protsessov. - M.: Izd. Inostr. lit., 1963. - 127 s.
3. Aristotel'. Sochineniya. V 4-kh t. T.3. - M.: Mysl', 1981. - 613 s.
4. Lomonosov M.V. Izbrannyye proizvedeniya v 2-kh tomakh T.1 Estestvennyye nauki i filosofiya. - M: Nauka, 1986. 536 s.
5. Savukov V.V. Utochneniye aksiomaticheskikh printsipov statisticheskoy fiziki. - SPb.: Balt. gos. tekhn. univ. "Voenmekh", 2006. 178 s.
6. Mayer Dzh., Geppert-Mayer M. Statisticheskaya mekhanika. - M.: Mir. 1980. 544 s.
7. Kudryavtsev P.S. Kurs istorii fiziki. - M.: Prosveshchenie, 1982. 448 s.
8. Karno S. Razmyshleniya o dvizhushchey sile ognya i o mashinakh, sposobnykh razvivat' etu silu. - M.: Gosudarstvennoye izdatel'stvo, 1923, 76 s.
9. Prigozhin I. Neravnovesnaya statisticheskaya mekhanika. - M.: Mir. 1964. 314 s.
10. Zommerfel'd A. Termodinamika i statisticheskaya fizika. - M.: Iz-vo Inostrannoy lit-ry, 1955. 481 s.
11. Bol'tsman L. Izbrannyye trudy. - M.: Nauka, 1984. 590 s.
12. Zubarev D.N. Liuvillya teorema // Fizicheskaya entsiklopediya. V 5-ti tomakh. - M.: Sovetskaya entsiklopediya. Glavnyy redaktor A.M. Prokhorov. 1988.
13. Kochetkov A.V., Fedotov P.V. Problemy garmonizatsii radikal'nykh protivorechiy v aksiomatike estestvennykh nauk. - M.: Mashinostroenie, 2015. 320 s.
14. Klauzius R. Mekhanicheskaya teoriya tepla / V kn. Vtoroe nachalo termodinamiki, pod. red. Timiryazeva A.K. - M.: Tekhniko-teoreticheskoe izd-vo, 1934. 312 s.
15. Bazarov I.P. Zabluzhdeniya i oshibki v termodinamike. - M.: Editorial URSS, 2003. 120 s.
16. Bol'tsman L. Lektsii po teorii gazov. - M.: Izd-vo tekhniko-teoreticheskoy lit-ry, 1953. 555 s.
17. Eynshteyn A., Smolukhovskiy M. Braunovskoe dvizhenie. Sb. statey. - M.: ONTI, 1936. 608 s.
18. Zadachi po termodinamike i statisticheskoy fizike. / Pod. red. Landsberga P. - M.: Mir, 1974. 640 s.
19. Sivukhin D.V. Obshiy kurs fiziki. T.2. Termodinamika i molekulyarnaya fizika. - M.: Nauka, 1990. 592 s.
20. Irodov I.E. Fizika makrosistem. Osnovnyye zakony. - M.: Laboratoriya bazovykh znaniy, 2001. 200 s.
21. Zubarev D.N. Neravnovesnaya statisticheskaya termodinamika. - M.: Nauka. 1971. 416 s.
22. D'yarmati I. Neravnovesnaya termodinamika. - M.: Mir, 1974. 304 s.

23. Prigozhin I., Stengers I. Poryadok iz khaosa: Novyy dialog cheloveka s pri-rodoy: Per. s angl. / Obshch. red. V.I. Arshinova, Yu.L. Klimontovicha i Yu.V. Sachkova. - M.: Progress, 1986. 432 s.
24. De Groot S., Mazur P. Neravnovesnaya termodinamika. - M.: Mir, 1964. 456 s.
25. Prigozhin I. Vremya, struktura i fluktuatsii // UFN, vyp. 2, iyun' 1980. S. 185 – 207.
26. Prigozhin I. Ot sushchestvuyushchego k vznikayushchemu: Vremya i slozhnost' v fizicheskikh naukakh. - M.: Nauka, 1985. 328 s.
27. I. Prigozhin Filosofiya nestabil'nosti // Voprosy filosofii. 1991, №6. S. 46-52.
28. Rankine W. Miscellaneous scientific papers. London. 1912. 567 p.
29. Afonin A.M. Fizicheskie osnovy mekhaniki // Sistema otkrytogo obrazovaniya "Fizika v tekhnicheskoy universitete" [Elektronnyy resurs]. URL: http://fn.bmstu.ru/data-physics/library/physbook/tom1/ch1/texthtml/ch1_5.htm.
30. Kochetkov A.V. Fedotov P.V. Otsenka proyavleniya istoricheskogo mentaliteta v sovremennoy mekhanike i fizike / A.V. Kochetkov, P.V. Fedotov // Prostranstvo i Vremya. 2013. №2(12). S. 62-71.
31. Gantmakher F.R. Lektsii po analiticheskoy mekhanike. - M.: Nauka, 1966. 300 s.
32. Arnol'd V.I. Matematicheskie metody klassicheskoy mekhaniki. - M.: Nauka, 1989. 472 s.
33. Targ S.M. Kratkiy kurs teoreticheskoy mekhaniki. - M.: Vyssh. shk., 1986. 416 s.