621
М24

КЛАССИКИ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

Книга Седьмая

Сади Карно

РАЗМЫШЛЕНИЯ О ДВИЖУЩЕЙ СИЛЕ ОГНЯ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

RÉFLEXIONS

SUR LA

PUISSANCE MOTRICE

DU FEU

ET

SUR LES MACHINES

PROPRES A DÉVELOPPER CETTE PUISSANCE.

PAR S. CARNOT,

ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE.

A PARIS,

CHEZ BACHELIER, LIBRAIRE,

QUAI DES AUGUSTINS, N°. 55.

1824.

30 Окт. 1923

Дар
СУВОРОВА С.Г.
Заместителя
главного редактора журнала
«Успехи физики»

КЛАССИКИ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

Под общей редакцией А. Д. Архангельского, Н. К. Кольцова, В. А. Костицына, П. П. Лазарева и Л. А. Тарасевича

КНИГА VII

6'1
К 24

САДИ КАРНО

1796-1832.

РАЗМЫШЛЕНИЯ О ДВИЖУЩЕЙ СИЛЕ ОГНЯ И О МАШИНАХ, СПОСОБНЫХ РАЗВИВАТЬ ЭТУ СИЛУ

Перевод С. Э. ФРИША

Под редакцией и с примечаниями
В. Р. БУРСИАНА и Ю. А. КРУТКОВА

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
Москва 1923 Петроград

РАЗМЫШЛЕНИЯ О ДВИЖУЩЕЙ СИЛЕ ОГНЯ И О МАШИНАХ, СПОСОБНЫХ РАЗВИВАТЬ ЭТУ СИЛУ.

Никто не сомневается, что теплота может быть причиной движения, что она даже обладает большой двигательной силой: паровые машины, ныне столь распространенные, являются этому очевидным доказательством.

Теплоте должны быть приписаны те колоссальные движения, которые поражают наш взгляд на земной поверхности; она вызывает движения атмосферы, поднятие облаков, падение дождя и других осадков, заставляет течь потоки воды на поверхности земного шара, незначительную часть которых человек сумел применить в свою пользу; наконец землетрясения, вулканические извержения также имеют причиной теплоту.

Из этих огромных резервуаров мы можем создавать движущую силу, нужную для наших потребностей; природа, повсюду предоставляя горючий материал, дала нам возможность всегда и везде получать теплоту и сопровождающую ее движущую силу. Развивать эту силу и приспособлять ее для наших нужд—такова цель тепловых машин.

Изучение этих машин чрезвычайно интересно, так как их значение весьма велико и их распространение растет с каждым днем. Повидимому им суждено сделать большой переворот в цивилизованном мире. Тепловая машина уже обслуживает наши шахты, двигает наши корабли, углубляет гавани и реки, кует железо, обрабатывает дерево, мелет зерно, ткет и прядет наши ткани, переносит самые тяжелые грузы и т. д. Современем, должно быть, она станет универсальным двигателем, который получит преимущество над силой животных, падающей воды [1] и потоков воздуха. Перед первыми

двигателями она имеет то преимущество, что экономнее их, перед двумя остальными — неоцененное преимущество, что может работать всегда и везде и никогда не прерывать своей работы.

Если когда-нибудь улучшения тепловой машины пойдут настолько далеко, что сделают дешевой ее установку и использование, то она соединит в себе все желательные качества и будет играть в промышленности такую роль, всю величину которой трудно предвидеть.

Ибо она не только заменит имеющиеся теперь в употреблении двигатели удобным и мощным двигателем, который можно повсюду перенести и поставить, но и даст тем производствам, к которым будет применена, быстрое развитие и может даже создать новые производства.

Наибольшая услуга, оказанная тепловой машиной Англии, есть несомненно возрождение деятельности угольных копей, грозивших совсем заглохнуть, вследствие все возрастающей трудности откачивать воду и подымать уголь [1]). Во вторую очередь надо поставить услугу, оказанную производству железа, как благодаря широкой замене дров углем как раз в тот момент, когда естественные запасы древесного топлива приходили к концу, так и благодаря машинам всякого рода, применение которых позволила или облегчила тепловая машина.

Железом и огнем, как известно, питаются и поддерживаются механические производства. В Англии, может быть, не существует ни одного промышленного заведения, существование которого не было основано на употреблении этих двух агентов и их широком использовании. Отнять у Англии в настоящее время ее паровые машины, это означало бы разом отнять у нее и железо и уголь, отнять у нее все источники богатства, уничтожить все средства к процветанию, это означало бы уничтожить эту великую мощь. Уничтожение флота, который

---

[1]) Можно утверждать, что в Англии, со времени изобретения тепловых машин, добыча угля удесятерилась. Приблизительно то же имеет место относительно добычи меди, олова и железа. Действие, которое тепловая машина произвела полвека тому назад на копи Англии, ныне повторяется на серебряных и золотых рудниках Нового Света, — рудниках, которые сокращались изо дня в день, главным образом, благодаря неудовлетворительному действию машин, откачивавших воду и поднимавших руду.

она считает своей главной опорой, было бы для нее менее гибельным.

Надежное плавание паровых кораблей можно рассматривать, как совершенно новое искусство, обязанное тепловой машине Тепловая машина позволила установить правильное и быстрое сообщение через морские проливы и по большим рекам Старого и Нового Света. Она позволила пройти через дикие страны, куда еще недавно можно было едва проникнуть, позволила принести плоды цивилизации в такие точки земного шара, где их иначе пришлось бы ждать еще долгие годы. Плавание с помощью тепловых машин сближает в некотором роде наиболее отдаленные нации. Паровая машина связывает народы земли, как если бы они все жили в одном и том же месте. В самом деле уменьшить продолжительность, утомительность, ненадежность и опасности путешествий, разве это не значит уменьшить расстояние?[1]) [2].

Тепловая машина, как и большинство человеческих изобретений, родилась из почти бесформенных попыток, приписываемых различным людям; истинный же автор остается неизвестен. Но не в этих попытках заключается существенная часть открытия, а в последовательных усовершенствованиях, приведших тепловую машину в ее современный вид. Приблизительно такое же расстояние отделяет первый прибор, развивавший силу расширения пара, от современной машины, какое отделяет первый плот, построенный людьми, от многопалубного корабля.

Если честь открытия должна принадлежать той нации, в которой оно получило рост и развитие, то здесь в этой чести нельзя отказать Англии: Савери, Ньюкомен, Смитсон, знаменитый Уатт, Вульф (Woolf), Треветик (Trevetick) и некоторые другие английские инженеры являются истинными создателями тепловой машины; в их руках она прошла через все последовательные ступени усовершенствований. Естественно, что изобретение появляется и особенно развивается там, где в нем имеется наибольшая потребность.

---

[1]) Мы говорим, уменьшить опасности путешествий: в самом деле, если употребление тепловых машин на корабле и представляет некоторые опасности, впрочем весьма преувеличиваемые, то они с избытком искупаются возможностью всегда держаться на посещаемом и хорошо известном пути и противостоять усилиям ветра, когда он несет корабль на берег, мель или рифы.

Несмотря на работы всякого рода, предпринятые относительно паровых машин, несмотря на удовлетворительное состояние, в которое они теперь приведены, их теория весьма мало подвинута и попытки их улучшить почти всегда руководились случаем.

Часто поднимали вопрос: ограничена или бесконечна движущая сила тепла [1]) [3], существует ли определенная граница для возможных улучшений, граница, которую природа вещей мешает перешагнуть каким бы то ни было способом,—или, напротив, возможны безграничные улучшения? Также долгое время искали и ищут теперь, не существует ли агентов, предпочтительных водяному пару, для развития движущей силы огня; не представляет ли, например, атмосферный воздух в этом отношении бо́льших преимуществ. Мы ставим себе задачу подвергнуть здесь эти вопросы внимательному рассмотрению.

Явление получения движения из тепла не было рассмотрено с достаточно общей точки зрения. Его исследовали только в машинах, природа и образ действия которых не позволяли ему принять того полного развития, на которое оно способно. У подобных машин это явление сказывается в искаженном и неполном виде; поэтому трудно узнать его основы и изучить его законы.

Чтобы рассмотреть принцип получения движения из тепла во всей его полноте, надо его изучить независимо от какого-либо механизма, какого-либо определенного агента; надо провести рассуждения, приложимые не только к паровым машинам, но и ко всем мыслимым тепловым машинам [2]), каково бы ни было вещество, пущенное в дело, и каким бы образом на него ни производилось воздействие.

Машины, не получающие движения от тепла, а имеющие двигателем силу человека или животных, падение воды, поток воздуха и т. д., могут быть изучены до самых мелких деталей

---

[1]) Мы употребляем здесь выражение движущая сила, чтобы обозначить полезное действие, которое может дать двигатель. Это действие всегда возможно свести к поднятию груза на определенную высоту; оно имеет, как известно, измерением произведение из груза на высоту, на которую груз поднят.

[2]) Мы различаем здесь паровые машины и тепловые машины вообще: последние могут употреблять любой агент, водяной пар или что-нибудь другое для развития движущей силы.

посредством теоретической механики. Все случаи предвидены, все возможные движения подведены под общие принципы, прочно установленные и приложимые при всех обстоятельствах. Это—характерное свойство полной теории. Подобная теория, очевидно, отсутствует для тепловых машин. Ее нельзя получить, пока законы физики не будут достаточно расширены и достаточно обобщены, чтобы наперед можно было предвидеть результаты определенного воздействия теплоты на любое тело.

Мы будем в последующем предполагать знание, хотя бы приблизительное, различных частей, составляющих обычную паровую машину. Поэтому мы считаем излишним объяснять, что такое топка, паровой котел, паровой цилиндр, поршень, холодильник и т. д.

Получение движения в паровых машинах всегда сопровождается одним обстоятельством, на которое мы должны обратить внимание. Это обстоятельство есть восстановление равновесия теплорода [4], т.-е. переход теплорода от тела, температура которого более или менее высока, к другому, где она ниже. В самом деле, что происходит в паровой машине, находящейся в движении? Теплород, полученный в топке благодаря горению, проходит через стенки котла, дает рождение пару и с ним как бы соединяется. Пар увлекает его с собой, несет сперва в цилиндр, где он выполняет некоторую службу, и оттуда в холодильник, где, соприкасаясь с холодной водой, пар сжижается. Холодная вода холодильника поглощает в конечном счете теплород, полученный сгоранием. Она согревается действием пара, как если бы была поставлена непосредственно на топку. Пар здесь только средство переноса теплорода; он выполняет ту же роль, что и при отоплении бань паром, с той только разницей, что здесь его движение становится полезным.

В процессах, которые мы описали, легко узнать восстановление равновесия теплорода, его переход от тела более или менее нагретого к телу более холодному. Первое из этих тел—сожженный в топке воздух, второе — вода холодильника. Восстановление равновесия теплорода происходит между ними, если не полностью, то во всяком случае отчасти, так как с одной стороны сожженный воздух, выполнив свою роль, побыв в соприкосновении с котлом, уйдет в трубу с температурой

более низкой, чем та, которую он получил при сгорании; и, с другой стороны, вода холодильника, ожижив пар, удалится из машины с температурой более высокой, чем она имела первоначально.

Возникновение движущей силы обязано в паровых машинах не действительной трате теплорода [5], но его переходу от горячего тела к холодному, т.-е. восстановлению его равновесия,—равновесия, которое было нарушено некоторой причиной, будь то химическое действие, как горение, или что-нибудь иное. Мы увидим, что этот принцип приложим ко всем машинам, приводимым в движение теплотой.

Согласно этому принципу, недостаточно создать теплоту, чтобы вызвать появление движущей силы: нужно еще добыть холод; без него теплота стала бы бесполезна. В самом деле, если бы вокруг нас были тела только такие же горячие, как и топка, каким бы образом можно было сконденсировать пар? Куда бы его деть, раз он получен? [6] Не следует думать, что его можно, как это практикуется в некоторых машинах [1]), выбросить в атмосферу: атмосфера не приняла бы его. Она принимает его в обычных условиях, потому что выполняет роль большого холодильника, потому что она находится при более низкой температуре: иначе она была бы им вскоре заполнена или, вернее, была бы насыщена им еще раньше [2]). Повсюду, где существует разность температур, повсюду, где

---

[1]) Некоторые машины высокого давления выбрасывают пар в атмосферу вместо того, чтобы его конденсировать: их употребляют, главным образом, там, где трудно получить достаточный приток холодной воды для конденсирования.

[2]) Существование воды в жидком состоянии, обязательно предполагаемое здесь, так как без нее паровые машины не могли бы действовать, возможно только при давлении, способном мешать воде испаряться, а именно давлении равном или превосходящем упругость пара при данной температуре. Если подобного давления не производилось бы атмосферным воздухом, то в одно мгновение развился бы водяной пар в количестве достаточном, чтобы производить то же давление, и все время нужно было бы преодолевать это давление, чтобы выбрасывать пар из машины в новую атмосферу. Это равносильно преодолеванию упругости, которая остается у пара после конденсирования в обычном способе.

Если бы на поверхности земного шара царствовала очень высокая температура, какая без сомнения существует внутри него, то все воды океанов были бы в виде пара в атмосфере и не имелось бы ни одной капли в жидком состоянии.

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, переменно нагреваемый и охлаждаемый, увеличивается и уменьшается в длине и может двигать тела, прикрепленные к его концам. Жидкость, переменно 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, 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, переменно нагреваемый и охлаждаемый, мог бы производить движущую силу, как и постоянные газы, т.-е. не возвращаясь в жидкое состояние. Большинство этих средств было предложено, многие даже испробованы, хотя до сих пор и без заметного успеха.

Мы показали, что в паровых машинах движущая сила происходит благодаря восстановлению равновесия теплорода: это имеет место не только для паровых машин, но для всех тепловых машин, т.-е. для всех машин, где теплород является двигателем. Очевидно, теплота может быть причиной движения только тогда, когда она заставляет тела изменять объем или форму; эти изменения происходят не от постоянства температуры, но именно вследствие переменного действия тепла и холода: чтобы нагреть какое-либо тело, надо иметь более теплое тело, чтобы его охладить—более холодное. Необходимо отнять теплород у первого из этих тел, для передачи второму через посредство промежуточного вещества. Это-то и означает восстановить, или, по крайней мере, стараться восстановить равновесие теплорода.

Здесь уместно задать себе следующий одновременно любопытный и важный вопрос: неизменна ли по величине движу-

щая сила тепла, или она меняется вместе с агентом, с помощью которого она развивается, с промежуточной средой, выбранной как орудие действия теплоты?

Ясно, что этот вопрос может быть сделан только для заданного количества тепла [1]) и для заданной разности температур. Например, пусть тело A поддерживается при температуре 100^0, а другое тело B при температуре 0^0, и спрашивается, какое количество движущей силы может быть получено при переносе определенного количества теплорода (например того, которое необходимо, чтобы расплавить килограмм льда) от первого из этих тел ко второму; спрашивается, будет ли это количество движущей силы обязательно ограниченным, меняется ли оно с веществом, употребляемым для ее проявления, представляет ли водяной пар в этом отношении более или менее значительные преимущества перед парами алкоголя, ртути, перед постоянным газом или каким-либо другим веществом.

Мы попытаемся ответить на эти вопросы с помощью установленных выше понятий.

Очевидно само собой, как выше указано, или по крайней мере становится очевидным после размышления о расширении производимом теплотой, следующее: повсюду, где имеется разность температур, может происходить возникновение движущей силы [7]. Обратно, повсюду, где можно затратить эту силу, возможно образовать разность температур, возможно нарушить равновесие теплорода. Удар, трение тел, разве это не суть средства поднять их температуру, привести их в более теплое состояние, чем окружающие предметы, нарушить равновесие теплорода там, где это равновесие прежде существовало? То, что температура газообразных жидкостей повышается при сжатии и понижается при разрежении, есть результат опыта. Вот верное средство изменять температуру тел и нарушать равновесие теплорода столько раз, сколько вздумается, посредством одного и того же тела.

---

[1]) Мы считаем здесь излишним объяснять, что такое количество теплорода или количество тепла (мы употребляем оба выражения без различия), ни описывать, как эти количества измеряются калориметром. Мы также не объясняем, что такое скрытая теплота, температура, теплоемкость и т. д.: читатель должен знать эти понятия из изучения элементарных сочинений по физике и химии.

Водяной пар, употребленный обратным образом, чем его употребляют в паровых машинах, можно рассматривать как средство нарушать равновесие теплорода [8]. Чтобы в этом убедиться, достаточно внимательно продумать, каким образом получается движущая сила действием теплоты на водяной пар. Представим себе два тела A и B, поддерживаемые оба при постоянной температуре, при чем температура A выше температуры B: эти два тела, которым можно отдавать теплоту и брать ее не меняя их температуры, будут служить двумя бесконечными резервуарами теплорода. Мы назовем первое нагревателем, второе—холодильником.

Если мы хотим получить движущую силу, перенося определенное количество тепла от тела A к телу B, то можно поступать следующим образом:

1°. Отнять теплород от тела A, для образования пара, т.-е. заставить выполнить это тело роль топки или, вернее, металла, из которого сделан котел в обыкновенных машинах; мы предполагаем, что пар образуется как раз при температуре тела A.

2°. Впустить пар в расширяющийся сосуд, как, например, цилиндр с поршнем; объем сосуда увеличится, а вместе с тем увеличится объем и пара. Расширившийся пар понизит свою температуру, как это случается со всеми упругими жидкостями [9]; предположим, это разрежение велось до тех пор, пока температура не станет равняться температуре тела B.

3°. Сконденсировать пар, соприкасая его с телом B и производя на него одновременно постоянное давление, покуда он окончательно не превратится в жидкость. Тело B выполнит здесь роль воды холодильника, с той только разницей, что оно конденсирует пар, не смешиваясь с ним и не меняя своей температуры [1]).

---

[1]) Можно было бы удивиться, что тело B, будучи при той же температуре как пар, может его ожижить: строго говоря, это конечно невозможно; но так как малейшая разность в температуре вызовет конденсацию, то этого достаточно, чтобы сохранить правильность наших рассуждений. Совершенно также в дифференциальном исчислении достаточно, чтобы пренебрегаемые величины можно было рассматривать, как бесконечно убывающие, по отношению к величинам сохраняемым в уравнении, чтобы быть уверенным в правильности результата. Тело B сгущает пар, не меняя своей температуры: это следует из нашего предположения, ибо мы приняли, что это тело поддерживается при постоянной температуре. От него отнимают столько теплорода, сколько ему приносит пар. В таком состоянии находится металл холодиль-

Операции, которые здесь описаны, могут быть проведены в одном направлении или в обратном. Ничто не препятствует образованию пара с помощью теплорода тела B и при температуре этого тела, сжатию его так, чтобы он нагрелся до температуры тела A, и, наконец, конденсации его в соприкосновении с этим телом и продолжению сжатия до полного ожижения.

Нашими первыми операциями одновременно получалась движущая сила и производился перенос теплорода от тела A к телу B; обратными операциями одновременно затрачивалась движущая сила и возвращался теплород от тела B к телу A. Но если действовать тем и другим образом и тем же количеством пара, и нет никаких потерь ни в движущей силе, ни в теплороде, то количество движущей силы, произведенной в первом случае, будет равно тому, которое было затрачено во втором, и количество теплорода, прошедшее в первом случае от тела A к телу B, будет равно количеству возвратившегося во втором случае от тела B к телу A; можно делать бесконечное число операций этого рода, так что, в конце, концов не будет ни произведенной движущей силы, ни перехода теплорода от одного тела к другому.

Значит, если бы существовали средства более выгодные для использования тепла, чем те, которыми мы пользовались, т.-е. если бы было возможно, каким бы то ни было методом, получить от теплорода бо̀льшее количество движущей силы, чем мы получили первой серией наших операций, то стоило бы только употребить часть этой силы для возвращения указанным методом теплорода от тела B к телу A, от холодильника к нагревателю, и первоначальное состояние было бы восстановлено; можно было бы возобновить подобную операцию и действовать так и далее: это было бы не только вечным движением, но и беспредельным создаванием движущей силы без за-

---

ника, если конденсирование пара происходит подведением снаружи холодной воды, как это прежде делалось у многих машин. Также может находиться вода в резервуаре на постоянном уровне, если с одной стороны ее утекает столько, сколько притекает с другой.

Можно даже представить себе, что тела A и B сами собой остаются при постоянной температуре, хотя бы они теряли или приобретали определенные количества тепла. Если, например, тело A было бы паром при температуре его ожижения и тело B—льдом при температуре замерзания, то, как известно, эти тела могли бы отдавать и принимать теплород, не меняя температуры.

траты теплорода или каких-либо других агентов. Подобное создавание совершенно противоречит общепринятым идеям, законам механики и здравой физике. Оно недопустимо [1]). Необходимо заключить, что максимум движущей силы, получаемый употреблением пара, есть также максимум движущей силы, получаемой любым средством [10]. Мы дадим, кроме этого, скоро второе, более точное доказательство этой теоремы. Предыдущее следует рассматривать, как предварительное рассуждение (см. стр. 18).

Справедливо задать нам по поводу выведенного результата следующий вопрос: какой смысл имеет слово максимум? чем можно обнаружить, что максимум достигнут? — как мы узнаем, что пар употреблен самым выгодным образом для развития движущей силы?

Всякое восстановление равновесия теплорода может быть причиной возникновения движущей силы, поэтому всякое восстановление равновесия, происходящее без образования этой

---

[1]) Могут здесь спросить: если доказана невозможность perpetuum mobile для чисто механических действий, то имеет ли это место при употреблении тепла или электричества; но разве возможно для явлений тепла и электричества придумать иную причину, кроме какого-либо движения тел, и разве эти движения не должны подчиняться законам механики? Кроме того разве не известно a posteriori, что все попытки какими бы то ни было методами осуществить perpetuum mobile остались бесплодными? Что никогда не удается получить настоящий perpetuum mobile, т.-е. движение, которое продолжается вечно, без изменения употребляемых тел?

Считали, что электромоторный прибор (столб Вольты) дает возможность создать perpetuum mobile; пробовали осуществить эту идею устройством столбов, считая их неизменяемыми. Но что бы ни делали, прибор скоро испытывал заметные изменения, если только его заставляли действовать некоторое время со значительной энергией.

Общее и философское понятие „perpetuum mobile“ содержит в себе не только представление о движении, которое после первого толчка продолжается вечно, но действие прибора или какого-нибудь собрания таковых, способного развивать в неограниченном количестве движущую силу, способного выводить последовательно из покоя все тела природы, если бы они в нем находились, нарушать в них принцип инерции, способного, наконец, черпать из самого себя необходимые силы, чтобы привести в движение всю вселенную, поддерживать и беспрерывно ускорять ее движение. Таково было бы действительное создание движущей силы. Если бы это было возможным, то стало бы бесполезным искать движущую силу в потоках воды и воздуха, в горючем материале; мы имели бы бесконечный источник, из которого могли бы беспредельно черпать.

силы можно считать за настоящую потерю: отсюда немного подумав, увидим, что всякое изменение температуры, происходящее не от изменения объема тел, не может быть ничем иным, как бесполезным восстановлением равновесия теплорода [1]). Отсюда необходимое условие максимума будет: в телах, употребляемых для развития движущей силы тепла, не должно быть ни одного изменения температуры, происходящего не от изменения объема.

Обратно, всякий раз, когда это условие будет выполнено, максимум будет достигнут.

Этот принцип никогда не следует терять из виду при конструкции тепловых машин; это основное условие. Если его нельзя выполнить точно, то следует как можно меньше удаляться от него.

Всякое изменение температуры, обязанное не изменению объема или химическим действиям (которые мы здесь впредь исключаем), обязательно происходит от непосредственного перехода теплорода от более или менее нагретого тела к телу более холодному. Этот переход имеет, главным образом, место при соприкосновении тел с различной температурой; такие соприкосновения должны быть уменьшены насколько возможно. Конечно, они не могут быть исключены совершенно; но по крайней мере следует стремиться к тому, чтобы соприкасающиеся тела мало разнились друг от друга по температуре.

В нашем предыдущем рассуждении, употребляя теплород тела A для образования пара, мы полагали, что пар образуется при температуре самого тела A: таким образом соприкосновение имелось только между телами с одинаковой температурой; изменения температуры, происшедшие затем с паром, были обязаны расширению, т.-е. изменению объема; наконец, конденсация производилась также без соприкосновения тел с различной температурой. Она происходила при приложении постоянного давления к пару, приведенному в соприкосновение с телом B той же температуры, что и пар. Условия максимума

---

[1]) Мы здесь не предполагаем никаких химических действий между телами, взятыми для получения движущей силы теплоты. Химическое действие, происходящее в топке, есть в некотором роде предварительное действие предназначенное не для непосредственного получения движущей силы, но для нарушения равновесия теплорода, для создания разности температур, которая уже затем дает возникновение движущей силы [11].

выполнены. На самом деле явления не могут точно происходить так, как мы это предполагали. Чтобы обусловить переход теплорода от одного тела к другому, первое из них должно иметь более высокую температуру; но разность температур можно взять сколь угодно малой; в теории ее можно считать за нуль, без того, чтобы рассуждения потеряли в точности.

Против нашего доказательства можно привести более серьезное возражение, а именно:

Когда мы отнимали тепло от тела A, чтобы получить пар, и затем конденсировали пар, присоединяя к телу B, то вода, служившая для его образования и первоначально бывшая при температуре тела A, в конце операции будет находиться при температуре тела B; она охладится. Если мы хотим возобновить операцию, подобную первой, получить новое количество движущей силы с тем же прибором и с тем же паром, то нужно сперва восстановить первоначальное состояние, воде нужно придать ту температуру, которую она имела сначала. Это можно безусловно сделать, приводя ее прямо в соприкосновение с телом A, но тогда будет соприкосновение между телами с различной температурой и потеря движущей силы [1]): станет невозможным провести обратную операцию, т.-е. вернуть телу A теплород, употребленный для повышения температуры жидкости.

Эту трудность можно уничтожить, полагая разность температур между телами A и B бесконечно малой; количество тепла, необходимое для приведения жидкости к ее начальной температуре, будет также бесконечно малым, и им можно будет пренебречь по сравнению с теплотой, нужной для образования пара — величиной всегда конечной.

---

[1]) Эта потеря встречается во всех паровых машинах: в самом деле, вода, вводимая в котел, всегда холоднее находящейся там воды; между ними происходит бесполезное восстановление равновесия теплорода. Легко a posteriori убедиться, что это выравнивание действительно представляет потерю в движущей силе, если принять во внимание, что воду, подаваемую в котел, можно сперва согреть, употребляя ее как воду для конденсации пара в маленькой побочной машине, питаемой паром из того же котла, что и большая, и имеющей в холодильнике температуру среднюю между температурой котла и главного холодильника.

Работа, производимая малой машиной, не вызывает никакой затраты тепла, так как все употребленное тепло возвращается в котел с водой из холодильника.

Заключение, выведенное сперва для случая бесконечно малой разности температур между двумя телами, может быть легко распространено на общий случай. В самом деле, если требуется получить движущую силу от переноса теплорода от тела A к телу Z, при чем температура последнего сильно отличается от температуры первого тела, то следует представить себе ряд тел B, C, D и т. д. с температурами, средними между температурами тел A и Z и выбранными таким образом, что разности от A до B, от B до C и т. д. все бесконечно малы. Теплород, взятый от A, дойдет до Z, только пройдя через тела B, C, D и т. д. и развив при каждом из своих переходов максимум движущей силы [12]. Обратные операции также будут все возможны, и рассуждения стр. 14 станут точно приложимыми.

После установленных выше положений можно с достаточным основанием сравнить движущую силу тепла с силой падающей воды: обе имеют максимум, который нельзя превзойти, какая ни была бы в одном случае машина для использования действия воды, и в другом—вещество, употребленное для развития силы тепла. Движущая сила падающей воды зависит от высоты падения и количества воды; движущая сила тепла также зависит от количества употребленного теплорода и зависит от того, что можно назвать и что мы на самом деле и будем называть высотой его падения [1]),—т.-е. от разности температур тел, между которыми происходит обмен теплорода. При падении воды движущая сила строго пропорциональна разности уровней в верхнем и нижнем резервуаре. При падении теплорода движущая сила без сомнения возрастает с разностью температур между горячим и холодным телами; но мы не знаем, пропорциональна ли она этой разности. Мы не знаем, например, образует ли падение теплорода от 100° до 50° больше или меньше движущей силы, чем падение того же самого теплорода от 50° до 0°. Этот вопрос мы предполагаем разобрать несколько ниже.

Здесь мы дадим второе доказательство основного положения, выведенного на стр. 15, и выскажем его в более общем виде, чем это было сделано до сих пор.

---

[1]) Так как предмет, о котором здесь идет речь, совершенно нов, то мы вынуждены употреблять выражения, еще не принятые и, может быть, не обладающие всей желаемой ясностью.

Когда газообразная жидкость быстро сжимается, то ее температура повышается; наоборот, она понижается при быстром разрежении. Это—одно из наиболее хорошо установленных следствий опыта; мы его возьмем в основу нашего доказательства[1]).

---

[1]) Опыты, доказывающие наилучшим образом изменение температуры газа с сжатием или расширением, суть следующие:

1⁰. Падение термометра, помещенного в колокол воздушного насоса, в котором производится разрежение. Это понижение очень заметно на термометре Бреге (Breguet), оно может превысит 40 или 50 градусов. Туман, получающийся в этом случае, кажется, происходит от сгущения пара, благодаря охлаждению воздуха.

2⁰. Воспламенение трута в так называемых пневматических огнивах, представляющих собой, как известно, маленькие цилиндры с поршнем, где воздух подвергается быстрому сжатию.

3⁰. Падение термометра, помещенного в сосуд, из которого первоначально сжатый воздух выпускается через кран.

4⁰. Результаты опытов над скоростью звука. Лаплас (De Laplace) показал, что для точного согласования его результатов с теорией и вычислениями следует допустить нагревание воздуха при внезапном сжатии.

Единственный опыт, который может быть противопоставлен этим опытам это—опыт Гей-Люссака (Gay-Lussac) и Вельтера (Welter), описанный в Annales de physique et de chimie.

В большом сосуде с сжатым воздухом было сделано маленькое отверстие и шарик термометра помещен в поток воздуха, выходящего в это отверстие при этом не наблюдалось заметного понижения температуры, показываемой термометром.

Этому опыту можно дать два объяснения: 1) трение воздуха о стенки отверстия, через которые он выходит, развивает, возможно, теплоту в требуемом количестве; 2) воздух, приходящий в непосредственное соприкосновение с шариком термометра, может быть, принимает, благодаря удару о шарик или, вернее, возвращению назад, которое ему приходится делать, плотность, равную той, которая была в сосуде, примерно так, как вода потока поднимается около твердой преграды выше своего уровня.

Изменение температуры, происходящее в газах вследствие изменения объема, можно рассматривать как один из наиболее важных фактов физики, благодаря большому числу следствий, вытекающих из него, и в то же время как один из фактов, наиболее трудных для объяснения и для измерения точными опытами. Кажется, он представляет в нескольких отношениях странные аномалии.

Не охлаждению ли воздуха при разрежении надо приписать холод верхних слоев атмосферы? Доводы, до сих пор приводимые, совершенно не достаточны для объяснения этого холода: говорят, что воздух высоких областей, получая мало отраженной от земли теплоты и сам излучая в звездное пространство, должен потерять теплород, и в этом заключается причина его охлаждения; но это объяснение отпадает, если заметить, что на равных высотах холод царит в той же мере и даже с большей интенсивностью на плоскогорьях, как на горных вершинах и в областях атмосферы, удаленных от поверхности земли [13]

Если температура газа повысилась благодаря сжатию и мы хотим привести ее к первоначальному значению, не производя новых изменений объема, то надо отнять у газа теплород. Это же количество теплорода можно было бы отнять у газа во время самого сжатия, так, чтобы температура газа оставалась все время постоянной.

Также, разрежая газ, можно уничтожить понижение его температуры, подводя ему определенное количество теплорода. Мы будем называть теплород, употребленный в тех случаях, когда он не производит никакого изменения температуры, теплородом от изменения объема [14]. Это выражение не значит, что теплород принадлежит объему, он принадлежит ему не более, чем принадлежит давлению; его также можно было бы назвать теплородом от изменения давления. Мы не знаем, какому закону он следует в зависимости от изменения объема: возможно, что его количество меняется с природой газа, с его плотностью, с его температурой. Опыт нам ничего не дал относительно этого; опыт дал только, что теплород развивается в более или менее значительных количествах при сжатии упругих жидкостей.

Сделав это предварительное замечание, вообразим упругую жидкость, например атмосферный воздух, заключенный в цилиндрический сосуд $abcd$ (черт. 1), закрытый подвижной диафрагмой или поршнем cd; кроме того предположим два тела A и B, поддерживаемые оба при постоянной температуре, причем A при более высокой, чем B; затем вообразим следующий ряд операций: [15]

1°. Тело A приводится в соприкосновение с воздухом, заключенным в сосуде $abcd$, или со стенкой сосуда, которая, мы предполагаем, легко пропускает теплород. Благодаря этому соприкосновению, воздух находится при температуре тела A; cd— положение поршня в данный момент.

2°. Поршень непрерывно подымается и принимает положение ef. Все время имеет место контакт между телом A и воздухом, который таким образом поддерживается при постоянной температуре во все время разрежения. Тело A дает теплород, необходимый для поддержания постоянной температуры.

3°. Тело A удалено, и воздух больше не находится в соприкосновении с телом, способным его снабжать теплородом; поршень же продолжает свое движение и переходит из положения,

ef в положение *gh*. Воздух разрежается, не получая теплорода, и его температура падает. Предположим, что она падает до тех пор, пока не достигнет температуры тела *B*: в этот момент поршень останавливается и занимает положение *gh*.

4°. Воздух приведен в соприкосновение с телом *B*; он сжимается движением поршня, который переходит из положения *gh* в положение *cd*. Но воздух остается при постоянной температуре, благодаря контакту с телом *B*, которому он отдает свой теплород.

5°. Тело *B* удалено, продолжается сжатие воздуха; воздух, будучи изолирован, повышает свою температуру. Сжатие продолжается до тех пор, пока воздух не достигнет температуры тела *A*. Поршень при этом переходит из положения *cd* в положение *ik*.

6°. Воздух приведен в соприкосновение с телом *A*; поршень возвращается из положения *ik* в положение *ef*; температура остается неизменной.

7°. Период, описанный в пункте 3, повторяется, затем следует 4,5,6,3,4,5,6,3,4,5 и т. д.

В различных положениях поршень испытывает давления более или менее значительные со стороны воздуха, находящегося в цилиндре; упругая сила воздуха меняется как от изменения объема, так и от изменения температуры, но необходимо заметить, что при равных объемах, т.-е. для подобных положений поршня, при разрежении температура будет более высокой, чем при сжатии. Поэтому в первом случае упругая сила воздуха будет больше, а отсюда движущая сила, произведенная движением от расширения, будет больше, чем сила, нужная для сжатия.

Таким образом получится излишек движущей силы, излишек, который можно на что-нибудь употребить. Воздух послужил нам тепловой машиной; мы употребили его даже наиболее выгодным образом, так так не происходило ни одного бесполезного восстановления равновесия теплорода.

Все операции, здесь описанные, могут быть проведены в одном направлении или в обратном. Пусть после шестого периода, т.-е. когда поршень придет в положение *ef*, его заставят вернуться в положение *ik*, и в то же время воздух поддерживается в соприкосновении с телом *A*: теплород, отданный этим телом за шестой период, возвращается к своему источни-

ку, т.-е. к телу A, и все тела возвращаются в то состояние, в каком они находились в конце пятого периода. Если теперь убрать тепло A и заставить поршень перейти от положения ik к cd, то температура воздуха опустится на столько градусов, на сколько она повысилась за пятый период, и станет равной температуре тела B. Очевидно, можно продолжать ряд операций, обратных описанным выше: достаточно каждый раз становиться в прежние условия и для каждого периода выполнять движение разрежения вместо движения сжатия и наоборот.

Результатом первых операций было получение определенного количества движущей силы и перенос теплорода от тела A к телу B; результатом обратных операций будет затрата полученной движущей силы и возвращение теплорода от тела B к телу A: обе операции уничтожают друг друга или, так сказать, друг друга нейтрализуют.

Невозможность заставить теплород развить большее количество движущей силы, чем мы получили нашей первой серией операций, теперь легко доказать. Она будет доказана рассуждениями, совершенно подобными рассуждениям на стр. 14. Они здесь даже будут иметь бо́льшую точность: воздух, которым мы пользуемся для получения движущей силы, приводится в конце каждого цикла операций точно к прежнему состоянию, в то время как это было не совсем так для водяного пара, что и было отмечено [1]).

Мы выбрали атмосферный воздух как средство для развития движущей силы тепла; очевидно, рассуждения были бы прежние для всякого другого газообразного вещества и даже

---

[1]) В наших доказательствах мы полагали, что если тело, испытав любые изменения и ряд превращений, возвращается в прежнее положение относительно плотности, температуры и аггрегатного состояния, то оно будет обладать тем же количеством теплоты, какое имело первоначально, т.-е. другими словами, что поглощаемые и развиваемые при различных превращениях количества тепла взаимно компенсируются. Это положение никогда не подвергалось сомнению; оно было сперва принято без рассуждений и затем подтверждено многочисленными калориметрическими измерениями.

Отрицать его—это значит разрушить всю теорию тепла, основывающуюся на этом положении. Впрочем, заметим мимоходом, основные положения, на которые опирается теория тепла, требуют внимательного исследования. Некоторые данные опыта представляются необъяснимыми при современном состоянии теории [16].

для всех других тел, способных менять температуру благодаря сжатию и расширению, что охватывает все тела природы или, по крайней мере, все те, которые способны развивать движущую силу тепла. Таким образом мы пришли к следующему общему выводу:

Движущая сила тепла не зависит от агентов, взятых для ее развития; ее количество исключительно определяется температурами тел, между которыми, в конечном счете, производится перенос теплорода.

Здесь предполагается, что каждый из методов получения движущей силы достигает полного совершенства, на которое он способен. Это условие, как мы заметили выше, будет выполнено, если в телах не будет происходить ни одного изменения температуры, обусловленного не изменением объема, или, что то же, только иначе выраженное, нигде не будет соприкосновения между телами с заметной разностью температур.

Разные методы развития движущей силы тепла могут отличаться или применением разных веществ, или употреблением одного и того же вещества при двух различных состояниях, например одного и того же газа при двух разных плотностях.

Это естественно ведет нас к интересным исследованиям о газообразных жидкостях,—исследованиям, которые приведут к новым результатам относительно движущей силы тепла и дадут нам средства проверить, в некоторых частных случаях, основное положение [1]).

Легко заметить, что наши рассуждения упростились бы, если положить, что температуры тел A и B мало различаются друг от друга. Тогда движения поршня в периоды 3 и 5 будут очень малы, и этими периодами можно пренебречь без заметного влияния на движущую силу. В самом деле, достаточно очень малого изменения объема, чтобы вызвать весьма малое изменение температуры, и этим малым изменением объема можно пренебречь по сравнению с изменениями объема в периодах 4 и 6, величина которых неограничена.

Пропуская в вышеописанной серии операций периоды 3 и 5, получим следующее:

---

[1]) В последующем мы будем предполагать, что читатель в курсе последних успехов современной физики, касающихся газообразных жидкостей и теплоты.

1°. Заключенный в сосуд $abcd$ (черт. 2) газ приведен в соприкосновение с телом A; поршень передвигается от cd до ef.

2°. Тело A удалено; газ, заключенный в $abef$, приведен в соприкосновение с телом B; поршень возвращается из ef в cd.

3°. Тело B удаляется; газ приводится в соприкосновение с телом A, поршень переводится из cd в ef, т.-е. повторяется первый период, и так далее.

Движущая сила, полученная из совокупности операций 1° и 2°, очевидно, будет разностью между силой, производившей расширение газа, находящегося при температуре тела A, и силой, затраченной на сжатие газа при температуре тела B.

Предположим, что операции 1 и 2 производятся с двумя газами различной химической природы, но взятыми при одном и том же давлении, например при атмосферном: эти два газа будут при одинаковых условиях вести себя абсолютно один как другой, то-есть их упругие силы, первоначально равные, останутся равными при любых изменениях объема и температуры, предполагая только, что эти изменения будут одинаковы для обоих газов. Это следует, очевидным образом, из законов Мариотта и Гей-Люссака и Дальтона, законов, общих для всех упругих жидкостей, и в силу которых существует одинаковое соотношение между объемом, упругой силой и температурой для всех этих жидкостей.

Так как два различных газа, взятых при одной и той же температуре и одном и том же давлении, должны в одинаковых условиях вести себя один как другой, то при проделывании над ними описанных выше операций они оба должны дать возникновение равным количествам движущей силы. Это же значит, согласно основному положению, которое мы вывели, что употреблены два одинаковых количества теплорода, т.-е. количество теплорода, перешедшего от тела A к телу B, одно и то же, работаем ли мы с одним газом, или другим.

Количество теплорода, перешедшего от тела A к телу B, есть, очевидно, количество, поглощенное газом при увеличении его объема или отданное затем при сжатии. Мы пришли, таким образом, к следующему предложению:

Когда газ переходит от определенных объема и давления к другим, также определенным, объему и давлению, не меняя температуры, то количество теплорода, отданного или поглощенного, всегда

одно и то же, независимо от природы газа, взятого как предмет опыта.

Например, если взять литр воздуха при температуре 100° и при давлении одной атмосферы и его объем увеличить вдвое, но так, чтобы его температура осталась 100°, то ему нужно придать некоторое количество теплоты. Это количество тепла будет точно то же, если мы будем действовать с углекислым газом, с азотом, водородом, водяным паром, алкоголем, то-есть если мы будем удваивать объем одного литра этих газов, взятых при температуре 100° и давлении одной атмосферы.

То же будет иметь место, только в обратном смысле, если вместо удвоения объема газа, мы будем уменьшать его вдвое сжатием.

Количество тепла, отдаваемое или поглощаемое упругой жидкостью при изменении объема, никогда не было измерено непосредственным опытом, который представил бы, без сомнения, большие трудности. Но существуют почти равноценные для нас данные: они получаются из теории звука, и они заслуживают большого доверия в силу точности рассуждений, к ним приводящих. Вот в чем их сущность:

Атмосферный воздух нагревается на 1° C, если его объем внезапным сжатием уменьшается на $\frac{1}{116}$ [1]).

Опыты над скоростью звука производились в воздухе при давлении 760 mm ртути и при температуре 6°, поэтому наши данные могут относиться только к этим условиям. Однако для простоты мы отнесем их к температуре 0°, которая отличается мало от предыдущей.

Воздух, сжатый на $\frac{1}{116}$, благодаря этому повысит свою температуру до 1° и будет отличаться от воздуха, непосредственно нагретого до 1°, только плотностью. Если первоначальный объем положим равным V, то после сжатия на $\frac{1}{116}$ объем будет сведен до $V - \frac{1}{116} V$.

---

[1]) Пуассон, которому мы обязаны этим данным, показал, что оно довольно хорошо согласуется с результатами опытов Клемана и Дезорма над вхождением воздуха в пустоту или, лучше, в разреженный воздух. Оно также отчасти согласуется с результатами, полученными Гей-Люссаком и Вельтером (см. замеч. на стр. 34.).

Непосредственное нагревание при постоянном давлении увеличит, по закону Гей-Люссака, объем воздуха на $\frac{1}{267}$ того объема, который он имел при 0°: таким образом, в одном случае воздух уменьшен в объеме до $V - \frac{1}{116} V$; в другом — увеличен до $V + \frac{1}{267} V$ [17].

Разность в количествах тепла, которыми воздух обладает в обоих случаях, есть, очевидно, количество, употребленное для его непосредственного нагревания до 1°; таким образом, количество тепла, поглощенное воздухом при переходе от объема $V - \frac{1}{116} V$ к объему $V + \frac{1}{267} V$, равно количеству, необходимому для нагревания на 1°.

Представим себе теперь, что вместо того, чтобы нагревать на 1° воздух при постоянном давлении и при возможности свободно расширяться, мы поместили его в неизменный сосуд и в таком состоянии нагрели до 1°. Воздух, так нагретый до 1°, будет отличаться от воздуха, сжатого на $\frac{1}{116}$, только тем, что его объем будет на $\frac{1}{116}$ больше. Таким образом, количество тепла, отдаваемое воздухом при уменьшении объема на $\frac{1}{116}$, равно тому, которое он возьмет при повышении температуры на 1° C при постоянном объеме.

Так как разности между объемами $V - \frac{1}{116} V$, V и $V + \frac{1}{267} v$ малы по сравнению с самым объемом, то можно рассматривать количества тепла, поглощаемые воздухом при переходе от первого из этих объемов ко второму и от первого к третьему, как приблизительно пропорциональные изменению объемов; тогда мы приходим к следующему положению:

Количество тепла, необходимое для повышения температуры воздуха на 1° при постоянном давлении, и количество тепла, необходимое для нагревания на 1° того же воздуха при постоянном объеме, находятся в отношении чисел $\frac{1}{116} + \frac{1}{267}$ к $\frac{1}{116}$, или, умножая то и другое число на 116. 267, — в отношении чисел $267 + 116$ к 267.

Это есть соотношение между емкостями воздуха к теплоте при постоянном давлении и при постоянном объеме. Если первую из этих емкостей мы положим равной единице, то вторая выразится числом $\frac{267}{267+116}$ или приблизительно 0,700; их разность 1 — 0,700 или 0,300, очевидно, представляет количество тепла, нужное для увеличения объема воздуха при нагревании на 1° при постоянном давлении.

По закону Гей-Люссака и Дальтона это увеличение объема будет то же для всех газов; согласно теореме, доказанной на стр. 24, теплота, поглощенная при равных увеличениях давления, одна и та же для всех упругих жидкостей. Это нас приводит к следующему положению:

Разность между теплоемкостью при постоянном объеме одна и та же для всех газов [18].

Здесь надо заметить, что все газы предполагаются взятыми при одном и том же давлении, например при атмосферном, и кроме того теплоемкости измерены в отношении объемов.

Теперь нет ничего проще, как составить таблицу теплоемкостей газов при постоянном объеме, зная их теплоемкость при постоянном давлении. Мы выписываем здесь таблицу, в которой первый столбец есть результат непосредственных измерений Делароша и Берара теплоемкостей газов при атмосферном давлении, а второй столбец составлен из чисел первого, уменьшенных на 0,300.

Таблица теплоемкостей газов.

Название газа.	Теплоемкость при пост. давлении.	Теплоемкость при пост. объеме.
Атмосферный воздух.	1,000	0,700
Водород.	0,903	0,603
Углекислота.	1,258	0,958
Кислород	0,976	0,676
Азот.	1,000	0,700
Закись азота.	1,350	1,050
Маслородный газ (этилен). . . .	1,553	1,253
Окись углерода.	1,034	0,734

Числа первого и второго столбцов отнесены к одной той же единице, к теплоемкости атмосферного воздуха при постоянном давлении [19].

Разность между каждым числом первого столбца и соответствующим ему числом второго столбца постоянна, но отношение между этими числами меняется: таким образом, отношение между теплоемкостью газов при постоянном давлении и теплоемкостью при постоянном объеме меняется при переходе от одного газа к другому.

Мы видели, что когда воздух испытывает внезапное сжатие на $\frac{1}{116}$ своего объема, то его температура повышается на 1°. Другие газы подобным сжатием так же должны повышать свою температуру, но не одинаково: они будут менять температуру в отношениях, обратных их теплоемкостям при постоянном объеме. В самом деле, изменение объема, по предположению, всегда одно и то же, количество образующегося при этом тепла должно быть также одно и то же и, следовательно, должно производить повышение температуры, зависящее только от теплоемкости, существующей у газа после сжатия, и, очевидно, обратно пропорциональное этой теплоемкости. Нам легко поэтому составить таблицу повышения температуры различных газов при сжатии на $\frac{1}{116}$. Вот она:

Таблица повышения температуры газов при сжатии.

Название газа.	Повышение температуры при уменьшении объема на $\frac{1}{116}$.
Атмосферный воздух.	1,000°
Водород.	1,160
Углекислота.	0,730
Кислород	1,035
Азот	1,000
Закись азота	0,667
Маслородный газ (этилен) . .	0,558
Окись углерода	0,955

Новое сжатие на $\frac{1}{116}$ (сжатие уже измененного объема) повысит температуру газа еще на величину, как мы это скоро увидим, приблизительно равную первой; но это будет не так для третьего, четвертого, сотого сжатия Емкость этих газов к теплоте меняется с их объемом [20]; весьма вероятно, что она меняется и с температурой.

Мы теперь выведем из общего положения, высказанного на стр. 23, вторую теорему, которая будет служить дополнением к только что выведенной.

Пусть газ, помещенный в цилиндрический сосуд $abcd$ (черт. 2) переносится в сосуд $a'b'c'd'$ (черт. 3), равной высоты, но с бо́льшим основанием: газ увеличится в объеме, его плотность и упругие силы уменьшатся в отношениях, обратных объемам $abcd$ и $a'b'c'd'$. Что касается общего давления на поршни cd и $c'd'$, то они будут в обоих случаях одинаковы, так как площади поршней пропорциональны объемам.

Положим, что над газом, заключенным в $a'b'c'd'$, производятся операции, описанные на стр. 24 и которые производились над газом, заключенным в $abcd$, то-есть поршнем $c'd'$ делаются движения, равные по амплитуде дви кениям поршня cd; поршень принимает положение $c'd'$, соответствующее cd и $e'f'$, соответствующее ef, и в то же время газ претерпевает с помощью тел A и B те же изменения температуры, которые он испытывал, находясь в $abcd$: усилия, производимые на поршень в обоих случаях, будут равны в соответственные моменты. Это следует единственно из закона Мариотта [1]): в самом деле, так как плотности обоих газов все время остаются в одном и том же

---

[1]) Закон Мариотта, на котором мы здесь основываемся для проведения наших рассуждений, есть один из наиболее хорошо установленных законов физики. Он послужил основой для нескольких теорий, подтвержденных на опыте и, таким образом, в свою очередь, подтверждающих закон, на который они опираются. Можно еще указать как на великолепное подтверждение закона Мариотта, для большого интервала температур, а так же закона Гей-Люссака и Дальтона, на опыты Дюлонга и Пти (см. Annales de physique et de chimie, février 1818, tome 7, page 122). Также можно указать на более новые опыты Дэви и Фарадея.

Установленные здесь теоремы, может быть, не будут точны, если их прилагать вне определенных границ плотности и температуры: их можно считать правильными только в тех пределах, в которых установлены сами законы Мариотта, Гей-Люссака и Дальтона.

отношении при соответственных положениях поршней и температуры равны в обоих случаях, то полные давления, производимые на поршни, сохраняют постоянное отношение. Если в какой-либо один момент это отношение было равенством, то оно им и останется.

Кроме того, так как движения обоих поршней имеют одинаковую амплитуду, то движущая сила, производимая в обоих случаях, будет одна и та же, откуда следует заключить, согласно теореме стр. 23, что употребленные в обоих случаях количества тепла одинаковы, то-есть, от тела A к телу B в обоих случаях переходит одно и то же количество тепла.

Теплота, взятая от тела A и отданная телу B, есть не что иное, как тепло, поглощенное разрежением газа и выделенное при его сжатии. Отсюда мы приходим к следующей теореме:

Когда упругая жидкость переходит без изменения температуры от объема U к объему V и когда равное по весу количество того же газа переходит при той же температуре от объема U' к объему V' и отношение объемов U' к V' равно отношению U к V, то количества тепла, поглощенного или выделенного в том и другом случае, будут равны между собой.

Эта теорема может быть высказана еще следующим образом:

Если газ меняется в объеме без изменения температуры, то количества тепла, поглощенного или отданного этим газом, будут составлять арифметическую прогрессию, если увеличения или уменьшения объемов составляют геометрическую прогрессию.

Если сжать литр воздуха, находящегося при температуре 10°, до объема в $\frac{1}{2}$ литра, то он выделит определенное количество тепла. Это количество будет одно и то же, если снова сжимать $\frac{1}{2}$ литра до $\frac{1}{4}$ литра, $\frac{1}{4}$ литра до $\frac{1}{8}$ и так далее.

Если вместо сжимания соответственно расширять воздух до 2 литров, 4 литров, 8 литров и так далее, ему надо будет сообщать для поддержания одной и той же температуры всегда равные количества тепла.

Это позволяет легко определить повышение температуры, которое испытывает воздух при быстром сжатии. Известно, что эта температура может быть достаточной для зажигания трута и даже для приведения воздуха в светящееся состояние. Если на время положить теплоемкость воздуха постоянной, несмотря на изменения объема и температуры, то температура будет расти в арифметической прогрессии при уменьшении объемов в геометрической. Исходя из этих данных и полагая, что повышение температуры на 1° происходит при сжатии на $\frac{1}{116}$, легко можно вычислить, что воздух, сжатый до $\frac{1}{14}$ своего первоначального объема, должен нагреться, примерно, на 300°, т.-е. до температуры, достаточной для воспламенения трута[1]) [21].

Повышение температуры должно быть, очевидно, еще бо́льшим, если емкость воздуха к теплоте становится меньше при уменьшении его объема: это же вероятно, и даже, кажется, следует из опытов Деларoша и Берара над теплоемкостью воздуха, взятою при различных плотностях (см. мемуар, напечатанный в Annales de chimie, tome 85, pag. 72, 224).

Две теоремы, высказанные на стр. 24 и стр. 30, достаточны для сравнения количеств тепла, поглощенных или выделенных

---

[1]) Когда объем уменьшается на $\frac{1}{116}$, то-есть становится $\frac{115}{116}$ своего первоначального значения, то температура повышается на 1 градус.

Новое уменьшение объема на $\frac{1}{116}$ превращает объем в $\left(\frac{115}{116}\right)^2$, а температура повышается еще на 1 градус.

После x подобных уменьшений, объем становится $\left(\frac{115}{116}\right)^x$, а температура повышается на x градусов.

Если положить $\left(\frac{115}{116}\right)^x = \frac{1}{14}$ и взять логарифмы от той и другой части, то мы найдем $x = 300°$ приблизительно.

Если положим $\left(\frac{115}{116}\right)^x = \frac{1}{2}$, то $x = 80°$.

То-есть, воздух, сжатый на половину, повышает свою температуру на 80°.

Все это основывается на гипотезе, что теплоемкость воздуха не изменяется при уменьшении объема; но если в силу соображений, которые будут высказаны на стр. 33, теплоемкость воздуха, сжатого на половину, уменьшается в отношении 700 к 616, то число 80° надо умножить на $\frac{700}{616}$, и тогда получается 90°.

при изменении объема упругих жидкостей, каковы бы ни были плотность и химическая природа этих жидкостей, полагая только, что они берутся и все время поддерживаются при некоторой определенной, неизменной температуре; но эти теоремы не дают нам никакого средства сравнить количества тепла, поглощенные или выделенные упругими жидкостями, когда их объем меняется при разных температурах. Так мы не знаем, какое существует соотношение между теплотой, выделенной одним литром воздуха, сжатого вдвое, если его температура поддерживается при 0°, и теплотой, выделенной тем же литром воздуха, сжатого вдвое, если его температура поддерживалась при 100°. Знание этого отношения связано со знанием теплоемкостей газа при различных градусах температуры и с некоторыми другими данными, которые современная физика не дает.

Вторая из наших теорем дает средство узнать, по какому закону меняется теплоемкость газа с его плотностью [22].

Предположим, что операции, описанные на стр. 24, вместо того чтобы производиться с двумя телами A и B, температуры которых различаются бесконечно мало, производятся с двумя телами, температуры которых различаются на конечную величину, например, на 1°.

В полном кругу операций тело A сообщает упругой жидкости определенное количество тепла; это количество может быть разделено на две части: 1) нужную для поддержания жидкости при постоянной температуре во время разрежения; 2) нужную, чтобы заставить жидкость перейти от температуры тела B к температуре тела A, когда жидкость, после возвращения к прежнему объему, приводится в соприкосновение с телом A. Назовем первое из этих количеств a и второе b: полное количество теплорода, отданное телом A, будет $a+b$.

Теплород, переданный жидкостью телу B, также может быть разделен на две части: одну b', происходящую от охлаждения газа телом B, другую a', которую газ отдает при уменьшении объема. Сумма этих двух количеств будет $a'+b'$; она должна равняться $a+b$, так как после полного круга операций газ тождественно приходит к первоначальному состоянию. Он должен был отдать весь теплород, вначале ему данный. Таким образом мы имеем:

$$a+b=a'+b'$$

или

$$a - a' = b' - b$$

но, согласно теореме, высказанной на стр. 30, количества a и a' не зависят от плотности газа, если только весомые количества остаются одни и те же и изменения объемов пропорциональны первоначальным объемам. Разность $a - a'$ должна удовлетворять тем же условиям, а следовательно и равная ей разность $b' - b$. Но b есть теплород, необходимый для повышения температуры газа, заключенного в $abcd$ (черт. 2), на один градус; b' — теплород, отдаваемый газом, заключенным в $abef$ при охлаждении на 1 градус; эти количества могут измерять теплоемкость. Мы приходим таким образом к установлению следующего предложения:

Изменение теплоемкости газа, вызванное изменением объема, зависит единственно от отношения между первоначальным и измененным объемами. Это значит, что различие в теплоемкостях не зависит от абсолютного значения объемов, но только от их отношения.

Это положение можно высказать еще следующим образом:

Когда объем газа увеличивается в геометрической прогрессии, то его теплоемкость возрастает в арифметической прогрессии.

Так, если a есть теплоемкость воздуха, взятого при некоторой определенной плотности, и $a + h$ теплоемкость при плотности вдвое меньшей, то при плотности равной одной четверти она будет $a + 2h$ и при плотности в одну восьмую $a + 3h$ и т. д.

Теплоемкости здесь отнесены к единице веса. Они предполагаются взятыми при неизменном объеме; но, как мы увидим, они будут следовать тому же закону, если мы их возьмем при постоянном давлении.

В самом деле, чем вызвана разность между теплоемкостями, взятыми при постоянном объеме и при постоянном давлении? Теплородом, необходимым для увеличения объема во втором случае. По закону (Гэй Люссака) [23] увеличение объема газа для данного изменения температуры должно составлять определенную часть первоначального объема,—часть, независящую от давления. По теореме, высказанной на стр. 30, если дано

соотношение между первоначальным объемом и измененным то этим определена теплота, нужная для увеличения объема. Она зависит единственно от этого отношения и от весомого количества газа. Отсюда следует заключить:

Разность между теплоемкостью при постоянном давлении и теплоемкостью при постоянном объеме всегда одна и та же, какова бы ни была плотность газа, полагая только, что весомое количество газа остается одним и тем же [24].

Обе эти теплоемкости возрастают при уменьшении объема газа, но их разность не меняется [1]).

Так как разность между двумя емкостями к теплоте постоянна, то если одна возрастает в арифметической прогрессии, то и другая должна следовать подобной прогрессии: отсюда наш закон приложим и к теплоемкостям, взятым при постоянном давлении.

Мы молча предположили, что теплоемкость возрастает с объемом. Это возрастание следует из опытов Деларoша и Берара: в самом деле, эти физики нашли теплоемкость воздуха при давлении в 1 метр ртутного столба равной 0,967 (см. указанную выше статью), беря за единицу теплоемкость для того же веса воздуха при давлении 0,760 метра.

---

[1]) Гей-Люссак и Вельтер нашли непосредственными опытами, упоминаемыми в Mécanique céleste и в Annales de physique et de chimie, juillet 1822, *p.* 267, что отношение между теплоемкостью при постоянном давлении и теплоемкостью при постоянном объеме меняется очень мало с плотностью газа. Согласно тому, что мы видели, постоянной должна оставаться разность, но не отношение. Но так как теплоемкости газа, для данного веса, меняются очень мало с плотностью, то ясно, что отношение испытывает только очень малые изменения.

Отношение между теплоемкостями атмосферного воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме по Гей-Люссаку и Вельтеру = 1,3748, число, приблизительно постоянное для всех давлений и даже для всех температур. Мы пришли другим путем к числу $\frac{267+116}{267} = 1{,}44$, которое отличается от вышеуказанного на $\frac{1}{20}$. Этим числом мы пользовались при составлении таблицы теплоемкости газа при постоянном объеме: таким образом, таблицу эту нельзя рассматривать как очень точную, также как и таблицу, данную на стр. 35. Эти таблицы предназначены, главным образом, для того, чтобы сделать очевидными законы, которым подчиняются теплоемкости газообразных жидкостей.

Благодаря закону, по которому меняются теплоемкости в зависимости от давления, достаточно измерить теплоемкость только в двух частных случаях, чтобы знать ее во всех возможных случаях: таким именно образом, на основании выше указанных данных опытов Делароша и Берара, составлена следующая таблица теплоемкости воздуха при различных давлениях.

Давление в атмосферах.	Теплоемкость, считая тепл. воздуха при давл. в атмосферу равной 1.	Давление в атмосферах.	Теплоемкость, считая тепл. воздуха при давл. в атмосферу равной 1.
$\frac{1}{1024}$	1,840	1	1,000
$\frac{1}{512}$	1,756	2	0,916
$\frac{1}{256}$	1,672	4	0,832
$\frac{1}{128}$	1,588	8	0,748
$\frac{1}{64}$	1,504	16	0,664
$\frac{1}{32}$	1,420	32	0,580
$\frac{1}{16}$	1,336	64	0,496
$\frac{1}{8}$	1,252	128	0,412
$\frac{1}{4}$	1,168	256	0,328
$\frac{1}{2}$	1,084	512	0,244
1	1,000	1024	0,160

Первый столбец, как видно, представляет геометрическую прогрессию, второй — арифметическую.

Мы распространили таблицу до крайних сжатий и разрежений. Надо думать, что воздух, раньше чем принять плотность в 1024 раза бо́льшую обычной, т.-е. раньше чем сделаться более плотным чем вода, превратится в жидкость. Если таблицу продолжать еще дальше, то теплоемкости станут равными нулю и даже отрицательными. Кроме того, мы думаем, что числа второго столбца уменьшаются слишком быстро. Опыты, послужившие основой нашим вычислениям, произведены в

черезчур узкой области, чтобы можно было рассчитывать на большую точность полученных чисел, особенно для крайних значений.

Так как мы знаем, с одной стороны, закон, по которому развивается теплота при сжатии газа, и с другой — закон, по которому меняется теплоемкость с объемом, то нам легко будет вычислить увеличение температуры газа при его сжимании без потери теплорода. В самом деле, сжатие может быть разложено на две последующих операции: 1) сжатие при постоянной температуре, 2) возмещение потерянного теплорода. При второй операции температура повысится в обратном отношении к теплоемкости газа, которую он будет иметь после уменьшения объема, и которую мы можем вычислить по указанному выше закону. Теплота, выделенная при сжатии, выразится по теореме, доказанной на стр. 30, формулой $S = A + B \log V$, где S теплота, V объем газа после сжатия, A и B—произвольные постоянные, зависящие от первоначального объема газа, от его давления и от выбора единиц.

Теплоемкость, изменяясь с объемом по только что установленному закону, должна быть представлена выражением вида $z = A' + B' \log V$, где A' и B' произвольные постоянные, отличающиеся от постоянных A и B.

Повышение температуры, происходящее от сжатия газа, пропорционально отношению $\frac{S}{z}$ или $\frac{A + B \log V}{A' + B' \log V}$. Оно может быть выражено самим этим отношением: называя его через t, получим: $t = \frac{A + B \log V}{A' + B' \log V}$. Если первоначальный объем газа 1 и первоначальная температура 0°, то $t = 0$, $\log V = 0$, откуда $A = 0$ и t представит не только повышение температуры, но и самую температуру, считая от термометриескогоч нуля [25].

Данную нами формулу нельзя рассматривать как приложимую при очень больших изменениях объема газа. Мы считали повышение температуры обратно-пропорциональным теплоемкости; это же непосредственно предполагает, что теплоемкость постоянна при всех температурах. Большие изменения объема вызывают в газе сильные изменения температуры, а ничего не указывает нам на постоянство теплоемкости при различных градусах, особенно при градусах, значительно удаленных друг от друга. Это постоянство есть только гипотеза, установленная

для газов по аналогии с твердыми и жидкими телами, для которых она доказана в пределах некоторого участка термометрической шкалы, но неточность которой при повышении температуры больше 100° доказывается опытами Дюлонга и Пти [1]) [26].

По закону Клемана и Дезорма, установленному непосредственным опытом, водяной пар, при каком бы давлении он ни был образован, содержит, при равных весовых количествах, одинаковые количества тепла, или, что то же самое, если пар будет без потери тепла механически ожиматься или расширяться, то он будет все время находиться в состоянии насыщения, если он был насыщенным первоначально [27]. В этом состоянии водяной пар может рассматриваться, как постоянный газ: он должен подчиняться всем его законам. Следовательно, формула

$$t = \frac{A + B \log V}{A' + B' \log V}$$

---

[1]) Нет основания a priori полагать постоянство теплоемкости тел при различных температурах, т.-е. полагать, что количества тепла будут производить равные приращения в термометрических градусах тела, даже если оно не будет менять ни состояния, ни плотности; например, если это будет упругая жидкость, заключенная в нерасширяющийся сосуд. Непосредственные опыты над твердыми и жидкими телами доказали, что между 0° и 100° одинаковые приращения теплоты вызывают приблизительно равные приращения в градусах температуры; но новейшие опыты Дюлонга и Пти (см. Annales de chimie et de physique, février, mars, avril 1818) показали, что это соответствие больше не существует при температурах значительно выше 100°, измеряются ли эти температуры термометром с ртутью, или термометром с воздухом.

Теплоемкости не только не остаются одинаковыми при разных температурах, но они даже не сохраняют между собой одинакового отношения, так что ни одна шкала температур не могла бы сразу установить постоянства всех теплоемкостей. Было бы интересно установить те же отступления для газообразных веществ; но опыты представляют здесь почти непреодолимые трудности.

Неправильности в теплоемкостях твердых тел, по нашему мнению, могут быть отнесены к скрытым теплотам, которые идут на начало плавления, на размягчение, чувствующееся у большинства тел задолго до настоящего плавления. Это мнение может основываться на следующем: по тем же опытам Дюлонга и Пти увеличение теплоемкости с температурой больше в твердых телах, чем в жидких, хотя последние обнаруживают бо́льшее расширение. Если причина неправильности, на которую мы здесь указываем, реальна, то эта неправильность должна отсутствовать в газах.

должна быть к нему приложима и находиться в согласии с таблицей упругостей, следующих из непосредственных опытов Дальтона.

Действительно, можно убедиться, что наша формула при соответственном подборе произвольных постоянных представляет с большим приближением результаты опытов. Встречающиеся небольшие отступления не превышают тех, которые разумно приписать ошибкам наблюдения [1]).

---

[1]) Чтобы определить произвольные постоянные A, B, A', B' по результатам, взятым из таблицы Дальтона, надо начать с вычисления объема пара по его давлению и температуре, что легко сделать по законам Мариотта и Гей-Люссака, при чем вес пара первоначально должен быть дан.

Объем будет выражаться уравнением:

$$V = C\,\frac{267 + t}{p}$$

где V—объем, t—температура, p—давление, C—постоянная величина, зависящая от веса пара и от выбранных единиц.

Вот таблица объемов, занимаемых одним граммом пара, образующегося при различных температурах и, следовательно, при различных давлениях:

t или темп. в градусах Цельсия.	p или упругость пара, выраж. в миллиметрах ртути.	V или объем одного грамм. пара, выраж. в литрах.
0°	5,060	185
20	17,32	58,2
40	53,00	20,4
60	144,6	7,96
80	352,1	3,47
100	760,0	1,70

Два первых столбца этой таблицы взяты из Traité de Physique Био (1er *Vol.*, *pag.* 272 et 531). Третий вычислен по указанной выше формуле и на основании того опытного факта, что вода, превращаясь в пар при атмосферном давлении, занимает пространство в 1700 раз бо́льшее, чем в жидком состоянии.

Употребляя три числа первого столбца и три соответственных числа третьего столбца, легко определить постоянные нашего уравнения:

$$t = \frac{A + B \log V}{A' + B' \log V}$$

Мы не войдем в подробности вычислений, нужных для определения этих чисел: нам достаточно указать, что результаты:

$$A = 2268 \qquad A' = 19{,}64$$
$$B = -1000 \qquad B' = 3{,}30$$

Мы возвратимся теперь к нашей главной теме, от которой мы слишком удалились,—к движущей силе тепла.

Мы показали, что количество движущей силы, развиваемое при переносе теплорода от одного тела к другому, зависит исключительно от температуры этих двух тел, но мы не нашли соотношения между этими температурами и количеством развитой движущей силы. Сперва может показаться довольно естественным предположение, что при равных разностях температур развиваются равные количества движущей силы, т.-е., например, переход данного количества теплорода от тела A, поддерживаемого при температуре 100° к телу B, поддерживаемому при 50°, должен развить количество движущей силы, равное тому, которое разовьется при переносе того же теплорода от тела B, поддерживаемого при 50°, к телу C при 0°. Такой закон был бы весьма замечателен, но не видно достаточных оснований для принятия его a priori. Его справедливость мы исследуем строгими рассуждениями. Предположим, что операции, описанные на стр. 24, производятся последовательно над двумя количествами атмосферного воздуха, равными по весу и по объему, но взятыми при различных температурах; кроме того, положим разности температур тел A и B равными в обоих случаях; например, у этих тел в одном случае температура будет 100° и 100°—h (h бесконечно мало), в другом — 1° и 1° — h. Количество полученной движущей силы есть в каждом случае разность между силой, развиваемой газом при его расширении и нужной для приведения его к первоначальному объему. Здесь эта разность, как легко убедиться простым рассуждением, которое мы не считаем нужным развивать, одинакова в обоих случаях: таким образом, количество развитой движущей силы одно и то же.

Сравним теперь между собой количества тепла, употребленные в обоих случаях. В первом случае количество употреблен-

---

хорошо удовлетворяют указанным условиям, так что формула

$$t = \frac{2268 - 1000 \log V}{19{,}64 + 3{,}30 \log V}$$

весьма точно выражает соотношение, существующее между объемом пара и его температурой.

Заметим, что величина B' положительна и очень мала; это, повидимому, подтверждает предположение, что теплоемкость упругих жидкостей растет с объемом, но медленно.

ного тепла есть то, которое тело A сообщает воздуху для поддержания его при температуре 100° во время его расширения; во втором—количество тепла, которое то же тело сообщает воздуху для поддержания его температуры при 1° во время совершенно такого же изменения объема. Если эти два количества тепла были бы равны между собой, то первоначально предположенный нами закон был бы справедлив. Но ничего не доказывает, что это так; мы даже увидим, что эти количества тепла различны.

Воздух, который, как мы предполагаем, занимает первоначально объем $a\,b\,c\,d$ (черт. 2) и находится при температуре 1°, может быть приведен в состояние, когда он будет занимать объем $a\,b\,e\,f$ и достигнет температуры 100°, двумя различными путями:

1. Сперва воздух можно нагреть, не меняя его объема, затем расширить, поддерживая температуру постоянной.

2. Можно начать с расширения, поддерживая температуру постоянной и затем, когда он достигнет нового объема, нагреть.

Пусть a и b количества тепла, соответственно употребленные в первой из двух операций, и b' и a' количества тепла, соответственно употребленные во второй; так как окончательный результат этих обеих операций один и тот же, то количества тепла, употребленные в обоих случаях, должны равняться [28]; таким образом:

$$a+b=a'+b'$$

или

$$a'-a=b-b'$$

где a' есть количество тепла, нужное для перехода газа от 1° до 100°, когда он занимает объем $a\,b\,e\,f$.

a—количество тепла, нужное для перехода газа от 1° до 100, когда он занимает объем $a\,b\,c\,d$.

В первом случае плотность воздуха меньше, чем во втором, а по опытам Деларoша и Берара, уже цитированным на стр. 34, его емкость к теплоте должна быть немного больше.

Величина a' больше a, откуда b больше b'. Отсюда, обобщая положение, мы заключаем:

Количество тепла от изменения объема газа тем больше, чем выше температура.

Так, например, нужно больше теплорода для поддержания при 100° определенного количества воздуха при удвоении его

объема, чем для поддержания температуры при 1° того же воздуха при том же расширении.

Эти неравные количества производят, между прочим, как мы видели, равные количества движущей силы при равных падениях теплорода, взятых на разных высотах термометрической шкалы; откуда получаем следующее заключение:

Падение теплорода производит больше движущей силы при низких градусах, чем при более высоких [29].

Так, данное количество теплоты разовьет больше движущей силы, переходя от тела, поддерживаемого при 1°, к телу, поддерживаемому при 0°, чем если бы эти тела обладали температурами 101° и 100°.

Но разница мала; она будет нуль, если емкость воздуха к теплоте будет оставаться постоянной, несмотря на изменения плотности.

По опытам Деларoша и Берара эта емкость меняется мало, так мало, что замеченная разность, строго говоря, может быть отнесена к ошибкам наблюдений или каким-либо обстоятельствам, на которые не было обращено внимания.

Мы не в состоянии точно определить, основываясь только на имеющихся экспериментальных данных, закон, по которому меняется движущая сила тепла в зависимости от градусов термометрической шкалы. Этот закон связан с законом изменения теплоемкости газов с температурой,—законом, который опыт не позволил нам еще узнать с достаточной точностью [1]).

---

[1]) Если допустить постоянство теплоемкости газа, когда объем его не меняется, а меняется только температура, то анализ мог бы привести к зависимости между движущей силой и температурой. Как это сделать, мы покажем; кроме того, мы покажем, как некоторые из высказанных выше законов выражаются на алгебраическом языке.

Пусть r количество движущей силы, произведенной расширением заданного количества воздуха при его переходе от объема 1 литр к объему v литров, при постоянной температуре; при возрастании v на бесконечно малую величину dv, r возрастает на dr и по свойству движущей силы dr будет равно приращению объема dv, умноженному на силу расширения упругой жидкости; если p эта сила расширения, то мы получим равенство:

$$dr = pdv \quad . \; . \; . \; . \; . \; (1).$$

Положим постоянную температуру, при которой происходит расширение, равной t градусам Цельсия; если назовем через q упругую силу воздуха,

Мы определим здесь абсолютным образом движущую силу тепла, чтобы доказать наше основное положение, доказать, что агент, взятый для развития движущей силы тепла, действи-

---

занимающего объем 1 литра при той же температуре t, то по закону Мариотта:

$$v:1=q:p, \text{ откуда } p=\frac{q}{v}.$$

Если теперь P—упругая сила того же воздуха, занимающего прежний объем 1, но при температуре 0°, то по закону Гей-Люссака:

$$q=P+P\frac{t}{267}=\frac{P}{267}(267+t)$$

$$\text{откуда } \frac{q}{v}=p=\frac{P}{267}\ \frac{267+t}{v}.$$

Называя для сокращения величину $\frac{P}{267}$ через N, перепишем равенство:

$$p=N\ \frac{t+267}{v},$$

$$\text{откуда, согласно равенству (1), } dr=N\ \frac{t+267}{v}\ dv.$$

Считая t за постоянную и беря интеграл от обоих частей, получим:

$$r=N\ (t+267)\ logv+c.$$

Полагая $r=0$ при $v=1$, получим $c=0$, откуда:

$$r=N\ (t+267)\ logv\ \ldots\ (2).$$

Это будет движущая сила, развитая при расширении воздуха, переходящего при температуре t от объема 1 к объему v.

Если вместо того, чтобы действовать при температуре t, будем совершенно таким же образом действовать при температуре $t+dt$, то развитая движущая сила будет:

$$r+\delta r=N\ (t+dt+267)\ logv.$$

Вычитая равенство (2), получим:

$$\delta r=Nlogv\ dt\ \ldots\ (3)$$

Пусть e—количество тепла, употребленное для поддержания температуры газа постоянной при его расширении; по рассуждениям стр. 24, δr будет движущая сила, развитая падением количества тепла e от температуры $t+dt$ к температуре t. Назовем через u движущую силу, развитую падением единицы количества тепла от температуры t к температуре 0°; по общему принципу, развитому на стр. 23, это количество должно единственно зависеть от t, оно может быть представлено функцией Ft, откуда $u=Ft$ [30].

Когда t возрастает и становится равным $t+dt$, то u становится равным $u+du$, откуда: $u+du=F\ (t+dt)$.

тельно безразличен в отношении количества развитой силы. Мы выберем для доказательства несколько агентов: атмосферный воздух, пар воды, пар алкоголя.

Вычитая предыдущее равенство, получим:

$$du = F'(t + dt) - Ft = F'tdt.$$

Это, очевидно, есть количество движущей силы, произведенное падением единицы количества тепла от температуры $t + dt$ до температуры t. Если количество тепла равнялось бы не единице, а e, то произведенная движущая сила была бы

$$edu = eF'tdt \quad . \; . \; . \; . \; (4).$$

Но edu есть то же что δr; обе величины суть силы, развитые падением количества тепла e от температуры $t + dt$ к температуре t, следовательно

$$edu = \delta r$$

и по равенствам (3) и (4):

$$eF'tdt = Nlogv \; dt$$

откуда, деля на $F'tdt$:

$$e = \frac{N}{F't} \; logv = Tlogv,$$

называя через T отношение $\frac{N}{F't}$, которое есть функция только t.

Уравнение

$$e = Tlogv$$

есть аналитическое выражение закона, высказанного на стр. 30; оно общо для всех газов, так как законы, которыми мы пользовались, применимы для всех газов.

Если мы назовем через s количество тепла, необходимое для приведения воздуха, с которым мы действуем, от объема 1 и температуры 0° к объему v и температуре t, то разность между s и e будет равняться количеству тепла, нужного для повышения температуры воздуха при объеме 1 от 0° к t. Это количество зависит только от t; назовем его U; оно будет какой-то функцией t;

$$s = e + U = Tlogv + U.$$

Дифференцируя это равенство только по t и обозначая через T' и U' производные T и U, получим

$$\frac{ds}{dt} = T' \log v + U' \; . \; . \; . \; (5)$$

$\frac{ds}{dt}$ есть не что иное, как теплоемкость газа при постоянном давлении, и наше равенство (5) есть аналитическое выражение закона, высказанного на стр. 33.

Если мы предположим теплоемкость постоянной при всех температурах (гипотеза, разобранная выше на стр. 36), то количество $\frac{ds}{dt}$ не будет зависеть

Пусть сперва употребляется атмосферный воздух; операции будут производиться по методу, описанному на стр. 24. Мы сделаем следующие предположения.

от t; поэтому, чтобы удовлетворить уравнению (5) для двух частных значений v, нужно, чтобы T'' и u' не зависели от t; таким образом, мы будем иметь $T''=c$, величине постоянной; умножая T'' и c на dt и беря интеграл от обеих частей, найдем:

$$T=ct+c_1$$

или так как $T=\frac{N}{F't}$, то

$$F't=\frac{N}{T}=\frac{N}{ct+c_1};$$

умножая ту и другую часть на dt и интегрируя:

$$Ft=\frac{N}{c}\,log\,(ct+c_1)+c_2$$

или, меняя произвольные постоянные и замечая, что $F't$ есть нуль при $t=0°$

$$Ft=Alog\left(1+\frac{t}{B}\right)\;.\;.\;.\;.\;(6).$$

Таким образом функция $F't$ могла бы быть найдена, и мы были бы в состоянии определить движущую силу для любого падения теплоты; но последнее заключение основывается на гипотезе постоянства теплоемкости газов, при постоянном объеме, правильность которой еще недостаточно подтверждена опытом. До нового подтверждения наше уравнение (6) может считаться правильным только в небольшой области термометрической шкалы.

Как мы заметили, в уравнении (5) первый член представляет теплоемкость газа при объеме v. Так как опыт показал, что эта теплота, несмотря на большие изменения объема, меняется очень мало, то коэффициент T' при $log\ v$ должен быть очень малой величиной. Полагая его равным нулю и умножая на dt уравнение

$$T'=0$$

найдем интегрированием;

$$T=C,\text{ постоянной величине.}$$

По

$$T=\frac{N}{F't},$$

откуда

$$F't=\frac{N}{T}=\frac{N}{C}=A$$

откуда вторым интегрированием получается:

$$Ft=At+B$$

Так как для $t=0$ и $Ft=0$, то следовательно

$$Ft=At$$

т. е. движущая сила пропорциональна падению теплорода. Это есть аналитическое представление сказанного на стр. 39—40. [31]

Воздух взят при атмосферном давлении; температура тела A на одну тысячную градуса выше 0°; температура B—0°. Разница, как видно, очень малая,—обстоятельство здесь нужное.

Увеличение объема воздуха при нашей операции будет $\frac{1}{116}+\frac{1}{267}$ первоначального объема: это увеличение весьма мало по абсолютному значению, но велико по отношению к разности температур между телами A и B.

Движущая сила, развитая в результате двух операций, описанных на стр. 24, будет с большим приближением пропорциональна увеличению объема и разности между давлениями воздуха при температуре 0°,001 и 0°.

Эта разность, по закону Гей-Люссака, равняется $\frac{1}{267}$ тысячной упругой силы газа или довольно близка к $\frac{1}{267}$ тысячной атмосферного давления.

Атмосферное давление уравновешивает столб 10 метров и $\frac{40}{100}$ воды; $\frac{1}{267}$ тысячной этого давления равна $\frac{1}{267000}\cdot 10{,}40$ метров водяного столба.

Что касается увеличения объема, то по предположению оно $\frac{1}{116}+\frac{1}{267}$ первоначального объема, занимаемого килограммом воздуха при 0° и равного на основании плотности воздуха 0,77 куб. метров; таким образом, произведение

$$\left(\frac{1}{116}+\frac{1}{267}\right)\cdot 0{,}77\cdot \frac{1}{267000}\cdot 10{,}40$$

выразит развитую движущую силу. Эта сила здесь выражена в кубических метрах воды, поднятых на высоту одного метра.

Производя указанные умножения получим 0,000000372.

Определим теперь количество тепла, употребленное для получения этого результата, т.-е. количество тепла, перешедшего от тела A к телу B.

Тело A дает: 1) теплоту, нужную для повышения температуры 1 килограмма воздуха от 0° до 0°,001.

2) Количество, необходимое для поддержания температуры воздуха при 0°,001 при его расширении на

$$\frac{1}{116}+\frac{1}{267}.$$

Первое из этих количеств тепла весьма мало сравнительно со вторым, мы им пренебрежем. Второе, по рассуждениям стр. 26, равно количеству тепла, нужного для повышения на 1° температуры 1 килограмма воздуха при атмосферном давлении.

По опытам Деларошa и Берара над теплоемкостью газов, теплоемкость воздуха есть 0,267 теплоемкости воды при равных весах. Если мы примем за единицу теплоты количество, необходимое для нагревания на 1° килограмма воды, то количество, нужное для повышения на 1° температуры килограмма воздуха, будет 0,267. Таким образом, количество тепла, отданное телом A:

0,67 единиц.

Это тепло способно развить 0,000000372 единиц движущей силы при падении от 0,001 до 0°. При падении в тысячу раз большем, т.-е при падении на 1°, движущая сила с большим приближением будет в 1000 раз больше первой, т.-е.

0,000372.

Если теперь вместо 0,267 единиц тепла мы употребим 1000 ед., то произведенная движущая сила будет дана пропорцией:

$$0{,}267 : 0{,}000372 = 1000 : x,$$

откуда

$$x = \frac{372}{267} = 1{,}395 \text{ ед.}$$

Таким образом, 1000 ед. тепла, переходя от тела, поддерживаемого при температуре 1°, к другому телу при температуре 0°, произведут при употреблении воздуха

1,395 единиц движущей силы.

Мы сравним этот результат с тем, который получится при воздействии тепла на водяной пар.

Пусть 1 килограмм жидкой воды заключен в цилиндрический сосуд $a\,b\,c\,d$, черт. 4, между дном $a\,b$ и поршнем $c\,d$. Предположим также, что мы имеем два тела A и B, оба поддерживаемые при постоянной температуре, при чем температура A выше температуры B, но на весьма малую величину. Представим себе теперь следующие операции:

1. Вода приведена в соприкосновение с телом A, поршень переходит из положения $c\,d$ в положение $e\,f$. Образуется пар при температуре тела A, чтобы заполнить пустоту, получающуюся вследствие расширения сосуда: мы полагаем со-

суд *a b e f* достаточно большим, чтобы вся вода могла в нем заключаться в виде пара.

2. Тело *A* удаляется; пар приводится в соприкосновение с телом *B*; часть пара превращается в жидкость, его упругость уменьшается, поршень возвращается из *e f* в *c d*, остальная часть пара сжижается благодаря сжатию и одновременному соприкосновению с телом *B*.

3. Тело *B* удаляется, вода снова приводится в соприкосновение с телом *A* и возвращается к его температуре; возобновляется первый период и т.д.

Количество движущей силы, развитой в полном кругу операций, измеряется произведением из объема пара и разности между его упругостями при температуре тела *A* и тела *B*.

Что касается употребленного тепла, т.-е. перенесенного от тела *A* к телу *B*, то очевидно, это есть количество, нужное для превращения воды в пар, пренебрегая каждый раз маленьким количеством, идущим для повышения температуры жидкой воды от температуры тела *B* до тела *A*.

Положим температуру тела *A* равной 100° и тела *B*—99°: разность упругостей по таблице Дальтона будет 26 м.м. ртутного столба, или 0,36 метра водяного столба.

Объем, занимаемый паром, в 1700 раз больше объема воды. Если мы оперируем с одним килограммом, это будет 1700 литров, или 1,700 куб. метров.

Таким образом, количество развитой движущей силы выражается произведением $1{,}700 \,.\, 0{,}36 = 0{,}611$ в единицах того же рода, что мы употребляли до сих пор.

Количество употребленного тепла есть количество нужное для превращения в пар воды, уже приведенной к температуре 100°. Это количество дается опытом: его нашли равным 550° или, говоря строго,—550 наших единиц тепла.

Отсюда 0,611 единиц движущей силы получаются в результате употребления 550 ед. тепла.

Количество движущей силы, получаемой от 1000 единиц тепла, дается пропорцией:

$$550 : 0{,}611 = 1000 : x, \text{ откуда } x = \frac{611}{550} = 1{,}112.$$

Т.-е. 1000 ед. тепла, перенесенных от тела при температуре 100° к другому телу при 99°, произведут, воздействуя на водяной пар, 1,112 единиц движущей силы.

Число 1,112 отличается приблизительно на $\frac{1}{4}$ от 1,395, найденного прежде для значения движущей силы, развиваемой 1000 единицами тепла, воздействующего на воздух, но нужно заметить, что в этом случае температуры были 1° и 0°, в то время как здесь они 100° и 99°. Разность температур, правда, одна и та же, но она находится не на одинаковых высотах термометрической шкалы. Чтобы сделать полное сравнение, нужно вычислить движущую силу, развиваемую паром, образуемым при 1° и конденсирующимся при 0°; для этого надо знать количество тепла, заключенного в паре, образованном при 1°.

Закон, установленный Клеманом и Дезормом и высказанный выше на стр. 37, даст нам эти данные. Так как содержание теплорода в паре воды одно и то же, при какой температуре ни происходит парообразование, то если было нужно 550 градусов теплоты для испарения воды, уже приведенной к 100°, то для испарения того же количества воды, взятого при 0°, будет нужно 550 + 100 или 650.

Употребляя это значение и рассуждая точно так, как мы рассуждали для воды при 100°, найдем, как легко в том убедиться,

1,290

для движущей силы, развитой 1000 единицами тепла, действующими на водяной пар между 1° и 0°.

Это число приближается больше чем первое к

1,395.

Оно отличается от этого числа только на $\frac{1}{13}$, ошибка, не превышающая предполагаемых пределов точности, принимая во внимание большое число различных данных, которыми мы вынуждены были пользоваться для получения этого сближения. Таким образом в одном частном случае наш основной закон является подтвержденным [1]).

---

[1]) В одном мемуаре Пти (Annales de chimie et de physique, juillet 1818, p. 294) можно найти определение движущей силы теплоты, действующей на воздух и на водяной пар. Согласно результату употребление воздуха оказывается много выгоднее.

Но это происходит от того, что действие тепла учитывается совершенно недостаточным образом.

Мы рассмотрим теперь другой случай, когда теплота действует на пары алкоголя.

Рассуждения здесь совершенно те же, что и для паров воды; меняются только данные.

Чистый алкоголь кипит при обыкновенном давлении при 78,7 градусах Цельсия. Килограмм алкоголя поглощает, по Деларошу и Берару 207 единиц тепла при превращении в пар той же температуры 78°,7.

Упругость паров алкоголя, при понижении температуры на 1° ниже точки кипения, уменьшается на $\frac{1}{25}$, т.-е. становится на $\frac{1}{25}$ меньше атмосферного давления (по крайней мере так следует из опытов Бетанкура, сообщенных во второй части Architecture hydraulique de Prony, p. 180, 195) [1]).

Употребляя эти данные, получим, что при воздействии на 1 килограмм алкоголя при температуре 78°,7 и 77°,7 развитая движущая сила будет 0,251 единиц.

Она получается в результате употребления 207 единиц теплоты. Для 1000 единиц надо составить пропорцию:

$$207 : 0{,}254 = 1000 : x, \text{ откуда } x = 1{,}230.$$

Это число немного больше 1,112, полученного при употреблении пара воды между температурами 100° и 99°. Но если

---

[1]) Дальтон полагал на основании своих наблюдений, что пары различных жидкостей на равных термометрических расстояниях от точки кипения имеют одинаковые упругости, но этот закон не точен, он является только приближением. То же имеет место относительно закона пропорциональности между скрытой теплотой парообразования и плотностью (см. выдержку из статьи Депре (C. Desprets, Annales de physique et de chimie, tome 16, p. 105 и tome 24, p. 323). Вопросы этого рода тесно связаны с вопросом о движущей силе огня. Недавно Дэви и Фарадэй, после великолепных опытов над ожижением газов значительными давлениями, старались определить изменение упругости этих ожиженных газов при малых изменениях температуры. Они имели в виду применение новых жидкостей для развития движущей силы (см. Annales de chimie et de physique, janvier 1824, p. 80). По выше изложенной теории можно вперед сказать, что употребление этих жидкостей не представит выгод в смысле экономии тепла. Выгоды могут заключаться только в низкой температуре, при которой возможно было бы действовать, и в источниках, от которых по этой причине можно было бы брать теплород.

положить, что водяной пар употребляется при температурах 78° и 77°, то, пользуясь законом Клемана и Дезорма, найдем, что 1000 ед. тепла производят 1,212 единиц движущей силы на 1000 единиц тепла. Это последнее число, как видно, весьма близко к 1,230, оно отличается от него на $\frac{1}{50}$ [32].

Мы хотели бы сделать дальнейшие вычисления этого рода, например вычислить движущую силу, развиваемую при воздействии теплоты на твердые тела и жидкости, при замерзании воды и т. д., но современная физика не дает нам необходимых данных [1]).

Основной закон, который мы старались установить, требует, по нашему мнению, новых подтверждений, чтобы быть вне всякого сомнения; он опирается на признаваемую в настоящее время теорию тепла, которая, нужно сознаться, не представляется нам непоколебимой твердости [33]. Решить вопрос могут только новые опыты. Пока мы будем заниматься приложением высказанных выше теоретических идей, считая их точными, и будем изучать различные способы, предложенные до настоящего времени для развития движущей силы тепла [34].

Несколько раз предлагали развивать движущую силу воздействием теплоты на твердые тела.

Образ действия, представляющийся наиболее естественным, это—закрепить неизменно один из концов твердого тела, например, металлического стержня, а другой конец прикрепить к подвижной части машины; потом последовательными нагреваниями и охлаждениями изменять длину стержня и таким образом производить движения. Постараемся разобрать, будет ли выгодным этот способ развивать движущую силу.

Мы показали, что наиболее выгодный способ употребления тепла для получения движущей силы тот, при котором все изменения температуры, происходящие в телах, обязаны изменению объема. Чем строже выполнено это условие, тем выгоднее использовано тепло. Действуя же описанным выше образом мы будем весьма далеки от выполнения этого условия; ни одно изменение температуры здесь не происходит вследствие изменения объема; все происходят от соприкосновения тел

[1]) Чего нам не достает,—это—упругой силы, которую развивают твердые тела и жидкости при заданном увеличении температуры и количества тепла, поглощенного или выделенного при изменении объема этих тел.

различно нагретых: соприкосновения металлического стержня то с телом, сообщающим ему тепло, то с телом, отнимающим от него тепло.

Единственное средство выполнить указанное условие,—это—действовать с твердым телом совершенно так, как мы поступали с воздухом и как описано на стр. 20. Но для этого необходимо одним изменением объема твердого тела произвести значительные изменения температуры, по крайней мере, если мы желаем использовать значительные падения теплорода: но это, кажется, невыполнимо. Многие соображения заставляют действительно думать, что изменения температуры твердых тел или жидкостей, благодаря сжатию или растяженню, будут довольно малы, а именно:

1) Часто наблюдают в машинах (в частности в тепловых машинах) твердые тела, выдерживающие значительные усилия, то в одном, то в другом направлении, и, хотя в некоторых случаях эти усилия так велики, как это только позволяет природа веществ, употребляемых в дело, изменения температуры мало заметны.

2) При выбивании медалей, при прокатке и при вытягивании проволок металлы испытывают наибольшие сжатия, какие наши средства позволяют получить, употребляя наиболее твердые и стойкие инструменты. Несмотря на это повышение температуры незначительно: если бы оно было значительно, то употребляемые стальные части скоро потеряли бы закалку.

3) Известно, что на твердые тела и жидкости надо произвести очень большие воздействия для уменьшения их объемов на величину, сравнимую с уменьшением, происходящим при охлаждении (напр. охлаждении от 100° до 0°). Охлаждение же требует бо́льшего отнятия теплорода, чем требует простое уменьшение объема. Если бы это уменьшение объема производилось механическими средствами, то развитая теплота не могла бы изменить температуру тел на столько градусов, как это делает охлаждение. Для этого потребовалось бы, конечно, чрезвычайно большое усилие.

Так как твердые тела способны лишь к малым изменениям температуры при изменениях объема, а при наилучшем использовании тепла для развития движущей силы всякое изменение температуры должно происходить от изменения объема, то твердые тела представляются мало пригодными для развития этой силы.

Жидкие тела в таком же точно положении; по тем же причинам их следует признать непригодными. [1]).

Мы не говорим здесь о практических трудностях, они будут бесчисленны. Движения, производимые расширением и сжатием твердых тел или жидкостей, очень малы; для их увеличения пришлось бы пользоваться сложными механизмами; пришлось бы употреблять наиболее прочные материалы для передачи колосасльных давлений; наконец, следующие друг за другом операции происходили бы лишь весьма медленно по сравнению с операциями в обычных тепловых машинах, так что машины больших размеров и высокой стоимости производили бы лишь незначительные действия.

Упругие жидкости, газы или пары суть орудия, поистине предназначенные для развития движущей силы тепла. Они соединяют все необходимые условия для хорошего выполнения этой задачи. Их легко сжимать; они обладают свойством почти неограниченно расширяться; изменения объема вызывают в них большие изменения температуры, наконец, они очень подвижны, их легко быстро нагревать и охлаждать, легко переносить с одного места в другое, чтр позволяет им быстро выполнять требуемые от них действия.

Можно легко представить себе множество машин, способных развивать движущую силу тепла при употреблении упругих жидкостей; но, каким бы образом это ни делалось, нельзя терять из виду следующие принципы:

1) Температура газа должна быть первоначально как можно выше, чтобы получить большое падение теплорода и отсюда значительное развитие движущей силы.

2) По той же причине охлаждение должно быть как можно больше.

3) Переход упругой жидкости от наиболее высокой температуры к наиболее низкой должен происходить от увеличения объема, то есть охлаждение газа должно происходить самостоятельно от его расширения.

Предел температуры, до которой можно первоначально довести газ, это--температура, развиваемая при сгорании; она очень высока.

---

[1]) Недавние опыты Эрстеда (Oersted) над сжимаемостью воды показали, что при давлении в 5 атмосфер температура этой жидкости не испытывает заметного изменения (см. Annales de physique et de chimie, février 1823, p. 1921).

Предел охлаждения — это температура наиболее холодных тел, которыми можно легко располагать и в большом количестве: этим телом обычно является вода окружающей местности.

Что касается третьего условия, то оно мешает развитию движущей силы тепла при больших разностях температур, мешает использовать бо́льшие падения теплорода. В самом деле, тогда газ должен благодаря расширению перейти от очень высокой температуры к очень низкой; это требует большого изменения объема и плотности, а это требует, чтобы газ был первоначально взят при очень высоком давлении или достиг бы расширением колоссального объема, оба условия—трудно выполнимые. Первое делает необходимым употребление очень крепких сосудов для содержания газа, находящегося одновременно при сильном давлении и высокой температуре; второе—весьма больших сосудов.

В этом действительно заключаются главные трудности, мешающие использовать большую часть движущей силы тепла. Благодаря этим границам мы вынуждены пользоваться малым падением теплорода в то время, как сгорание угля дает средства пользоваться весьма значительным.

В обычных паровых машинах упругая жидкость образуется при давлении, не превышающем 6 атмосфер, соответствующем приблизительно 160 градусам Цельсия, и в редких случаях конденсация происходит при температуре значительно ниже 40°; падение теплорода от 160° до 40° составляет 120°, в то время как горением можно было бы создать падение на 1000 и до 2000 градусов.

Чтобы это сделать более понятным, напомним, что́ именно мы назвали падением теплорода: это—переход теплоты от тела A, где температура повышена, к другому телу *B*, где она более низка. Мы говорим, что падение теплорода равно 100 градусам или 1000 градусам, когда разность температур между телами *A* и *B* есть 100° или 1000°.

В паровой машине, работающей при давлении в 6 атмосфер, температура котла 160 градусов: это есть тело *A*; оно поддерживается соприкосновением с топкой при постоянной температуре 160° и непрерывно сообщает тепло, необходимое для парообразования.

Холодильник является телом *B*; он поддерживается потоком холодной воды при приблизительно постоянной темпера-

туре в 40° градусов; он все время поглощает теплород, приносимый ему паром от тела *A*.

Разность температур между этими двумя телами есть 160°—40°, или 120°,— вот почему мы говорим, что падение теплорода здесь равно 120°.

Так как уголь способен сгоранием развить температуру, превышающую 1000°, а вода, которой мы располагаем обычно в нашем климате, имеет около 10°, то легко можно получить падение теплорода в 1000°,—падение, из которого только 120° используются паровыми машинами. Кроме того эти 120° утилизируются не целиком. Всегда есть значительные потери, происходящие от бесполезного восстановления равновесия теплорода.

Теперь легко заметить, каковы причины преимущества машин высокого давления над машинами более низкого давления: это преимущество, очевидно, лежит в возможности использовать бо̀льшее падение теплорода. Пар, образуясь при более сильном давлении, находится при более высокой температуре, и так как температура холодильника остается всегда приблизительно одной и той же, то, очевидно, падение теплорода становится больше.

Но для получения от машины высокого давления действительно выгодных результатов надо, чтобы падение теплорода использовалось в ней наилучшим способом. Недостаточно пару образоваться при высокой температуре: нужно, чтобы благодаря увеличению своего объема он охладился до достаточно низкой температуры. Отличительным признаком хорошей паровой машины является не только употребление пара высокого давления, но использование его давления, меняющегося, непрерывно убывая, в весьма широких пределах [1]).

---

[1]) Этот принцип, настоящая основа паровых машин, был развит с большой ясностью Клеманом в мемуаре, представленном Академии Наук несколько лет тому назад. Этот мемуар никогда не был опубликован, но благодаря любезности автора я познакомился с ним. В нем принцип не только установлен, но и приложен к разным системам паровых машин, обычно находящихся в употреблении; движущая сила каждой определена по закону изложенному на стр. 37, и сравнена с результатами опытов. Принцип, о котором здесь идет речь, настолько мало известен и мало оценен, что недавно Перкинс (Perkins), известный механик в Лондоне, построил машину, где пар,

Чтобы как-нибудь почувствовать a posteriori преимущество машин высокого давления, заставим пар, образованный при атмосферном давлении, входить в цилиндрический сосуд $abcd$ (черт. 5), под поршень cd, соприкасавшийся первоначально с дном ab: пар, подняв поршень от ab до cd, будет далее выполнять свои действия каким-либо образом, нам неинтересным.

Заставим поршень, поднявшийся до cd, опуститься до ef, не позволяя пару ни выйти, ни потерять теплород. Пар будет загнан в пространство $abef$ и одновременно повысит плотность, упругую силу и температуру.

Если бы пар образовался не при атмосферном давлении, а при тех условиях, при которых он находится, будучи сжат до объема $abef$, то он, продвинув при вхождении поршень от ab до ef, продвинул бы его еще от ef до cd единственно своим расширением, и движущая сила была бы больше, чем в первом случае. В самом деле, движение поршня, равное по амплитуде, имело бы место при большем давлении, хотя и переменном, хотя и непрерывно уменьшающемся.

образуясь при давлении в 35 атмосфер, давлении, до сих пор не применявшемся, не испытывает никакого увеличения объема, как в этом легко убедиться при самом поверхностном знакомстве с этой машиной. Она состоит из одного весьма небольшого цилиндра, который при каждом движении целиком заполняется паром при давлении в 35 атмосфер. Пар не производит действия своим расширением, так как ему не предоставляется пространства, где бы он мог это сделать; его тотчас конденсируют по выходе из цилиндра. Он работает только при одном давлении в 35 атмосфер, а не при непрерывно убывающем, как это требует его правильное употребление. Машина Перкинса не оправдала первоначально возложенных на нее надежд. Думали, что экономия угля, достигаемая этой машиной, будет $\frac{9}{10}$ по отношению к хорошим машинам Уатта и в ней находили еще другие преимущества (см. Annales de physique et de chimie, avril 1823, p. 429). Эти предположения не подтвердились. Несмотря на это, машина Перкинса есть ценное изобретение: она показала возможность употреблять пар значительно более высокого давления, чем это делалось до сих пор; при соответственных изменениях она может привести к действительно полезным результатам.

Уатт, которому принадлежат почти все значительные улучшения паровых машин и который довел эти машины до совершенства, в настоящее время трудно превосходимого, также первый употребил пар при непрерывно увеличивающемся объеме. Во многих случаях он прекращал впуск пара в цилиндр на половине, трети, четверти всего хода поршня, дальнейшее движение поршня производилось при все убывающем давлении. Первые маши-

Пар же для своего образования потребовал почти равное количество теплорода: только теплород был взят при более высокой температуре.

ны, работающие согласно этому принципу, относятся к 1778. Уатт пришел к этой идее в 1769 и в 1782 взял патент.

Приводим таблицу, помещенную в патенте Уатта. Он предположил, что пар вводится в цилиндр в первую четверть движения поршня, и вычислил среднее давление, разбив движение на двадцать частей [35].

Часть, пройденная поршнем от края цилиндра.		Убывающее давление пара, считая полное давление за 1.	
0,05	Пар свободно входит из котла.	1	Полное давление.
0,10		1	
0,15		1	
0,20		1	
Четверть — 0,25		1	
0,30	Пар заперт, уменьшение давления происходит только от разрежения.	0,833	
0,35		0,714	
0,40		0,625	
0,45		0,555	
Половина — 0,50		0,500	— Половина первонач. давл.
0,55		0,454	
0,60		0,417	
0,65		0,385	
0,70		0,375	
0,75		0,333	— Треть.
0,80		0,312	
0,85		0,294	
0,90		0,277	
0,95		0,262	
Дно цилиндра—1,00		0,250	— Четверть.
		Сумма 11,583	

Среднее давление $\frac{11,583}{20} = 0,579$.

Из таблицы он заметил, что среднее давление больше половины первоначального и поэтому при употреблении количества пара в одну четверть получается действие, большее, чем половина.

Уатт предполагал, что пар при расширении подчиняется закону Мариотта: это не следовало бы считать точным; во-первых, упругая жидкость, расширяясь, охлаждается, во-вторых, ничто не доказывает, что часть этой жидкости не конденсируется благодаря расширению. Также Уатт должен был бы учесть силу, нужную для удаления пара, остающегося после конденсирования и остающегося в тем большем количестве, чем дальше шло разрежение. Доктор Робинзон (Robinson) прибавил к работе Уатта простую формулу для вычисления действия расширения пара, но эта формула также страдает указанными недостатками. Она все же полезна конструкторам, давая им приближенное значение, пригодное для практики. Мы сочли полезным сообщить эти факты, так как они мало известны, особенно во Франции. Здесь строят машины по моделям изобретателей, обращая мало внимания на то, какие мотивы руководили последними. Забывание основ

После рассуждений этого рода стали делать машины с двумя цилиндрами, изобретенные Горнбловером (Hornblower) и улучшенные Вульфом (Woolf); они считаются наиболее выгодными в смысле экономии топлива. Эти машины состоят из небольшого цилиндра, наполняющегося при каждом такте более или менее полно паром (иногда целиком) и из второго цилиндра, обычно по объему в четыре раза большего, чем первый, и получающего пар только уже проработавший в первом цилиндре. Таким образом в конце работы пар, по крайней мере, учетверяет объем. Из второго цилиндра он непосредственно направляется в холодильник, но, понятно, его можно было бы впустить в третий цилиндр, вчетверо больший второго, где его объем стал бы в 16 раз больше первоначального. Главные препятствия, мешающие употреблению третьего цилиндра, это—объем, который ему следовало бы придать и большие отверстия, которые нужно было бы сделать для прохождения пара [1]).

Мы более не будем говорить на эту тему; входить в детали конструкции тепловых машин не наша цель: эти детали могут

часто вводило в грубые ошибки. Первоначально хорошо задуманная машина портится в руках неопытных строителей, вводящих в нее незначительные улучшения, но пренебрегающих основными условиями, которые они не сумели оценить.

[1]) Выгоду двух цилиндров перед одним легко заметить. В одном цилиндре импульс поршня был бы весьма различен в начале и в конце движения. Пришлось бы все части, предназначенные для передачи движения, сделать достаточно прочными, чтобы выдержать начальный импульс, и хорошо пригнать их друг к другу, чтобы они противостояли резким движениям, которым будут подвергнуты; иначе они скоро разрушатся. Именно, коромысла, подшипники, кривошип, шатун и первые зубчатые колеса наиболее будут чувствовать неодинаковость импульса. Кроме того, цилиндр должен быть достаточно крепким, чтобы выдержать наиболее высокое давление, и достаточно большого объема, чтобы умещать пар после его расширения. Употребляя же два последующих цилиндра, первый необходимо сделать крепким при малых размерах, что легко, а второй—больших размеров без особой прочности.

Машины с двумя цилиндрами, хотя и основаны на довольно хороших принципах, часто не дают ожидаемых от них результатов: причина заключается, главным образом, в трудности хорошо подобрать размеры отдельных частей машины, и поэтому они редко находятся в хорошем соотношении. Нет хороших моделей для постройки машин с двумя цилиндрами в то время, как существуют отличные модели для постройки машин системы Уатта. Отсюда проистекает разница в полезном действии машин одного рода и почти полная одинаковость в действии машин другого рода [36].

составить целую книгу, посвященную им специально, но такая книга пока не существует, по крайней мере, во Франции [1]).

Если расширение пара ограничивается, главным образом, размерами сосуда, где он должен разрежаться, то степень плотности, при которой его можно первоначально употреблять, ограничивается лишь прочностью сосуда, где пар образуется, то-есть прочностью котла. В этом отношении мы еще далеки от желаемого; устройство обычно употребляемых котлов весьма плохо, давление пара в них редко превышает 4 или 6 атмосфер, все же они часто взрываются и причиняют значительные несчастья. Без сомнения можно избежать подобных несчастий и в то же время доводить пары до давлений, значительно превышающих обычные.

Кроме машин высокого давления с двумя цилиндрами, о которых мы говорили, существуют еще машины высокого давления с одним цилиндром. Большинство этих машин было построено двумя искусными английскими инженерами Тревеликом и Вивианом. Эти машины употребляют пар при очень высоком давлении, иногда в 8-10 атмосфер, но они без холодильников. Пар после введения в цилиндр испытывает там значительное увеличение объема, но все же сохраняет давление больше атмосферного. Выполнив свою роль, он выбрасывается в атмосферу. Этот способ равносилен, в смысле полученной движущей силы, способу, при котором конденсация паров производится при 100°; очевидно, при нем теряется часть полезного действия, но указанные машины выгадывают на отсутствии холодильника и воздушного насоса. Они дешевле других, менее сложны, занимают меньше места, могут употребляться в местах, где нельзя располагать потоком холодной воды, достаточным для конденсации. В таких условиях они имеют неоцененное преимущество, их нельзя заменить другими. Эти машины употребляются, главным образом, в Англии для передвижения вагонеток для перевозки угля по рельсам, как внутри шахт, так и под открытым небом [37].

---

[1]) В труде Héron de Villefosse'a под заглавием de la Richesse minérale, 3e vol., на стр. 50 и след. можно найти хорошее описание паровых машин, ныне употребляемых при разработке копей. В Англии паровые машины довольно полно описаны в Британской Энциклопедии. Некоторые из данных, которыми мы здесь пользуемся, взяты из этой книги.

Нам остается рассмотреть употребление постоянных газов и паров, иных, чем водяной, для развития движущей силы тепла.

Несколько раз пытались заставить теплоту воздействовать на атмосферный воздух для развития движущей силы. Этот газ представляет по отношению к водяному пару следующие преимущества и неудобства:

1) Он представляет по отношению к водяному пару важное преимущество, так как имеет при том же объеме значительно меньшую емкость к теплу, а потому должен больше охлаждаться при одинаковых увеличениях объема (это доказывается сказанным выше). Было же показано, как важно изменением объема достичь наибольшего изменения температуры.

2) Водяной пар может быть образован только в котле, в то время как атмосферный воздух можно нагревать непосредственным сгоранием, происходящим в нем. Этим была бы избегнута не только большая потеря в количестве тепла, но и в его термометрических градусах. Преимущество принадлежит единственно атмосферному воздуху; другие газы им не обладают; нагреть их даже труднее, чем водяной пар.

3) Чтобы дать воздуху возможность сильно расшириться и расширением вызвать большое изменение температуры, надо взять его сперва при достаточно высоком давлении: его следовало бы сжать пневматическим насосом или каким-либо другим средством раньше, чем нагревать. Это потребует особого прибора, не существующего в паровых машинах. В последних вода, при подаче в котел, находится в жидком состоянии, и для подачи не требуется ничего, кроме небольшого питательного насоса.

4) Охлаждение пара при прикосновении с холодным телом происходит гораздо скорее и проще, чем охлаждение воздуха. Можно было бы выпускать воздух в атмосферу; это имеет то преимущество, что тогда охлаждающее тело излишне, а его не везде можно иметь. Но в этом случае расширение нельзя вести далеко, давление воздуха должно оставаться больше атмосферного.

5) Один из наибольших недостатков пара,—это невозможность брать его при высокой температуре без употребления исключительно крепких сосудов. Не так для воздуха, для него не существует определенного соотношения между температурой и упругой силой.

Воздух представляется более пригодным, чем пар, для использования движущей силы падения теплорода при высоких градусах; при низких градусах водяной пар может быть более подходящ. Одно и то же тепло может последовательно воздействовать на воздух и на водяной пар. Воздух надо оставить, после его употребления, при достаточно высокой температуре, и вместо непосредственного выбрасывания в атмосферу заставить обойти около парового котла, как если бы он непосредственно исходил из топки.

Употребление атмосферного воздуха для развития движущей силы тепла на практике представит огромные трудности, но, может быть, не непреодолимые; если их удастся победить, то воздух обнаружит большие преимущества перед водяным паром [1]).

---

[1]) Среди попыток развивать движущую силу огня посредством атмосферного воздуха следует отметить попытку господ Ниепсов, сделанную ими несколько лет тому назад во Франции; изобретатели назвали свой аппарат pyréolophore. Вот, примерно, его устройство: атмосферный воздух наполнял при обычной плотности цилиндр с поршнем. Кроме того туда вводился очень горючий материал в виде мелкого порошка, который несколько времени оставался в воздухе взвешенным; наконец, туда вводился огонь. Воспламенение производит почти такой же эффект, как если бы внутри цилиндра находилась смесь воздуха и горючего газа, например, воздуха и углеводорода; происходит род взрыва, внезапное расширение упругой жидкости; это расширение используется, его заставляют целиком действовать на поршень. Последний получает движение некоторой амплитуды, и таким образом развивается движущая сила. После этого ничто не препятствует переменить воздух и возобновить операцию, подобную первой.

Эта машина, весьма замечательная и интересная, особенно новизной принципа, грешит в одном основном пункте. Вещество, употреблявшееся в качестве топлива (порошок ликоподия, употребляемый для получения пламени в театрах), так дорого, что этим уничтожается вся выгода. К несчастью, трудно найти топливо, более подходящее по цене, так как оно должно быть в виде тонкого порошка, вспышка которого происходила бы легко, быстро распространялась и оставляла бы после себя мало или совсем бы не оставляла золы.

Нам казалось бы более выгодным действовать не как господа Ниепсы, а сперва сжать воздух насосом, затем пропустить его через вполне замкнутую топку, вводя туда маленькими порциями топливо, при помощи приспособления, легко осуществимого; затем заставить воздух выполнить работу в цилиндре с поршнем или в любом другом расширяющемся сосуде, и, наконец, выбросить его в атмосферу или заставить пойти к паровому котлу для использования оставшейся температуры [38].

Главные трудности, встречаемые в этого рода операциях: заключить топку в помещение достаточной крепости и поддерживать при этом горение

Что касается других постоянных газов, то они должны быть совсем отброшены: они имеют все недостатки атмосферного воздуха, не обладая ни одним из его преимуществ.

То же можно сказать о парах других жидкостей, по отношению к водяному пару.

Если бы нашлось в большом количестве жидкое тело, испаряющееся при более высокой температуре, чем вода,—тело, пар которого при том же объеме имел бы меньшую теплоемкость, не действовал бы на металлы, идущие на постройку машины, то оно заслуживало бы предпочтения; но природа не дает нам подобного тела.

Несколько раз предлагали употреблять пары алкоголя и даже строили для этой цели машины, избегая смешивания пара с конденсирующей водой, то-есть подводя холодное тело снаружи, а не вводя его в машину. Думали, что пары алкоголя имеют большое преимущество, так как они обладают большей упругостью, чем пары воды при равных температурах. Мы же можем в этом видеть только новое препятствие. Главный недостаток водяных паров, это — большая упругость при высоких температурах: этот же недостаток имеется у паров алкоголя, только в большей степени. Что касается преимущества в относительно большем развитии движущей силы, преимущества, которое надеялись получить, то мы знаем на основании высказанного выше принципа, что оно мнимое [39].

На употребление водяных паров и атмосферного воздуха следует направить дальнейшие попытки улучшить тепловые машины: все усилия должны быть направлены к использованию с помощью этих агентов наибольшего падения теплорода.

Мы закончим, показав, как мы далеки при современных средствах от возможности использовать всю движущую силу топлива.

Один килограмм угля, сгорающий в калориметре, дает количество тепла, способное поднять на 1 градус Цельсия прибли-

---

в должном состоянии, поддерживать различные части аппарата при умеренной температуре и мешать быстрой порче цилиндра и поршня; мы не думаем чтобы эти трудности были непреодолимы.

Говорят, недавно в Англии были сделаны удачные попытки развить движущую силу воздействием тепла на атмосферный воздух. Мы совершенно не знаем, в чем заключались эти попытки и были ли они произведены на самом деле.

зительно 7000 килограммов воды, то-есть дает 7000 единиц тепла, согласно определению этой единицы (стр. 46).

Наибольшее возможное падение теплорода измеряется разностью температуры, развитой сгоранием, и температуры тела, употребляемого для охлаждения. Температуре сгорания трудно приписать другую границу, кроме той, при которой еще может существовать соединение между кислородом и горючим материалом.

Предположив, что 1000° являются этим пределом, мы безусловно будем ниже действительности. Пусть температура холодильника равна 0°.

Мы приближенно определили на стр. 47 количество движущей силы, развиваемой 1000 единицами теплоты при переходе от 100 градусов к 99 градусам: мы нашли ее равной 1,12 единиц силы, беря за единицу 1 кубический метр воды, поднятый на 1 метр высоты.

Если бы движущая сила была пропорциональна падению теплорода и была бы одна и та же при любых термометрических градусах, то не было бы ничего проще, как определить ее в пределах от 1000° до 0°; она равнялась бы:

$$1{,}12 \cdot 1000 = 1120;$$

но так как этот закон только приближенный и, быть-может, сильно отличается от истинного при высокой температуре, то мы можем сделать только совсем грубое вычисление: положим, что число 1120 нужно уменьшить вдвое, то-есть свести до 560.

Т. к. килограмм угля развивает 7000 единиц тепла, а число 560 относится к 1000 единицам, то его нужно умножить на 7, что даст

$$7 \cdot 560 = 3920.$$

Вот движущая сила одного килограмма угля.

Чтобы сравнить этот теоретический результат с результатом опытов, посмотрим, сколько в действительности развивается движущей силы в лучших из известных тепловых машинах.

До сих пор наиболее выгодными являются большие машины с двумя цилиндрами, употребляемые для откачки воды в оловянных и медных рудниках Корнуэльса. Наилучшие результаты, даваемые ими, суть следующие: 56 миллионов фунтов воды были подняты на один английский фут при сжигании одного boisseau, $2^1/_2$ литров угля (boisseau весит 88 фун-

тов). Это действие равноценно поднятию 195 кубических метров воды на высоту 1 метр на 1 киллограмм угля, то-есть сжиганием одного килограмма угля развивалось 195 единиц движущей силы [1]).

195 единиц составляют только одну двадцатую от 3920 — теоретического максимума: следовательно, только $\frac{1}{20}$ движущей силы горения была использована.

Мы же выбрали для нашего примера лучшую из известных паровых машин.

Большинство машин много хуже их. Например, старые машины Chaillot поднимают 20 кубических метров воды на высоту в 33 метра на 30 килограмм соженного угля это составляет 22 единицы движущей силы на килограмм, результат в 9 раз меньший указанного выше и в 180 раз меньший теоретического максимума.

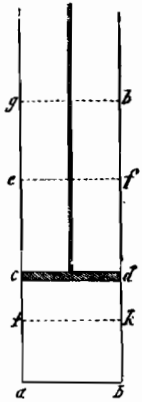
Нельзя надеяться хотя бы когда-либо практически использовать всю движущую силу топлива. Попытки, сделанные для приближения к этому результату, будут скорее вредными, чем полезными, если они заставят забыть другие важные обстоятельства. Экономия топлива это лишь одно из условий, которое должны выполнять тепловые машины; при многих обстоятельствах оно второстепенно, оно часто должно уступать

---

[1]) Машина, дававшая указанные результаты, имела большой цилиндр диаметром в 45 дюймов и с ходом поршня в 7 футов. Машина употребляется для поднятия воды в одном руднике Корнуэльса, называемом Wheal Abraham. На этот результат надо смотреть как на некоторого рода исключение, он был временным и продержался лишь один месяц. Поднятие 30 миллионов фунтов на один английский фут на каждый boisseau угля в 88 фунтов является прекрасным результатом для действия паровой машины; он иногда достигается машинами Watt'a, но очень редко превышается. Во французских мерах этот результат составляет 104.000 килограммов, поднятых на высоту одного метра при сгорании одного килограмма угля. Если держаться обычного определения лошадиной силы, то машина в 10 лошадиных сил должна подымать в секунду 10×75 килогр. или 750 килограммов на высоту одного метра, или в час $750 \times 3.600 = 2.700.000$ килограммов на 1 метр. Полагая, что каждый килограмм угля подымает 104.000 килограммов на такую же высоту, то, чтобы узнать количество угля, сожженного 10-сильной машиной в один час, мы должны 2.700:000 разделить на 104.000, что даст $\frac{2.700}{104} = 26$ килогр., но чрезвычайно редко бывает, чтобы 10-сильная машина употребляла в час меньше 26 килограммов угля.

первенство надежности, прочности и долговечности машины, малому занимаемому месту, дешевизне ее установки и т. д.

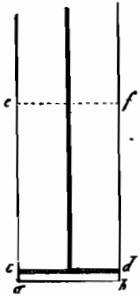
В каждом случае суметь использовать должным образом удобства и экономность, отделить наиболее важные условия от второстепенных, подходящим образом их сбалансировать, чтобы с наиболее простыми средствами достигнуть наилучших результатов,—таковы должны быть основные способности человека, призванного управлять и приводить в согласие между собой работы себе подобных, чтобы заставить их действовать на какое-либо полезное дело.



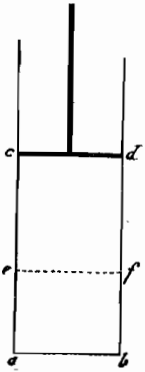
Черт. 2.

Черт. 3.

Черт. 1.



Черт. 4.



Черт. 5.

Примечания.

Карно [Carnot, Sadi Nicolas Léonard (1796—1832)], старший сын L. N. M. Carnot[1]), родился в Париже 1 июня 1796. Он поступил в Политехническую школу (Ecole Polytechnique) в 1812 году и окончил ее в конце 1814 года с назначением в инженерные войска, имея перед собою блестящую и быструю служебную карьеру. Но так как надежда на такую карьеру исчезла после Ватерлоо и второй реставрации, когда отец Карно был окончательно осужден, и служба не давала ему ни досуга ни возможности к расширению научного образования, то он в 1819 году после экзамена перешел с чином поручика в главный штаб (état major). Он получил теперь возможность заняться с большим рвением математикой, физикой, химией, биологией и политической экономией. Карно был большим любителем музыки и ценителем прочих изящных искусств; в свободное от занятий время он любил заниматься спортом, так, напр., плаванием и фехтованием. В 1827 году он был произведен в капитаны по инженерным войскам, но в следующем году оставил службу окончательно. Карно был слабого здоровья и еще подорвал его напряженными научными занятиями; заболев сперва скарлатиной, повлекшей за собою воспаление мозга, он, едва оправившись от этих болезней, скончался 24 августа 1832 года от приступа холеры [2]).

Единственный труд, опубликованный самим Карно, это его мемуар „Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу", изданный книгоиздателем Башелье (Bachelier) в Париже в 1824 году.

Мемуар этот не имел большого распространения; лишь в 1834 году Клапейрон (E. Clapeyron) обратил на него внимание и повторил рассуждения Карно в статье того же названия (Journal de l'Ecole Polytechnique *14*, 170, 1834), придав изложению вошедшую с тех пор в общее употребление аналитическую и графическую форму. Эта статья Клапейрона была перепечатана впоследствии в анналах Поггендорфа (Pogg. Ann. *59*, 446, 1843). Из этой статьи почерпнули свое знакомство с основными идеями Карно В. Томсон (William Thomson, впоследствии Lord Kelvin), развивавший их сначала на том же основании вещественной теории тепла, что и Карно и Клапейрон), а затем и Р. Клаузиус (Rudolf Clausius;)

---

[1]) Лазарь Карно—„l'organisateur de la victoire".

[2]) См. переизданные его братом в 1878 г. в Париже „Reflexions", а также Encyclopaedia Brittanica и Ostwald's Klassiker № 37.

одновременно с Томсоном (в последующих его работах) они сопоставили и сумели соединить в одно целое идеи Карно и принцип эквивалентности тепла и работы, чем и положили основание современной термодинамики. Работы эти относятся к 1850 и последующим годам.

Можно с уверенностью сказать, что лишь преждевременная смерть на 37 году жизни помешала Карно закончить предпринятые им дальнейшие исследования по вопросу, которому он посвятил свой мемуар; из опубликованных его братом выдержек из дневника последних годов его жизни (см. факсимиле [1]) и его перевод, приложенный к настоящему изданию) ясно видно, что Карно уже совершенно правильно формулировал для себя ту новую точку зрения на природу тепла и эквивалентности тепла и работы, которую мы находим лишь десяток лет спустя вполне обоснованно высказанной в работах Роберта Майера (1842), экспериментально подтвержденной Джоулем (James Prescott Joule) (начиная с 1843 года) и распространенной на все области физики Гельмгольцем (1847). Если бы Карно было суждено довести до конца свои исследования, то, быть может, мы получили бы всецело из его рук основания термодинамики, в сущности, в готовом виде и гораздо раньше, чем они были установлены в действительности.

В дальнейших примечаниях мы предполагаем, что читатель знаком в общих чертах с основами термодинамики в их обычном изложении, так как только тогда, по нашему мнению, читатель сможет вполне оценить то высокое значение в истории науки, которое имеет это замечательное произведение. Для ознакомления с историей развития наших воззрений на природу тепла можно рекомендовать прекрасную книгу Э. Маха «Die Prinzipien der Wärmelehre».

---

[1] стр. 6. Можно заметить, что использование движущей силы падения воды („белый уголь") в связи с развитием электротехнических методов передачи энергии на большие расстояния в настоящее время вновь приобрело самостоятельное и важное значение и имеет широкую будущность.

[2] стр. 7. Здесь уместно упомянуть о воздухоплавании, о котором во времена Карно серьезно говорить не приходилось. Оно находится в настоящее время, пожалуй, в таком же состоянии начала своего успешного развития,

---

[1]) Это факсимиле помещено также в издании Hermann'a (Paris, 1912), которое есть точная репродукция оригинала 1824 года, и которым мы пользовались при переводе. По поводу содержания этих строк Анри Пуанкаре (Thermodynamique, Paris 1892, p. 51) замечает: „Можно ли яснее и точнее высказать закон сохранения энергии?" Заметим также, что значение эквивалента, вычисленное Карно в 2,70 больших калорий на единицу работы, за которую Карно принимает 1000 килограммометров, соответствует 370 килограммометрам на одну большую калорию, что не далеко от истины (427 кгрм.) и совпадает с числом Майера (см. Poincaré, l. c.) Существует немецкий перевод мемуара Карно, помещенный в издании „Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften" (№ 37) и сделанный самим Оствальдом. Некоторые из примечаний Оствальда, как чисто формального характера, так и содержащие оригинальные его мысли, нам естественно пришлось повторить почти дословно.

как пароходство в то время, когда Карно писал свой мемуар. Практически применимое решение проблемы воздухоплавания стало возможным только с появлением достаточно мощных по отношению к их весу двигателей внутреннего сгорания—особого вида тепловой машины, принципиальное преимущество которого было оценено уже самим Карно (см. стр. 58 и примечание [38]).

[3] стр. 8. Под термином „движущая сила“ (puissance motrice) Карно понимает то, что в настоящее время принято называть работой, что следует из точного определения этого понятия, данного в примечании в тексте.

[4] стр. 9. Следуя примеру Оствальда, мы переводим chaleur—тепло или теплота, calorique—теплород. В вещественной теории тепла эти слова служат для обозначения одного и того же понятия, но, как замечает Оствальд, характерно то, что проводя аналогию с падением воды, Карно всегда говорит о падении теплорода.

[5] стр. 10. Это, как мы теперь знаем, неверное утверждение неизбежно на почве старой теории тепла, которая считала, что при всех тепловых процессах количество тепла в принимающих участие телах остается неизменным, что и приводит, естественно, к воззрению на теплоту как на особое вещество, „теплород“, обладающее свойством неуничтожаемости. Вторая же часть предложения есть ясная и точная формулировка основной идеи, последовательно проведенной через все сочинение и, в той или иной формулировке, лежащей в основе второго начала классической термодинамики.

[6] стр. 10. Невозможность получения работы из запаса тепла определенной температуры при наличности только той же самой температуры во всех окружающих телах, являющаяся следствием высказанного Карно принципа, может быть, в свою очередь, положена в основание второго начала, с необходимым только добавлением, что невозможность эта утверждается для периодически действующей машины, каковой и является, например, паровая машина. По предложению Оствальда такая периодически действующая машина, непрерывно дающая работу, как мы теперь должны сказать, за счет теплоты одного только резервуара или источника тепла, называется perpetuum mobile второго рода, в отличие от perpetuum mobile первого рода, т.-е. машины, создающей работу из ничего и отрицаемой принципом, называемым теперь принципом сохранения энергии или первым началом термодинамики. Карно показывает здесь невозможность perpetuum mobile второго рода для частного случая паровой машины.

[7] стр. 12. Здесь окончательно формулируется основное предложение, что для получения движущей силы при посредстве тепла необходима разность температур.

[8] стр. 13. Такого рода обратные процессы на самом деле осуществляются в холодильных машинах, только, в большинстве случаев, не с водяным паром, а с другими веществами, например, с аммиаком.

[9] стр. 13. „Упругие жидкости“ (fluides élastiques)—обычное раньше название для газов и паров в отличие от капельножидких тел, обладающих ничтожной сжимаемостью и называемых в общежитии просто жидкостями.

[10] стр. 15. В современном изложении принято вводить понятие коэффициента полезного действия кругового процесса или цикла, понимая под этим термином отношение полученной в цикле работы к количеству

тепла, взятого от нагревателя. Так как Карно рассматривает максимальную „движущую силу", т-е. максимальный коэффициент полезного действия, то высказанная здесь теорема может быть формулирована следующим образом: максимальный коэффициент полезного действия цикла с одним нагревателем и одним холодильником зависит только от температур этих резервуаров тепла и не зависит от вещества, с которым совершается цикл. Эта теорема в обычном изложении термодинамики является исходной для введения понятия об абсолютной температуре, энтропии и всех дальнейших выводов. Непосредственно вслед за формулировкой этой теоремы Карно устанавливает условия, необходимые для того, чтобы работа, полученная в цикле, была максимальная; условия эти заключаются в обратимости процесса, т.-е. в том, чтобы во всякий момент процесса состояние всех тел, принимающих в нем участие, бесконечно мало отличалось от равновесия.

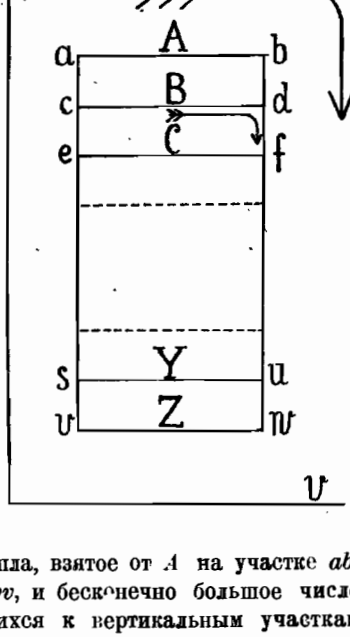
Заметим, что, как видно из рассуждений Карно, для доказательства этой теоремы при вещественной теории тепла достаточно одного лишь принципа, именно,—принципа невозможности perpetuum mobile первого рода, т.-е. получения работы при помощи какого бы то ни было процесса, не оставляющего, в конце концов, никаких изменений в телах, принимавших в нем участие. Действительно, рассмотрение кругового процесса, этот гениальный прием Карно, показывает, что после возвращения рабочего вещества в первоначальное состояние в итоге оказывается полученная работа и, с точки зрения вещественной теории тепла, перенос некоторого количества тепла из нагревателя в холодильник, при чем общее количество тепла остается неизменным. Таким образом, основное положение Карно о необходимости „падения теплорода" вытекает с необходимостью, так как без этого единственного остающегося изменения принцип невозможности perpetuum mobile был бы нарушен.

Принцип этот сохранился до сих пор, но вещественная теория тепла после работ Майера, Джоуля и Гельмгольца была оставлена, и мы знаем теперь, что в тепловой машине работа получается за счет части количества тепла, отнимаемого у нагревателя, так что холодильник получает меньшее ее количество. А тогда, с точки зрения того же принципа, существование падения температуры уже, казалось бы, не является необходимым, а представляет собой совершенно независимый факт, впервые ясно и в общем виде формулированный Карно. Точно так же и доказательство теоремы Карно нельзя основывать на невозможности perpetuum mobile первого рода. Клаузиусу и В. Томсону принадлежит заслуга признания основного принципа Карно, в несколько расширенной формулировке, за новый и независимый принцип, который ныне известен как второе начало термодинамики, в то время как первый принцип в совокупности с эквивалентностью работы и количества тепла носит название первого начала термодинамики.

[11] стр. 16. Карно ограничивает здесь свои рассуждения чисто тепловыми явлениями, не входя в область явлений химических; эти явления были введены в круг рассмотрения термодинамики лишь значительно позднее, именно впервые в трудно доступных и остававшихся поэтому долгое время неизвестными работах Гиббса (J. W. Gibbs) (семидесятые годы прошлого столетия).

[12] стр. 18. Мы позволим себе несколько развить это замечание Карно. Изобразим, как это теперь принято, совокупность процессов между бесконечно малыми разностями температур, которыми Карно заменяет процесс, идущий между телами A и Z, разность температур которых конечна, на диаграмме Клапейрона. По абсциссам отложен объем v, а по ординатам давление p; рабочее вещество в точке b пусть будет сухой пар, насыщающий пространство при температуре тела A, а в точке a—жидкая вода при том же давлении и той же температуре. Тогда, как известно, во всех точках внутри прямоугольника $abwv$ мы будем иметь смесь пара и воды, или „влажный пар“.

Рассмотрим элементарный процесс между температурами тел B и C: берем рабочее вещество в состоянии, соответствующем, например, точке c, и проделываем с ним процесс $cdfec$ в прямом направлении (сплошная стрелка). Полученная работа равна площади этого элементарного прямоугольника; на участке cd от тела B отнимается тепло, на участке fe телу C сообщается тепло, кроме того, тело C получит очень малое количество тепла на участке df, где с ним будет приведено в соприкосновение рабочее вещество с более высокой температурой, а именно с температурой тела B. В свою очередь тело B потеряет на участке bc некоторое малое количество тепла от соприкосновения с рабочим веществом, имеющим температуру тела C. Результатом совокупности всех элементарных процессов будет следующее. Конечные количества тепла, взятые на горизонтальных участках (изотермах) от промежуточных тел B, C... Y, как раз покроются отданными им количествами тепла в соответственно предыдущих элементарных циклах; останется совершенная работа, измеряемая всей площадью $abwv$, количество тепла, взятое от A на участке ab, количество тепла, отданное Z на участке wv, и бесконечно большое число бесконечно малых количеств тепла, относящихся к вертикальным участкам нашей диаграммы. Все же экземпляры рабочего вещества (по одному на каждый элементарный цикл) будут возвращены в свое первоначальное состояние. Точно того же эффекта можно достигнуть посредством одного экземпляра рабочего вещества, заставив его описать цикл $abdf...uwvs...eca$, пользуясь при этом промежуточными телами B, C... Y для постепенного охлаждения на правой нисходящей и для такого же нагревания на левой восходящей прямой нашей диаграммы.



Как при этом последнем процессе, так и при эквивалентной ему совокупности элементарных процессов у нас никогда не будет соприкосновения тел с конечной разностью температур; поэтому можно предвидеть (и легко показать более детальным рассмотрением), что процессы эти в пределе, при

бесконечно большом числе промежуточных тел с бесконечно малыми разностями температур, будут обратимы, так что к ним рассуждения Карно будут приложимы во всей строгости. Предложенная Карно схема, как мы старались показать, в сущности заключает в себе концепцию понятия „обратимого нагревания", которое грубо осуществляется в некоторых тепловых машинах с регенерацией. Заметим, что так как теплоемкость рабочего вещества зависит от его состояния, то тепловой баланс на вертикальных участках нашей диаграммы, вообще говоря, приводит к перераспределению конечного количества тепла между телами $A,B,C,\ldots Y,Z$, так что восстановление начального состояния промежуточных тел достигается только полным обращением всего процесса, и при расчете коэффициента полезного действия приходится принимать во внимание все источники тепла без исключения, благодаря чему детальное рассмотрение этого процесса получается несколько сложным. Поэтому, очевидно, Карно искал и нашел значительно более простой цикл, требующий только двух источников тепла и строго обратимый при любой конечной разности их температур (см. стр. 20 и примечание [15]).

[13] стр. 19. Кажущиеся противоречия, на которые указывает здесь Карно, а также многие другие затруднения, с которыми встречалась современная Карно физика в толковании тепловых явлений в идеальных газах,—конечно, происходят от отсутствия в то время понятия об эквивалентности тепла и работы. Именно в газах, где внешняя работа, благодаря их большой сжимаемости, играет большую роль рядом с изменениями внутренней энергии, вещественная теория тепла должна была привести к противоречиям, в то время как в современной теории идеальные газы являются тем примером, на котором все термодинамические соображения могут быть с наибольшей простотой доведены до конца.

Объяснение, которое Карно дает распределению температуры в атмосфере, именно ее падению с высотой—с известными ограничениями (инверсия хода температуры на большой высоте и появление изотермических слоев) в настоящее время считается правильным. Теория конвективного равновесия атмосферы действительно выводит распределение температуры в атмосфере из адиабатического охлаждения и нагревания в восходящих и нисходящих потоках.

[14] стр. 20. Этим термином мы переводим выражение Карно: „calorique, dû au changement de volume".

[15] стр. 20. В дальнейшем следует описание классического обратимого кругового процесса Карно, которым постоянно пользуются и в современной термодинамике.

[16] стр. 22. Это замечание Карно, брошенное, так сказать, мимоходом, свидетельствует, что уже во время составления этого мемуара он ощущал несовершенства теории теплорода; разбирая как раз вопрос о получении работы при посредстве теплоты, он неизбежно должен был натолкнуться на эти несовершенства.

[17] стр. 26. Число $\frac{1}{116}$, даваемое Карно для адиабатического процесса, можно считать достаточно точным, в чем нетрудно убедиться, пользуясь известной формулой $Tv^{\varkappa-1}=\text{const}$, где T абсолютная температура, а

$\varkappa = \frac{C_p}{C_v} = 1{,}41$ для воздуха. Вместо $\frac{1}{267}$ для расширения при постоянном давлении следует, конечно, взять $\frac{1}{273}$.

[18] стр. 27. Эти рассуждения Карно, как основанные на вещественной теории тепла, с современной точки зрения ошибочны, хотя и приводят к верному результату относительно постоянства разности двух теплоемкостей.

[19] стр. 28. Приводим данные для теплоемкостей газов при постоянном давлении, как они даны Клаузиусом по наблюдениям Реньо (Ann. d. Chem. u. Pharm. 118, p. 106, 1861 и Abh. über die mechan. Wärmetheorie, I Abt. p. 286, Braunschweig 1864.) Эти же данные приводит Оствальд. Для целей, преследуемых Карно, точность этих данных совершенно достаточна. Данные эти отнесены к одинаковым объемам, и C_v для воздуха положено, как у Карно, равным единице. Сводку новейших данных читатель найдет в главе о теплоемкости курса О. Д Хвольсона, том. III, 4 издание, 1918 г. (Глава эта вышла также отдельным изданием).

Воздух	1,000	Закись азота N_2O	1,45
Водород H_2	0,993	Маслородный газ (этилен) C_2H_4	1,75
Углекислый газ CO_2	1,39	Окись углерода CO	0,998
Кислород O_2	1,013		
Азот N_2	0,997		

[20] стр. 29. В действительности, так как бесконечно малое изменение температуры dT при адиабатическом сжатии на dv равно $\frac{RT}{C_v}\frac{dv}{v}$, то даже в предположении независимости C_v от объема (что на самом деле имеет место) при равных относительных сжатиях $\frac{dv}{v}$, изменение температуры вдоль по адиабате будет меняться, так как меняется абсолютная температура T.

[21] стр. 31. Приводимое Карно в примечании вычисление, при помощи которого получено число 300°, имеющееся в тексте, не верно (см. примечание [20]). В действительности при сжатии воздуха до $^1/_{14}$ первоначального объема и при начальной температуре в 0° получается 533°, а при сжатии на $^1/_2$—90° как конечная температура, при чем в этом вычислении предположено, что C_v не зависит ни от температуры, ни от объема.

[22] стр. 32. Далее следуют соображения, всецело покоющиеся на законе сохранения теплорода и потому неверные. Теплоемкости газов в области температур и давлений, где они достаточно близки к идеальному газу, от объема почти совершенно не зависят: от температуры же—зависят весьма мало, за исключением очень низких и очень высоких температур.

[23] стр. 33. В оригинальном тексте, очевидно по ошибке, сказано „Мариотта“.

[24] стр. 34. Хотя предыдущие рассуждения, как указано в примечании [18], основаны на ошибочной вещественной теории тепла, все же и в этой несколько иной формулировке высказанная теорема верна.

[25] стр. 36. Формула, выведенная здесь Карно, неверна (см. примечание [18]). В пояснение формальных рассуждений, изложенных в тексте может быть, недостаточно ясно, укажем, что формула эта содержит на первый взгляд четыре неопределенных постоянных, на самом же деле, конечно, только три, так как значение правой части не изменится, если мы увеличим все четыре постоянные в одинаковое число раз. Полагая при $t = 0°C$ первоначальный объем $V = 1$ мы определяем еще одну постоянную, а именно,—очевидно, $A = 0$.

[26] стр. 36. Остроумные догадки Карно, изложенные в примечании, далеко не исчерпывают сложного вопроса о зависимости теплоемкости всех тел от температуры; действительно теплоемкость газов в широких пределах весьма мало зависит от температуры, но все же эта зависимость существует и (ср. примечание [22]) за этими пределами становится весьма заметной.

[27] стр. 37. Это утверждение вытекает как следствие из результатов опытов Клемана и Дезорма, которые Карно цитирует в тексте, или закона, известного также под именем закона Уатта (см. Хвольсон, Курс физики. Т. III, стр. 578). Вещественная теория тепла должна, конечно, привести к заключению, что раз количества тепла, необходимые для нагревания воды от 0° до некоторой температуры $t°$ и обращения ее в сухой насыщенный пар при этой температуре, не зависят от t, то „содержащееся“ в таком паре количество тепла не зависит от t. Поэтому все состояния сухого насыщенного пара должны лежать на одной адиабате, так как по воззрению вещественной теории тепла адиабата есть как раз кривая, соединяющая все состояния одинакового содержания теплорода. Отсюда ясно заключение, выводимое Карно, что адиабатическое изменение объема сухого насыщенного пара должно оставлять его насыщенным. На самом деле закон Watt'a не верен; если мы обозначим скрытую теплоту парообразования через ρ, теплоемкость жидкой воды примем равной единице, а через λ обозначим „полную теплоту пара“, т. е. количество тепла, необходимое для совершения вышеуказанного процесса, то имеет место не

$$\lambda = \rho + t = \text{const.} \qquad \text{(Уатт)},$$

а

$$\lambda = \rho + t = 606{,}5 + 0.305\ t \qquad \text{(Реньо)}.$$

Но даже, если бы был верен закон Уатта, все же, по современной термодинамике, из него не следовал бы результат Карно; он получается только от присоединения к закону Уатта вещественной теории тепла.

[28] стр. 40. Здесь снова Карно в своих рассуждениях явно пользуется вещественной теорией тепла. Качественно правильный результат, получающийся отсюда, в настоящее время выводится на основании совершенно других соображений.

[29] стр. 41. Заключение это верно, несмотря на неверные предпосылки; в современной термодинамике правильный и количественно определенный результат, что коэффициент полезного действия обратимого цикла Карно равен разности температур, деленной на абсолютную температуру более горячего источника, получается из комбинирования обоих начал термодинамики,

[30] стр. 42. Ft обозначает функцию от t; мы написали бы теперь F(t). Этим обозначением без скобок пользовались раньше многие математики.

[31] стр. 44. Величина $F't$, на самом деле равная $\frac{1}{T}$, где T есть абсолютная температура, некоторое время носила название функции Карно и обозначалась через C. Более полную и аналитически более разработанную формулировку рассуждений Карно, изложенных в этом примечании, читатель найдет, например, в курсах термодинамики Пуанкаре и Бертрана.

[32] стр. 50. Карно пытается использовать здесь имевшиеся в его распоряжении весьма несовершенные экспериментальные данные для того, чтобы убедиться в том, что одинаковые количества тепла при той же разности температур должны дать то же самое количество работы независимо от употребленного рабочего вещества. Вычисление это производится приближенно, и результат должен быть тем ближе к истине, чем меньше взятая разность температур. В современном изложении эти рассуждения приводят к следующему результату, допускающему более непосредственную и точную проверку.

Обозначим через dp разность упругостей насыщенного пара при абсолютных температурах T и $T-dT$, через V_n и $V_{ж}$ — объемы единиц массы рабочего вещества в состоянии сухого насыщенного пара и жидкости при этой температуре, а через ρ — скрытую теплоту парообразования. Тогда работа элементарного цикла будет равна

$$(V_n - V_{ж})\, dp,$$

а отношение этой работы к полученному веществом при расширении количеству тепла ρ, т.-е. величина

$$\eta = \frac{(V_n - V_{ж})\, dp}{\rho}$$

будет коэффициентом полезного действия цикла. Величина эта не должна зависеть от вещества и, согласно примечанию [29], равняется

$$\eta = \frac{dT}{T}.$$

Приравнивая эти два выражения, мы можем переписать получившееся соотношение в виде формулы:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\rho}{T(V_n - V_{ж})},$$

хорошо известной под названием формулы Клапейрона, которая блестяще оправдалась на опыте для всех веществ.

[33] стр. 50. Здесь опять в изложении Карно проскальзывает ощущение неудовлетворительности современной ему теории теплорода (см. примечание [16]).

[34] стр. 50. Изложенное в дальнейшем свободно от ошибок, проистекающих от неправильной вещественной теории тепла, и читается и в настоящее время с большим интересом.

[35] стр. 56. Некоторые исправления очевидных опечаток таблицы оригинального текста произведены у Оствальда.

[36] стр. 57. Современные исследования многоцилиндровых машин показали, что их выгода при целесообразной конструкции и употреблении пе-

регретого пара высокого давления весьма велика, и не только из-за использования большей разности температур и из тех конструктивных соображений, которые приводит Карно, но, главным образом, вследствие возможности избежать вторичных явлений, которые заключаются в том, что во время расширения насыщенного пара происходит конденсация воды на стенках цилиндра и связанная с этим потеря работы вследствие отдачи тепла его стенкам. В курсах технической термодинамики показывается, что с этим можно бороться, употребляя перегретый пар и не доводя расширения до образования воды на стенках; чтобы использовать работу дальнейшего расширения, необходимо употребить другой прием—именно паровую рубашку. Вместе с тем в этой второй части цикла размер расширения гораздо больше, а давление—меньше, чем в первой; эти обстоятельства, в дополнение к соображениям Карно, требуют разделения расширения на два или три цилиндра совершенно различной конструкции. Конечно, правильный расчет их стал возможным лишь после установления обстоятельств упомянутых побочных явлений, и неудивительно, что во времена Карно техника, действовавшая совершенно ощупью, еще не могла выработать сколько-нибудь установившихся и выгодных типов многоцилиндровых машин.

[37] стр. 58. Как справедливо замечает Оствальд, это — зачатки современных железных дорог.

[38] стр. 60. Следуя Оствальду, обращаем внимание на этот прообраз современных моторов внутреннего сгорания. Но следует еще указать, что руководясь своими основными идеями, Карно мог сразу указать на несомненное теоретическое преимущество этих тепловых двигателей перед паровой машиной с точки зрения использования большой разности температур, получаемой при горении. В светильном газе и жидком топливе (спирт и разные нефтяные продукты) мы теперь имеем для этих двигателей топливо, удовлетворяющее всем требованиям, поставленным Карно.

[39] стр. 61. То обстоятельство, что Карно, руководясь основами своей теории, мог сделать столь категорическое, вполне ясно формулированное и совершенно правильное утверждение, показывает, сколь далеко он ушел вперед по сравнению с состоянием современной ему тепловой техники, ограничивавшейся чисто эмпирическими исканиями. Употребление веществ с низкой точкой кипения, правда, имеет место в современной нам технике, но не из-за мнимой выгоды большого давления их паров при высоких температурах, а для использования тепла, отдаваемого водяным паром при низшей температуре цикла паровой машины. Ссылаясь на курсы технической термодинамики, укажем лишь, что такой комбинацией двух и более циклов с разными веществами также удается избегнуть тех вредных побочных явлений, на которые было указано в примечании [36], используя при этом все имеющееся в распоряжении падение температуры.

La chaleur n'est autre chose que la puissance motrice ou plutôt que le mouvement qui a changé de forme, c'est un mouvement partout où il y a destruction de P.M. dans les particules de Phys. il y a en même temps production de chaleur en quantité précisément proportionnelle à la q.té de P.M. détruite réciproquement partout où il y a destruction de chaleur il y a production de P.M.

On peut donc poser en thèse générale que la P.M. est en quantité invariable dans la nature qu'elle n'est jamais à proprement parler ni produite, ni détruite, ~~qu'elle~~ qu'à la vérité elle change de forme c.à.d. qu'elle produit tantôt un genre de mouvement, tantôt un autre ~~mais qu'elle existe toujours~~ mais elle n'est jamais anéantie.

D'après quelques idées que je me suis formées sur la théorie de la chaleur, la production d'une unité de puissance motrice nécessite la destruction de 2,70 unités de chaleur.

Une machine qui produirait 20 unités de P.M. par kilog. de charbon devrait anéantir $\frac{20 \cdot 2,70}{7000}$ de la chaleur développée par la combustion, $\frac{20 \cdot 2,7}{7000} = \frac{8}{1000}$ environ c.à.d. moins de $\frac{1}{100}$

ПЕРЕВОД.

Тепло ни что иное как движущая сила или, вернее, движение, изменившее свой вид; это движение частиц тел; повсюду, где происходит уничтожение движущей силы, возникает одновременно теплота в количестве точно пропорциональном количеству исчезнувшей движущей силы. Обратно: всегда при исчезновении тепла возникает движущая сила.

Таким образом можно высказать общее положение: движущая сила существует в природе в неизменном количестве, она собственно говоря, никогда не создается, никогда не уничтожается; в действительности она меняет форму т.-е. вызывает то один род движения, то другой, но никогда не исчезает.

По некоторым представлениям, которые у меня сложились относительно теории тепла, создание единицы движущей силы требует затраты 2,70 единиц тепла.

Машина, которая производила бы 20 единиц движущей силы на килограмм угля, должна была бы уничтожать $\frac{20 . 2,70}{7000}$ теплоты, развитой горением.

$\frac{20 . 2,7}{7000} = \frac{8}{1000}$ приблизительно, т.е. менее $^1/_{100}$.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

Стр.

С. Карно. Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу 5

Примечания 65

Фронтиспис представляет собою воспроизведение оригинального титульного листа с первого издания книги С. Карно.