

ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ФИЗИКА

МАНГА

ТЕРМОДИНАМИКА

Томохиро Харада
Риэ Кавамото

ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ФИЗИКА
ТЕРМОДИНАМИКА
МАНГА



Томохиро Харада
Риэ Кавамото
Universal Publishing



OHM
Ohmsha

ОДЭКА

DMK
издательство

Занимательная физика

ТЕРМОДИНАМИКА

Манга

マンガでわかる
.....
熱力学

原田知広／著

川本梨恵／作画

ユニバーサル・パブリッシング／制作



ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ МАНГА
ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ФИЗИКА.
.....
Термодинамика

ХАРАДА ТОМОХИРО
КАВАМОТО РИЭ

ПЕРЕВОД С ЯПОНСКОГО
КЛИОНСКОГО А. Б.



ДМК
пресс
издательство

ОДЭКА

Москва
Додэка, ДМК Пресс, 2015

УДК 536
ББК 22.317
Т56

Томохиро, Харада.

- Т56 Занимательная физика. Термодинамика. Манга. / Томохиро Харада (автор), Риэ Кавамото (худож.); пер. с яп. Клионского А. Б. – М. : ДМК Пресс, 2015. – 208 с.: ил. – (Серия «Образовательная манга»). – Доп. тит. л. яп. – ISBN 978-5-97060-118-1.

Клуб «Необуч» – лаборатория необычных вкусов – переживает нелёгкие времена. Грядёт университетская проверка, в ходе которой члены клуба должны предъявить результаты своей деятельности. Но первокурсница Эйми Мураяма по случайности съела заварные пирожные, предназначенные для оценки работы клуба! Что же теперь делать?

Положение усугубляется тем, что у Эйми проблемы в учёбе: ей слишком трудно даётся курс термодинамики. Сэнсэй Масунаги и старшекурсник Като помогают ей наверстать упущенное. Каковы основные начала термодинамики? В чём разница между теплотой и температурой? Что такое обратимые и необратимые процессы? А главное – помогут ли эти знания в деле спасения клуба?

Увлекательный сюжет и иллюстрированные объяснения помогут читателям освежить знания или сделать первый шаг в удивительный мир термодинамики!

УДК 536
ББК 22.317

Original Japanese edition
Manga de Wakaru Netsu Rikigaku (Manga Guide: Thermodynamics)
by Tomohiro Harada (Author), Rie Kawamoto (Illustrator) and Universal Publishing (Producer)
Published by Ohmsha, Ltd.
3-1 Kanda Nishikicho, Chiyodaku, Tokyo, Japan
Russian language edition copyright © 2015 by DMK Press
Translation rights arranged with Ohmsha, Ltd.

Все права защищены. Никакая часть этого издания не может быть воспроизведена в любой форме или любыми средствами, электронными или механическими, включая фотографирование, ксерокопирование или иные средства копирования или сохранения информации, без письменного разрешения издательства.

ISBN 978-4-274-06688-7 (яп.) Copyright © 2009 Tomohiro Harada and Universal Publishing.
ISBN 978-5-94120-268-3 (Додэка) © Перевод, Издательский дом «Додэка-XXI», 2013
ISBN 978-5-97060-118-1 (ДМК Пресс) © Оформление, издание, ДМК Пресс, 2015

ПРЕДИСЛОВИЕ

Впервые в мире? Манга о термодинамике?..

Дорогие читатели, любите ли вы физику? Эта книга посвящена изучению термодинамики – одного из разделов физики.

Но, может быть, вы полагаете, что физика для вас чрезмерно сложна? Скорее всего, причина такого «комплекса неполноценности» кроется в неудачном опыте изучения механики, которую в качестве основного раздела физики преподают в школе. Но не беспокойтесь: изучение термодинамики принесёт удовольствие даже тому, кто не силён в механике! Здесь не встретится ничего похожего, например, на закон инерции, уравнение движения и тому подобных вещей. К тому же данная книга написана в лёгкой, занимательной форме, так чтобы читать её было легко и интересно. Для начала можете просто полистать её, рассматривая рисунки.

Наконец, все основные законы термодинамики представлены здесь не в математическом, а в словесном выражении – это особенно важно для тех, кто не любит формулы.

Впрочем, возможно, что среди читателей этой книги встретятся и знатоки физики! Осмелюсь спросить у них: «Что именно привлекает вас в физике?» Может быть, загадки элементарных частиц, составляющих основу материи, или тайны бескрайней Вселенной? В таком случае, вероятно, вас больше всего привлекают квантовая механика или теория относительности, по сравнению с которыми термодинамика кажется чересчур приземлённой... Но не спешите с выводами. Всё-таки не случайно термодинамика вызывает пристальное внимание многих людей, глубоко изучающих физику. Одна из причин тому – широта её применения. Многие законы механики и других разделов физики верны только для идеальных условий, но в термодинамике всё иначе: её законам подчиняются любые природные явления!

Поэтому, если кто-то из знатоков физики спросит вас, какой раздел этой науки вам более всего интересен, смело отвечайте: «Конечно, термодинамика!» И тогда вас сочтут настоящим физиком.

В заключение я хотел бы поблагодарить сотрудников Отдела разработок издательства Ohmsha, г-жу Окимото Юка из компании UNIVERSAL PUBLISHING, а также художницу г-жу Кавамото Риэ за неоценимую помощь в подготовке данной книги.

*Харада Томохиро
Декабрь 2009 г.*

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	2
ПРОЛОГ. КРИЗИС КЛУБА "НЕОБУЧ"	7
ГЛАВА 1. ТЕМПЕРАТУРА И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ	13
1.0. Лаборатория Масунаги	14
1.1. Понятие температуры	17
1.2. Тепловое равновесие	22
Спецкурс Като-куна. Лекция 1	27
1.3. Закон Бойля-Мариотта	28
1.4. Закон Гей-Люссака	30
1.5. Объединённый газовый закон	32
Спецкурс Като-куна. Лекция 2	37
1.6. Математические формулы и обозначения, используемые в термодинамике	39
1.6.1. Список используемых букв и обозначений	39
1.6.2. Краткий экскурс в математику	40
1.6.3. Частные производные и полный дифференциал	44
1.6.4. Криволинейный интеграл и контурный интеграл	47
1.7. Уравнение состояния	51
Итоги главы 1	54
ГЛАВА 2. ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ	55
2.0. Хитрый план председателя клуба	56
2.1. Работа и энергия	58
2.2. Теплонепроницаемая стенка	64
2.3. Первое начало термодинамики	67
2.4. Что такое теплота?	73
Спецкурс Като-куна. Лекция 3	77
2.5. Опыт Джоуля	78
2.7. Гидростатическое давление	84
2.8. Удельная теплоёмкость	85
2.9. Свободное расширение идеального газа	88
2.10. Ещё раз о свободном расширении идеального газа	92
Итоги главы 2	94

ГЛАВА 3. ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ	95
3.0. Как вернуть невозвратное?	96
3.1. Обратимо или необратимо?	101
3.2. Постулат Клаузиуса: второе начало термодинамики	106
3.3. Цикл Карно	111
3.4. Цикл Карно для идеального газа	119
3.5. Вечный двигатель второго рода	124
3.6. Различные примеры необратимости	132
Итоги главы 3	136
 ГЛАВА 4. ЭНТРОПИЯ	 137
4.0. Эйми начинает действовать	138
4.1 Что такое энтропия?	140
Спецкурс Като-куна. Лекция 4	150
4.4. Неравенство Клаузиуса	156
4.5. Энтропия	163
4.6. Энтропия и первое начало термодинамики	172
4.7. Энтальпия и свободная энергия	174
4.8. Соотношения Максвелла	177
4.9. От термодинамики к статистической механике	180
 Сделаем-ка заварные пирожные	184
Готовим крем	185
Приготовление теста и второе начало термодинамики	186
Почему раздувается тесто?	186
Спецкурс Като-куна. Лекция 5	188
Итоги главы 4	192
 ПРИЛОЖЕНИЕ	 193
Чёрные дыры и термодинамика	196
Эпilog. «НеобУч» продолжает работу	200
Краткая биография автора	207

ПРОЛОГ



КРИЗИС КЛУБА "НЕОБУЧ"



ПРОЛОГ. КРИЗИС КЛУБА «НЕОБУЧ»

НЕКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
НЕКОЕЙ ПРЕФЕКТУРЫ.

ВЕСЁЛЫЕ ГОДЫ СТУДЕНЧЕСТВА:
ЛЮБОВЬ, УЧЁБА,
КЛУБЫ ПО ИНТЕРЕСАМ...

И ВОТ
КАК-ТО РАЗ
СЛУЧИЛОСЬ НЕЧТО
НЕОЖИДААННОЕ....

БАБАМ!

ШУ-ШУ-ШУ

СТУДСОВЕТ

ЧТО ЕЩЁ ЗА
НОВОСТИ?!

ШУ-ШУ-ШУ

ЖУТЬ...

Э-Э-Э...
ЧТО
ПРОИСХОДИТ?

КОШМАР
КАКОЙ-ТО...

НУ И НУ!!
А ТЕБЕ ЧЕГО,
МЕЛЮЗГА?

1-й
КУРС

ГР-Р!

ЧТО ЗА НАГЛОСТЬ?!
Я, МЕЖДУ ПРОЧИМ,
СТУДЕНТКА!



УВЕДОМЛЯЕМ ВСЕХ СТУДЕНТОВ!

ЧТОБЫ ВЫЯСНИТЬ, ЧЕМ ЗАНИМАЮТСЯ КЛУБЫ ПО ИНТЕРЕСАМ, БЫЛО РЕШЕНО ПРОВЕСТИ ИССЛЕДОВАНИЕ КЛУБНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ.

КАЖДЫЙ КЛУБ УНИВЕРСИТЕТА ДОЛЖЕН ПРЕДОСТАВИТЬ НИЖЕПЕРЕЧИСЛЕННЫЕ ДОКУМЕНТЫ.

УВЕДОМЛЯЕМ ВСЕХ СТУДЕНТОВ!
ЧТОБЫ ВЫЯСНИТЬ, ЧЕМ ЗАНИМАЮТСЯ КЛУБЫ ПО ИНТЕРЕСАМ, БЫЛО РЕШЕНО ПРОВЕСТИ ИССЛЕДОВАНИЕ КЛУБНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ. КАЖДЫЙ КЛУБ УНИВЕРСИТЕТА ДОЛЖЕН ПРЕДОСТАВИТЬ НИЖЕПЕРЕЧИСЛЕННЫЕ ДОКУМЕНТЫ.

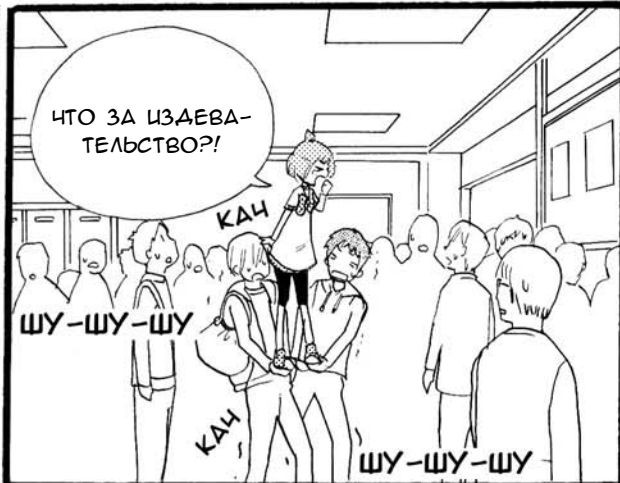
1. ОТЧЁТ О ДЕЯТЕЛЬНОСТИ КЛУБА В ТЕКУЩЕМ СЕМЕСТРЕ.
2. ОТЧЁТ ОБ УСПЕВАЕМОСТИ ВСЕХ ЧЛЕНОВ КЛУБА В ТЕКУЩЕМ СЕМЕСТРЕ (ПОСЛЕ СДАЧИ ВСЕХ ЗАЧЁТОВ И ЭКЗАМЕНОВ ЗА ПРЕДШЕСТВУЮЩИЙ СЕМЕСТР).

РЕШЕНИЕ О ПРОДОЛЖЕНИИ ФИНАНСИРОВАНИЯ БУДЕТ ПРИНЯТО ПО КАЖДОМУ ИЗ КЛУБОВ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПРОВЕРКИ.
СТУДЕНЧЕСКИЙ ОТДЕЛ

1. ОТЧЁТ О ДЕЯТЕЛЬНОСТИ КЛУБА В ТЕКУЩЕМ СЕМЕСТРЕ.
2. ОТЧЁТ ОБ УСПЕВАЕМОСТИ ВСЕХ ЧЛЕНОВ КЛУБА В ТЕКУЩЕМ СЕМЕСТРЕ

(ПОСЛЕ СДАЧИ ВСЕХ ЗАЧЁТОВ И ЭКЗАМЕНОВ ЗА ПРЕДШЕСТВУЮЩИЙ СЕМЕСТР).

РЕШЕНИЕ О ПРОДОЛЖЕНИИ ФИНАНСИРОВАНИЯ БУДЕТ ПРИНЯТО ПО КАЖДОМУ ИЗ КЛУБОВ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПРОВЕРКИ.





ВНЕПЛАНОВОЕ ЗАСЕДАНИЕ КЛУБА
ПО ПРИНЯТИЮ КОНТРМЕР К ПРОВЕРКЕ.



ПРЕДСЕДАТЕЛЬ КЛУБА
«НЕОБУЧ»
НИСИДА МАЮ (ТРЕТИЙ
КУРС БИОЛОГИЧЕСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ)

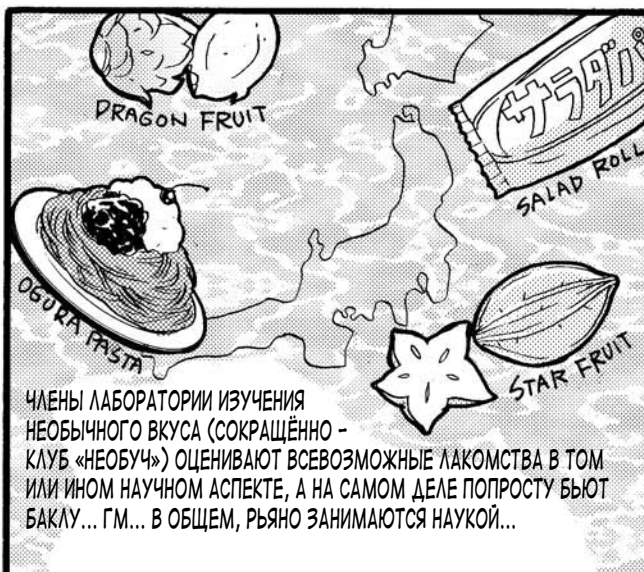
ВОТ ЖЕ ЗАДАЧКА...
НУ И ЧЕМ ЗАНИМАЕТСЯ
НАШ КЛУБ?
МЫ ЖЕ ТОЛЬКО
И ДЕЛАЕМ, ЧТО ЧАИ
ГОНЯЕМ...

О НАС ПОДУМАЮТ,
ЧТО МЫ ПРОСТО
ВЫКОЛАЧИВАЕМ
ДЕНЬГИ ИЗ
УНИВЕРСИТЕТА...

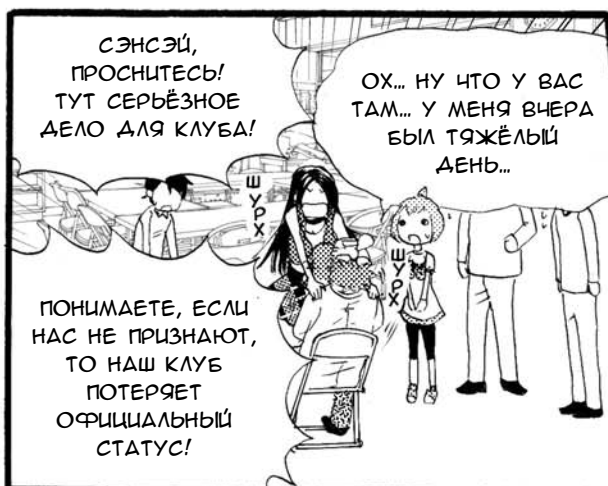
...И НА САМОМ
ДЕЛЕ ЭТО
НЕДАЛЕКО ОТ
ИСТИНЫ!

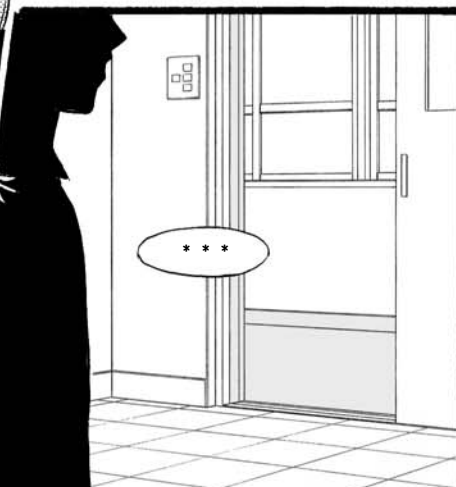
ЗАМОЛКНИ,
БУДЬ ТАК ДОБР!!!

ЧЛЕН КЛУБА «НЕОБУЧ»
КАТО НАОКИ (ПЕРВЫЙ
КУРС БИОЛОГИЧЕСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ).









ГЛАВА 1

ТЕМПЕРАТУРА И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ



ЛАБОРАТОРИЯ МАСУНАГИ







1.1. ПОНЯТИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

ИТАК, ЧТО ТАКОЕ
ТЕРМОДИНАМИКА?

ЩЁЛК

ЭМ-М...

ЧТОБЫ ЭТО
ВЫЯСНИТЬ,
ВЗГЛЯНЕМ СЮДА.

СВЕТ ГАСНЕТ.

ТРЁХМЕРНАЯ
ГОЛОГРАММА

ОГОНЬКИ

УХ ТЫ!

КОСМИЧЕСКИЕ РАКЕТЫ,
ГОНОЧНЫЕ МАШИНЫ...

И В ОДНОМ
РЯДУ С НИМИ -
ПАРОВОЗЫ?!

СЭНСЭЙ,
НЕУЖЕЛИ
ВСЁ ЭТО...



ВСЁ ЭТО ИМЕЕТ
НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ
ОТНОШЕНИЕ
К ТЕРМОДИНАМИКЕ.

АА?!



ТЕРМОДИНАМИКА –
ОДИН ИЗ РАЗДЕЛОВ
ФИЗИКИ, ИЗУЧАЮЩИЙ
ТЕПЛОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ
НА УРОВНЕ
МАКРОСКОПИЧЕСКИХ
СИСТЕМ.

**ВСЕ ЯВЛЕНИЯ,
ПРОИСХОДЯЩИЕ
В ПРИРОДЕ, ТАК
ИЛИ ИНАЧЕ СВЯЗАНЫ
С ТЕПЛОТОЙ.**

СФЕРА
ПРИМЕНЕНИЯ
ТЕРМОДИНАМИКИ КРАЙНЕ
ОБШИРНА. ОНА НУЖНА
И В ТЕХНИКЕ, И В ХИМИИ...



СВОЙСТВА ВСЕХ
ЭТИХ ФИГУР ИЗУЧАЕТ
МАТЕМАТИКА. А ВОТ
ФИЗИКА ЗАНИМАЕТСЯ
ОБЪЯСНЕНИЕМ
ПРИРОДНЫХ
ФЕНОМЕНОВ.

МОЖНО СКАЗАТЬ,
ЧТО ОНА ПОМОГАЕТ НАМ
РАЗГАДЫВАТЬ ЗАГАДКИ
ПРИРОДЫ...



ЗАГАДКИ
ПРИРОДЫ...



ИМЕННО!
А ТЕРМОДИНАМИКА ДАЖЕ
БОЛЬШЕ, ЧЕМ ДРУГИЕ
РАЗДЕЛЫ ФИЗИКИ,
НАПОМИНАЕТ РАЗГАДЫ-
ВАНИЕ ЗАГАДОК. ЭТО
ТАК ИНТЕРЕСНО!



НУ КАК?.. ВЫ
УЖЕ НЕМНОГО
ЗАИНТЕРЕСОВАЛИСЬ
ТЕРМОДИНАМИКОЙ?



АА!



В ТАКОМ СЛУЧАЕ НЕМЕДЛЕННО
ОТПРАВЛЯЕМСЯ В МИР
ТЕРМОДИНАМИКИ!

**НАИБОЛЬШЕЕ ЗНАЧЕНИЕ
В ТЕРМОДИНАМИКЕ ИМЕЮТ
ТРИ ПОСТУЛАТА, ЛЕЖАЩИХ
В ЕЁ ОСНОВЕ.**

- НУЛЕВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ...
ПРИНЦИП ТРАНЗИТИВНОСТИ ТЕПЛОвого РАВНОВЕСИЯ
- ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ...
ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ
- ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ...
ЗАКОН ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ

ЕСЛИ КАК СЛЕДУЕТ УСВОИТЬ ЭТИ ТРИ НАЧАЛА,
МОЖНО СКАЗАТЬ, ЧТО ВЫ СТАЛИ СПЕЦИАЛИСТОМ
В ТЕРМОДИНАМИКЕ!



**НУЛЕВОЕ
НАЧАЛО**

КАК ЭТО -
НУЛЕВОЕ?

НУЛЕВОЕ НАЧАЛО
БЫЛО ОТКРЫТО ПОСЛЕ
ПЕРВОГО И ВТОРОГО.

НО ВЫЯСНИЛОСЬ, ЧТО ОНО
САМОЕ ВАЖНОЕ ИЗ ВСЕХ.
ПОЭТОМУ ЕГО НАЗВАЛИ
НУЛЕВЫМ.



И ВСЁ?
КАКИХ-ТО
ТРИ НАЧАЛА?
ЭТО Ж ЕРУНДАА!..



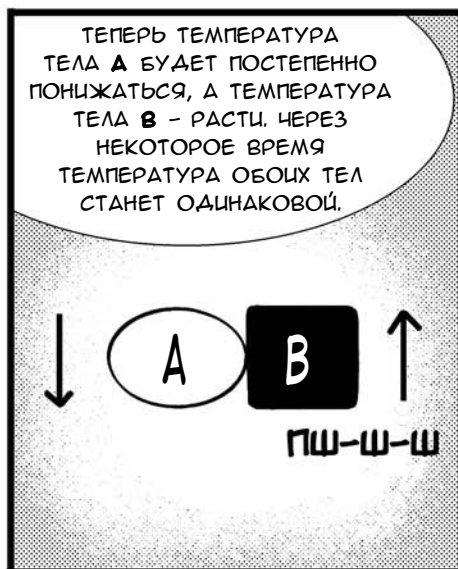
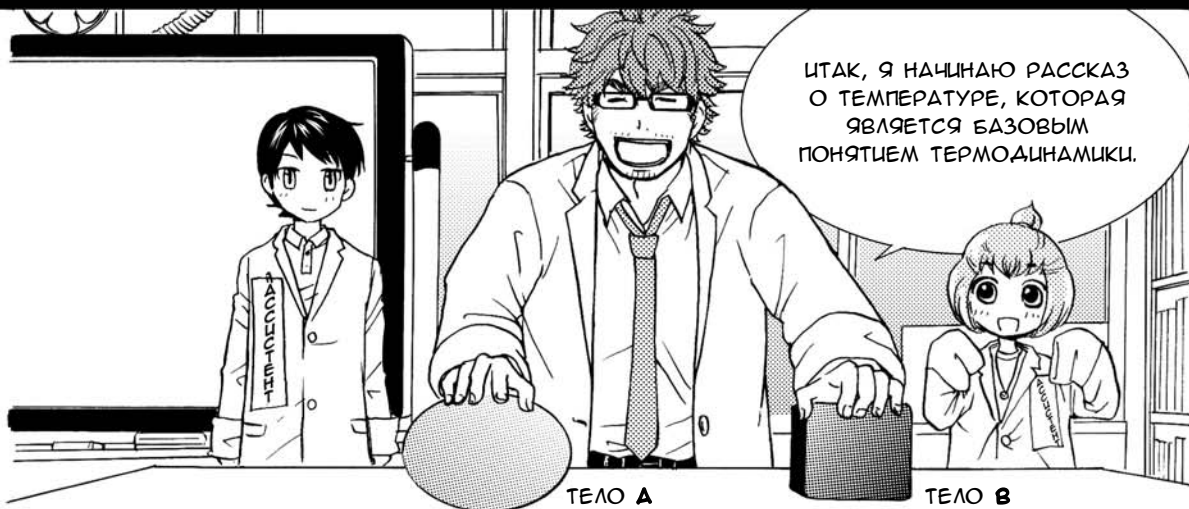
НУ-НУ... НЕ ТАК-ТО ВСЁ
ПРОСТО!..

АА-А?





1.2. ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ



А ВЕДЬ ПО ЭТОМУ
ЖЕ ПРИНЦИПУ
ДЛЯ ПРИГОТОВЛЕНИЯ СТЕЙКА
ИСПОЛЬЗУЮТ ЖАРОЧНЫЙ
КАМЕНЬ!

ТАК И ЕСТЬ!
ЭТО ЯВЛЕНИЕ ЧАСТО
МОЖНО НАБЛЮДАТЬ
В ПОВСЕДНЕВНОЙ
ЖИЗНИ.

ПШ-Ш

И ЗАКОНОМ,
КАСАЮЩИМСЯ
ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ,
ЯВЛЯЕТСЯ...

ТЕПЛОВОЕ
РАВНОВЕСИЕ

...ОДНО ИЗ ТРЁХ НАЧАЛ
ТЕРМОДИНАМИКИ.

НУЛЕВОЕ НАЧАЛО!

НУЛЕВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

ЕСЛИ ТЕЛО А И ТЕЛО В НАХОДЯТСЯ В СОСТОЯНИИ ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ, А КРОМЕ ТОГО, ТЕЛО А И ТЕЛО С НАХОДЯТСЯ В СОСТОЯНИИ ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ, ТО ТЕЛО В И ТЕЛО С ТАКЖЕ НАХОДЯТСЯ В СОСТОЯНИИ ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ.

ТЕПЛОВОЕ
РАВНОВЕСИЕ



ТЕПЛОВОЕ
РАВНОВЕСИЕ



ПОСМОТРИМ
НА РИСУНОК. ЕСЛИ
ПРИ КОНТАКТЕ ТЕЛ А И В
ИХ СОСТОЯНИЕ
НЕ ИЗМЕНИЛОСЬ
ПО ПРОШЕСТВИИ
ДОЛГИТЕЛЬНОГО ПЕРИОДА
ВРЕМЕНИ...



ТЕПЛОВОЕ
РАВНОВЕСИЕ

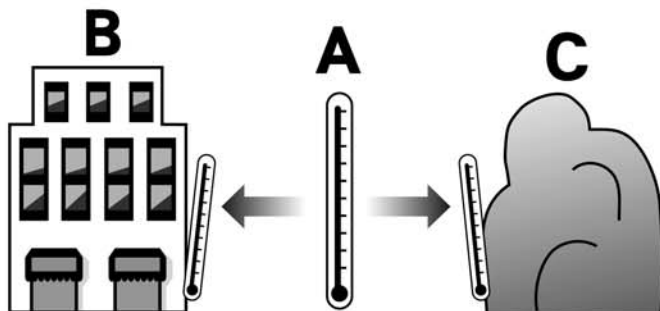
...И ТОЧНО ТАК ЖЕ
ОБСТОИТ ДЕЛО
ПРИ КОНТАКТЕ ТЕЛ А И С...

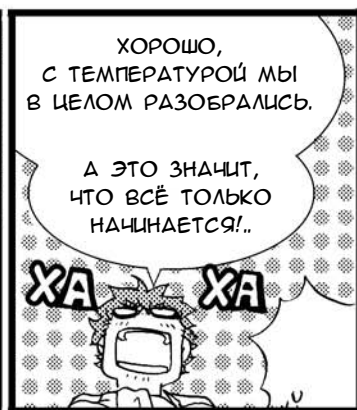
...ТО ПОНЯТНО, ЧТО
ПРИ КОНТАКТЕ ТЕЛ В И С
ИХ СОСТОЯНИЕ НЕ БУДЕТ
МЕНЯТЬСЯ. ЭТО ДАЖЕ
НЕ НУЖНО ДОКАЗЫВАТЬ,
ПРИВОДЯ ИХ
В КОНТАКТ.



ОТМЕТКУ ШКАЛЫ ТЕРМОМЕТРА МЫ НАЗОВЁМ **ТЕМПЕРАТУРОЙ**. ЕЁ ЕЩЁ НАЗЫВАЮТ **ЭМПИРИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ** И ОБОЗНАЧАЮТ ГРЕЧЕСКОЙ БУКВОЙ Θ (ТЕТА).

НА РИСУНКЕ ПОКАЗАНО, КАК ТЕРМОМЕТР ПОЗВОЛЯЕТ УЗНАТЬ, УСТАНОВЛЕНО ЛИ ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ МЕЖДУ ОБЪЕКТАМИ В И С.







ЭТИ ТРИ ПЕРЕМЕННЫЕ
НЕ ЯВЛЯЮТСЯ НЕЗАВИСИМЫМИ.
ОНИ НАХОДЯТСЯ В ОПРЕДЕЛЁННОМ
СООТНОШЕНИИ ДРУГ С ДРУГОМ.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

$$p = p(\theta, V)$$

НАПРИМЕР, ДАВЛЕНИЕ
 p МОЖНО ВЫРАЗИТЬ
КАК ФУНКЦИЮ ОБЪЁМА V
И ТЕМПЕРАТУРЫ θ !

ТАКОЕ УРАВНЕНИЕ НАЗЫВАЕТСЯ
УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ.





О ДАВЛЕНИИ



Кстати, слово «давление» мы тоже часто используем в быту. Но что это такое с точки зрения физики?



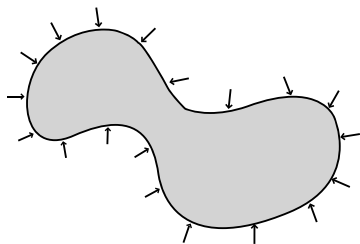
Давление – это величина перпендикулярно направленной силы, воздействующей на единицу площади поверхности. Если величина силы одинакова, то, чем меньше площадь поверхности, тем больше давление.

Это можно выразить следующим уравнением:

$$\text{Давление} = \frac{\text{Величина силы}}{\text{Площадь поверхности, на которую она воздействует}}$$



Единица давления – ньютон на квадратный метр (Н/м^2), или паскаль (Па). Есть ещё такая единица давления, как 1 атмосфера, основанная на среднем атмосферном давлении. Она равна 101 325 Па. Если в воду или в атмосферу поместить небольшое тело, то на все точки его поверхности будут действовать силы давления, равные между собой по величине и направленные перпендикулярно поверхности (см. рисунок). Подобное давление называется **гидростатическим давлением**.



Гидростатическое давление – силы одинаковой величины, направленные перпендикулярно поверхности.



Вон оно как... Спасибо, Като-кун!



Да не за что. Если что-то ещё будет вызывать затруднения, спрашивай!



Отлично! Ну тогда продолжаем наш разговор!

1.3. ЗАКОН БОЙЛЯ-МАРИОТТА

ИТАК, СЕЙЧАС МЫ РАССМОТРИМ
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ
ТЕМПЕРАТУРЫ, ДАВЛЕНИЯ
И ОБЪЁМА!



ФИКСИРОВАННАЯ
ТЕМПЕРАТУРА



В ЭТОМ ОПЫТЕ
МЫ ПОПРОБУЕМ
УСТАНОВИТЬ СООТНОШЕНИЕ
ОБЪЁМА И ДАВЛЕНИЯ
ПРИ ПОСТОЯННОЙ
ТЕМПЕРАТУРЕ.

СПЕРВА ЗАПУСТИМ
ВОЗДУХ В ЦИЛИНАР,
А ЗАТЕМ ЗАКРОЕМ
СОСУД ПРОБКОЙ.



БУДЕМ ДАВИТЬ
НА ПРОБКУ ТАК,
ЧТОБЫ ВОЗДУХ НЕ СМОГ
ВЫЙТИ НАРУЖУ.

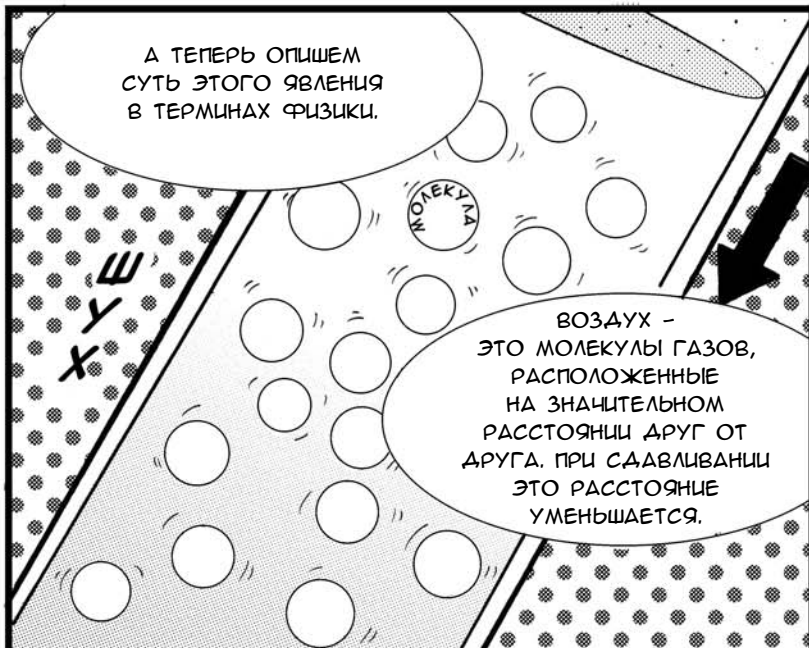
ЧТО В ТАКОМ СЛУЧАЕ
ПРОИЗОИДЁТ?



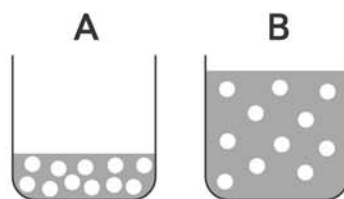
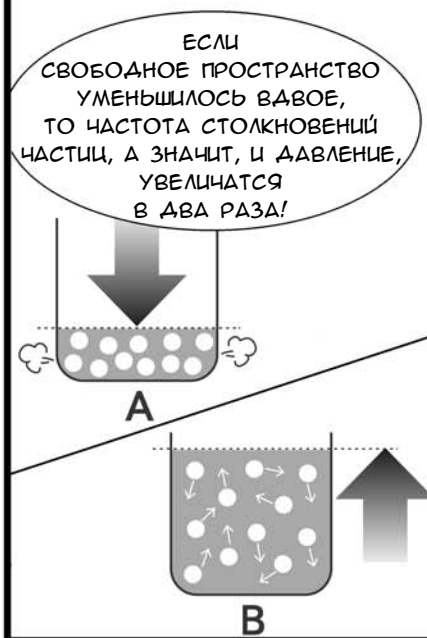
ОБЪЁМ ВОЗДУХА
ВНУТРИ ЦИЛИНАРА
УМЕНЬШИТСЯ.



А ТЕПЕРЬ ОПИШЕМ
СУТЬ ЭТОГО ЯВЛЕНИЯ
В ТЕРМИНАХ ФИЗИКИ.



ВОЗДУХ -
ЭТО МОЛЕКУЛЫ ГАЗОВ,
РАСПОЛОЖЕННЫЕ
НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ
РАССТОЯНИИ ДРУГ ОТ
ДРУГА. ПРИ СДАВЛИВАНИИ
ЭТО РАССТОЯНИЕ
УМЕНЬШАЕТСЯ.



ПОДОБНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОСВЯЗИ ДАВЛЕНИЯ И ОБЪЁМА ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

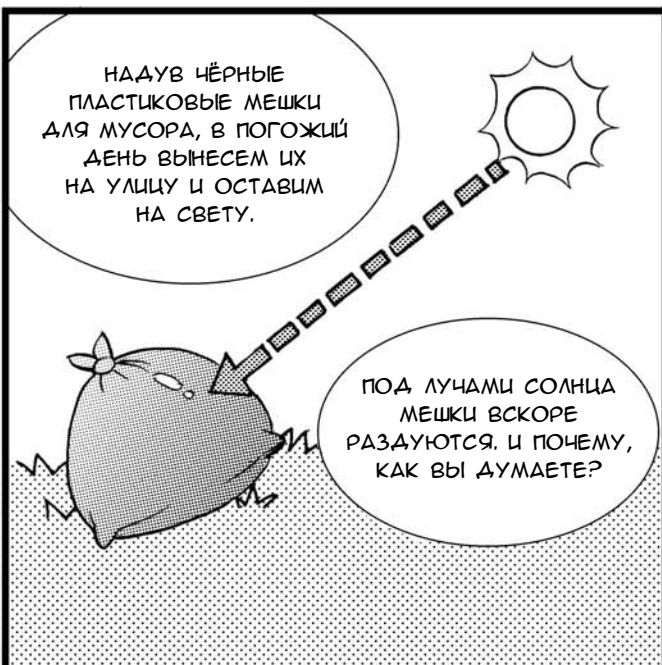
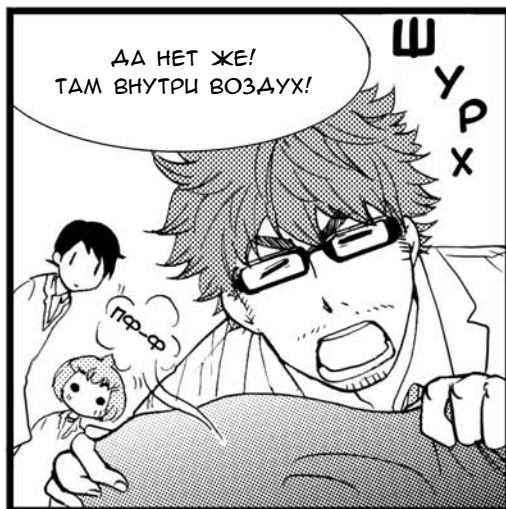
ПОЗВОЛИЛИ УСТАНОВИТЬ, ЧТО ДАВЛЕНИЕ И ОБЪЁМ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ ОБРАТНО ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫ ДРУГ ДРУГУ.

ЭТО НАЗЫВАЕТСЯ ЗАКОНОМ БОЙЛЯ-МАРИОТТА.

ЗАКОН БОЙЛЯ-МАРИОТТА
ПРИ ФИКСИРОВАННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ
 $\text{ДАВЛЕНИЕ} \times \text{ОБЪЁМ} = \text{КОНСТАНТА}$
(ПОСТОЯННАЯ ВЕЛИЧИНА)



1.4. ЗАКОН ГЕЙ-ЛЮССАКА





ТАКИМ ОБРАЗОМ, ПО МЕРЕ
РОСТА ТЕМПЕРАТУРЫ
ОБЪЁМ ГАЗА БУДЕТ
УВЕЛИЧИВАТЬСЯ.



КРОМЕ ТОГО,
ВВЕДЁМ ПОНЯТИЕ **АБСОЛЮТНОЙ**
ТЕМПЕРАТУРЫ, ЧТОБЫ ТЕМПЕРАТУРА
И ОБЪЁМ БЫЛИ СВЯЗАНЫ ДРУГ
С ДРУГОМ ОДНИМ ПОСТОЯННЫМ
КОЭФФИЦИЕНТОМ.

ЭТО ТАК НАЗЫВАЕМЫЙ
ЗАКОН
ГЕЙ-ЛЮССАКА!

ЗАКОН ГЕЙ-ЛЮССАКА

ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ
ОБЪЁМ ГАЗА ПРЯМО ПРОПОРЦИОНАЛЕН
АБСОЛЮТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ.

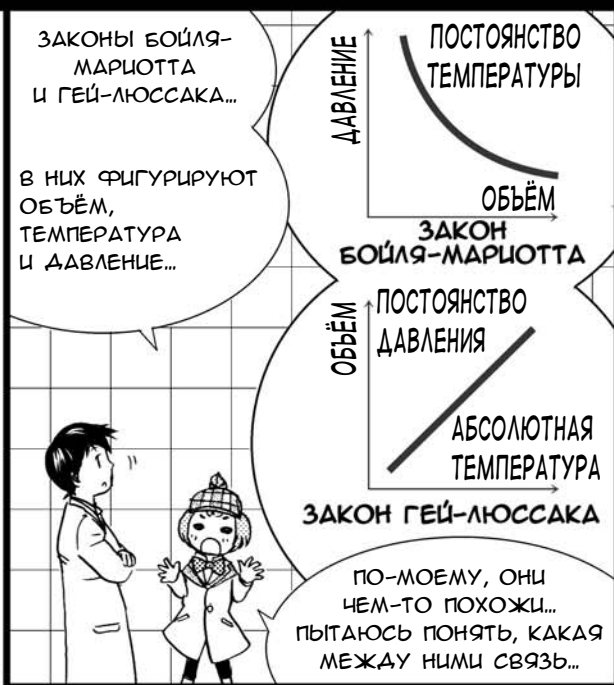
ЕДИНИЦА АБСО-
ЛЮТНОЙ ТЕМПЕРА-
ТУРЫ - КЕЛЬВИН (K).
ОТНОШЕНИЕ С °C
У НЕЁ СЛЕДУЮЩЕЕ:
 $273,15 \text{ K} = 0^\circ \text{C}$.
С ЭТОГО
МОМЕНТА,
ГОВОРЯ О ТЕМПЕ-
РАТУРЕ, МЫ БУДЕМ
ПОДРАЗУМЕВАТЬ
ТЕМПЕРАТУРУ
АБСОЛЮТНУЮ.

**ЕДИНИЦА АБСОЛЮТНОЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ**

K (КЕЛЬВИН)
 $273,15 \text{ K} = 0^\circ \text{C}$



1.5. ОБЪЕДИНЁННЫЙ ГАЗОВЫЙ ЗАКОН





ИТАК, ДВА ЗАКОНА ОБЪЕДИНЕНЫ. ЭТО ОТНОШЕНИЕ ВЕРНО ДЛЯ СЛУЧАЯ, КОГДА ИЛИ ТЕМПЕРАТУРА, ИЛИ ДАВЛЕНИЕ НЕ ЯВЛЯЮТСЯ ПОСТОЯННЫМИ!

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ГАЗОВЫЙ ЗАКОН

$$\frac{pV}{T} = R' \quad \frac{\text{ДАВЛЕНИЕ} \times \text{ОБЪЁМ}}{\text{ТЕМПЕРАТУРА}} = \text{КОНСТАНТА}$$

ЭТОТ ЗАКОН ПРИ ПОСТОЯННОЙ АБСОЛЮТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ T СТАНОВИТСЯ ЗАКОНОМ БОЙЛЯ-МАРИОТТА, А ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ p — ЗАКОНОМ ГЕЙ-ЛЮССАКА.

ПРОИЗВЕДЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ОБЪЁМА ПРОПОРЦИОНАЛЬНО АБСОЛЮТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ.

ВЗРЫВЫ ТОПЛИВНОЙ СМЕСИ В ЦИЛИНДРАХ ДВИГАТЕЛЯ ТОЛКАЮТ ПОРШЕНЬ И КРУТЯТ КОЛЕНЧАТЫЙ ВАЛ!

ТОП-ТОП-ТОП

УВЕЛИЧИВАЯ ОБЪЁМ ГАЗА, ЕГО ЗАСТАВЛЯЮТ ВЫЛЕТАТЬ ИЗ СОПЛА. ИМЕННО БЛАГОДАРА ЭТОМУ ЛЕТАЮТ РАКЕТЫ!

ФЭУ



БАЗОВЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ПОЛНОСТЬЮ ОСНОВАНЫ НА ОБЪЕДИНЁННОМ ГАЗОВОМ ЗАКОНЕ!



ВОТ ТАК!

МНОГие ВЕЩИ ОБЪЯСНЯЮТСЯ ТОЛЬКО ЗАКОНАМИ ТЕРМОДИНАМИКИ?..



ДА, ТОЧНО.

КСТАТИ, ОБЪЕДИНЁННЫЙ ГАЗОВЫЙ ЗАКОН ДЕЙСТВУЕТ В ОТНОШЕНИИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА. О НЁМ МЫ УЖЕ ГОВОРИЛИ, РАССМАТРИВАЯ ЗАКОН БОЙЛЯ-МАРИОТТА.

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ



НУ ТАК ЧТО ЖЕ ТАКОЕ ЭТОТ ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ?!

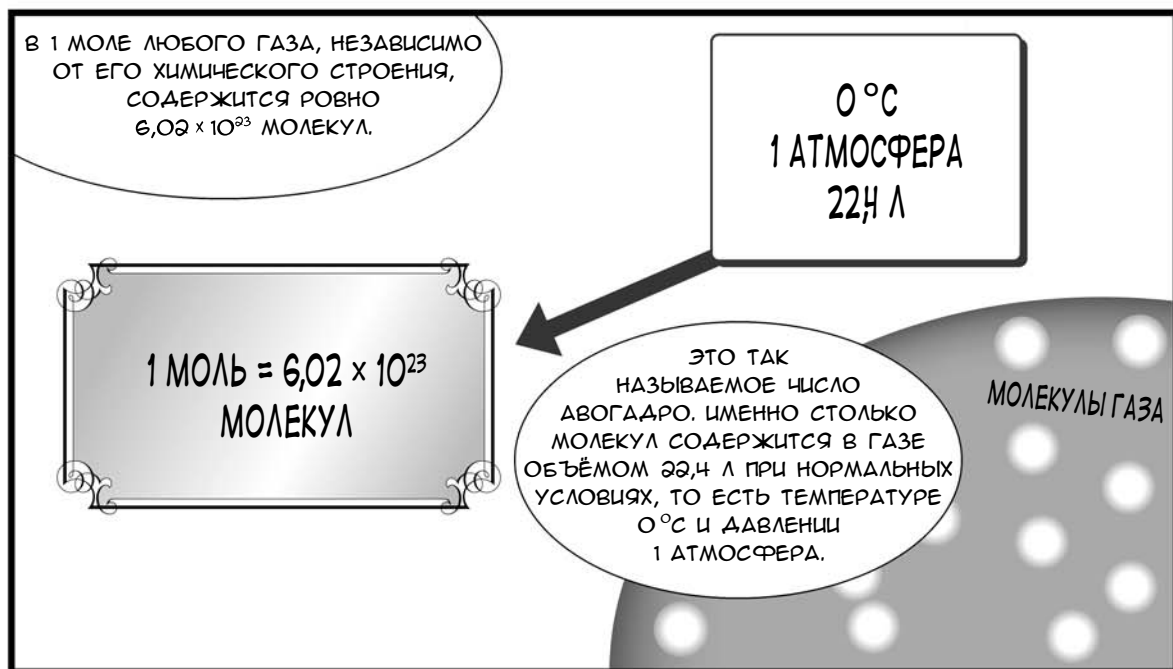
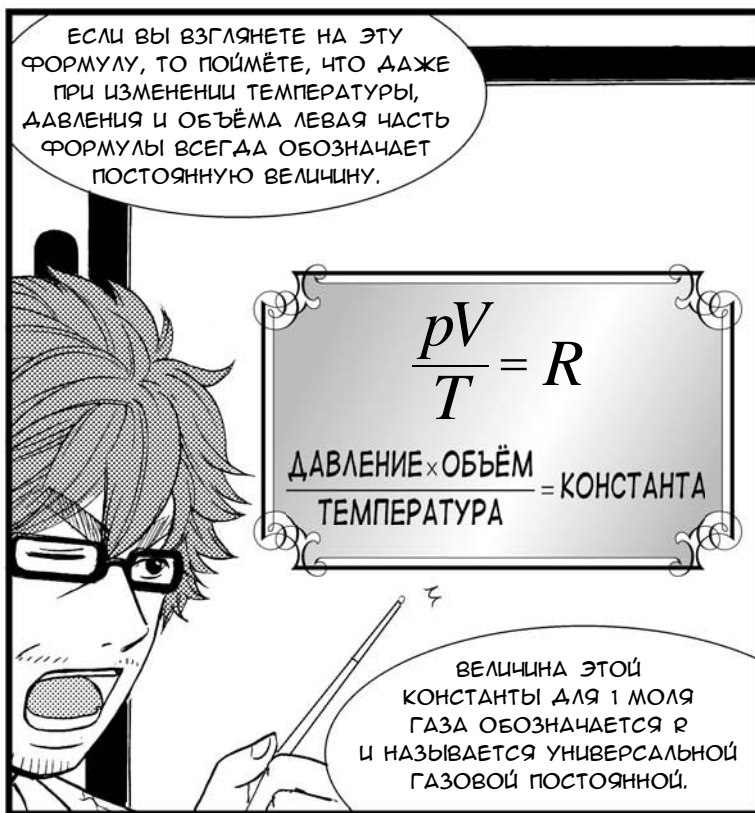
И В ЗАКОНЕ БОЙЛЯ-МАРИОТТА ОН ПРИСУТСТВОВАЛ?



НА САМОМ ДЕЛЕ, ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ НЕ СУЩЕСТВУЕТ В ПРИРОДЕ. ЭТО МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ, ИСПОЛЬЗУЕМАЯ В ТЕРМОДИНАМИКЕ.



ДЕЛО В ТОМ, ЧТО РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ В УСЛОВИЯХ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЛИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ЭТОМУ ЗАКОНУ НЕ ПОДЧИНЯЮТСЯ.



ЕСЛИ ВЫЧИСЛИТЬ
УНИВЕРСАЛЬНУЮ ГАЗОВУЮ
ПОСТОЯННУЮ R , ТО ПОЛУЧИМ...

$$R \approx 8,31 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$$

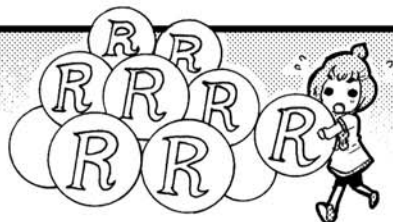
СКРИП"
...ВОТ ТАК.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ
ДЛЯ 1 МОЛЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

$$\frac{pV}{T} = R \text{ или же } pV = RT$$

ЭТО
НАЗЫВАЕТСЯ УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ
ДЛЯ 1 МОЛЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.

ТАК КАК ОБЪЁМ ГАЗА
ПРОПОРЦИОНАЛЕН КОЛИЧЕСТВУ
ВЕЩЕСТВА, ТО ЕСТЬ ЧИСЛУ МОЛЕЙ,
ДЛЯ n МОЛЕЙ ИДЕАЛЬНОГО
ГАЗА СПРАВЕДЛИВО СЛЕДУЮЩЕЕ
**УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ
ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА:**



МНОГО МОЛЕЙ

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

$$pV = nRT$$

ПУСТЬ ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ И НЕ
СУЩЕСТВУЕТ, ОДНАКО ОН
ПОМОГАЕТ
ПОСТРОИТЬ "КАРКАС"
ТЕОРИИ ТЕРМОДИНАМИКИ.



ПОСЛЕ ТОГО
КАК ТАКОЙ "КАРКАС" СОЗДАН,
МОЖНО УЖЕ ЗАБЫТЬ О ТОМ,
ЧТО ДЛЯ ЭТОГО ИСПОЛЬЗОВАЛСЯ
ГИПОТЕТИЧЕСКИЙ ГАЗ.



ВСЁ ПОНЯТНО?..





Абсолютная температура... Не слышала о такой!



Тогда я объясню, что под ней подразумевается. Ты помнишь про идеальный газ?



Само собой. Мы же только что об этом говорили.



Хорошо. Тогда давай попробуем представить себе термометр, измеряющий температуру при помощи идеального газа.



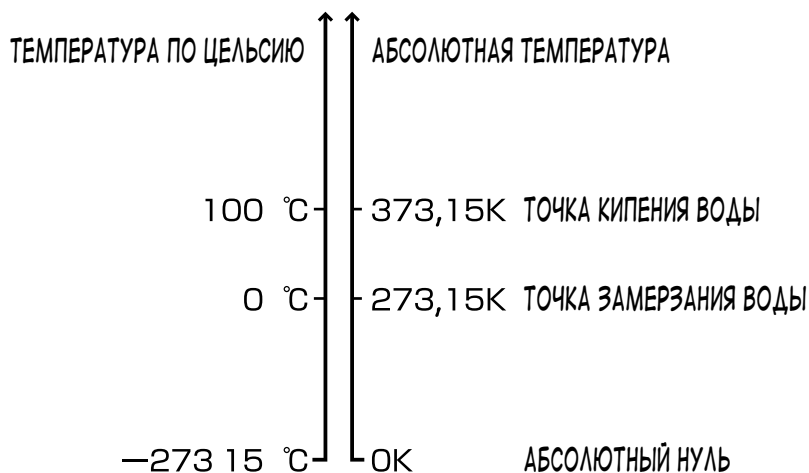
Измерять температуру — при помощи идеального газа?



Да. Мы определим температуру так, чтобы она была пропорциональна объёму идеального газа, находящемуся при постоянном давлении, например, в 1 атмосфере. Затем, если мы положим, что разность температур кипения и замерзания воды при давлении в 1 атмосферу составляет 100 градусов, то сможем выбрать «размах» одного деления, не так ли? Температура, измеренная с помощью такого идеального газового термометра, называется **абсолютной температурой**.



Хм-м! И конечно, её единицей будет К (кельвин), да? Но чем эта единица будет отличаться от единиц температуры, которыми мы обычно пользуемся?



То, что мы подразумеваем под температурой, так сказать, в быту, – это температура по Цельсию. Однако в термодинамике используется понятие абсолютной температуры, как и говорил недавно Масунага-сэнсэй.

Поскольку при абсолютном нуле (0 K) объём идеального газа становится нулевым, то абсолютная температура не может быть ниже нуля. «Размах» одного деления для шкал абсолютной температуры и температуры по Цельсию (то есть разность температур, соответствующая 1 градусу) выбран одинаковым, поэтому они связаны между собой следующим соотношением:

$$\text{Абсолютная температура (K)} = \text{температура по Цельсию} + 273,15$$

Запомни, что эта единица отличается от градусов по Цельсию, к которым мы привыкли!



1.6. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ И ОБОЗНАЧЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ТЕРМОДИНАМИКЕ

1.6.1. СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ БУКВ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

В термодинамике используется множество условных обозначений. По сложившейся традиции те или иные физические характеристики принято обозначать определёнными символами (см. таблицу ниже). Большинство представленных здесь величин мы пока ещё не обсуждали, но все эти базовые параметры будут упоминаться в дальнейшем. При появлении в тексте этих обозначений вы всегда можете вернуться к таблице и уточнить, о чём идёт речь.

Обозначение	Физическая величина
p	давление
V	объём
U	внутренняя энергия
S	энтропия
Q	теплота
W	работа
θ	эмпирическая температура
T	абсолютная температура
C	теплоёмкость
c	удельная теплоёмкость
H	энтальпия
C_V	изохорная удельная теплоёмкость
C_p	изобарная удельная теплоёмкость
γ	показатель адиабаты (C_p / C_V)
F	свободная энергия Гельмгольца
G	свободная энергия Гиббса
n	число молей
η	КПД

В физике также существуют некоторые постоянные величины, установленные самой природой, – иначе говоря, **физические константы**. Для них введены особые буквенные обозначения. Мы свели их в отдельную таблицу.

Буква	Физическая константа	Приблизительная величина
R	универсальная газовая постоянная	$8,31 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$
N_A	число Авогадро	$6,02 \times 10^{23}$
J	механический эквивалент теплоты	$4,19 \text{ Дж} \cdot \text{кал}^{-1}$

Наконец, приведём ряд математических обозначений, которые нам пригодятся.

Символ	Расшифровка
\log	логарифм
e	основание натурального логарифма
\ln	натуральный логарифм
\int	интеграл
\oint	контурный интеграл
Δf	приращение
df	полный дифференциал
$\frac{df}{dx}$	обычная производная
$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_v$	частная производная
$d'q$	ничтожно малая величина, которую невозможно выразить через полный дифференциал

1.6.2. КРАТКИЙ ЭКСКУРС В МАТЕМАТИКУ

Ниже приведены основные математические правила и формулы, которые пригодятся нам в дальнейшем.

- **НЕРАВЕНСТВО МЕЖДУ СРЕДНИМ АРИФМЕТИЧЕСКИМ И СРЕДНИМ ГЕОМЕТРИЧЕСКИМ**

Для положительных чисел a и b верно следующее неравенство:

$$\frac{a+b}{2} \geq \sqrt{ab}$$

Здесь равенство достигается только при условии, что $a = b$. Разделив на 2 сумму a и b (см. левую часть неравенства), мы нашли **среднее арифметическое**. Произведение чисел a и b , из которого извлекается квадратный корень (см. правую часть неравенства) называется **средним геометрическим**.

• СТЕПЕНЬ

Если a – вещественное число, n – натуральное число и число a умножается само на себя n раз:

$$a \times a \times a \times \cdots a = a^n,$$

то такая запись называется « a в степени n ». При этом a называется **основанием степени**, а n – **показателем степени**.

Допустим, основание степени – положительное число. Это даёт возможность принимать за показатель степени не только натуральные числа, но и вещественные. Например, последовательно возводя некое положительное число a в степени 0, -3 , $1/2$ получим:

$$a^0 = 1, \quad a^{-3} = \frac{1}{a^3}, \quad a^{1/2} = \sqrt{a}.$$

Для положительного числа a и вещественных чисел x и y справедливо следующее:

$$a^x \cdot a^y = a^{x+y}, \quad (a^x)^y = a^{xy}.$$

Это так называемые правила возведения в степень.

• ЛОГАРИФМ

Предположим, что для положительных чисел a и b и вещественного числа x верно следующее:

$$a^x = b.$$

Тогда x называется логарифмом числа b по основанию a и записывается так:

$$x = \log_a b.$$

Из правил возведения в степень очевидно, что логарифм обладает следующими свойствами:

$$\log_a(bc) = \log_a b + \log_a c, \quad \log_a b^x = x \log_a b$$

$$\log_a a = 1, \quad \log_a 1 = 0.$$

(При условии что a, b, c – положительные числа и $a \neq 1$.)

• НАТУРАЛЬНЫЙ ЛОГАРИФМ

Для положительного числа n рассмотрим выражение

$$\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n.$$

Последовательно подставляя $n = 1, 10, 100$, получаем следующие значения:

$$\left(1 + \frac{1}{1}\right)^1 = 2^1 = 2,$$

$$\left(1 + \frac{1}{10}\right)^{10} = 1,1^{10} = 2,59374246 \dots,$$

$$\left(1 + \frac{1}{100}\right)^{100} = 1,01^{100} = 2,70481383 \dots,$$

которые с увеличением n будут постепенно возрастать, приближаясь к постоянной величине. Эта постоянная величина называется **пределом** и записывается так:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{n}\right)^n.$$

В данном случае предельная величина равна 2,71828183...; она будет выражаться бесконечной десятичной дробью и обозначаться буквой e . В математике число e часто используется как основание логарифма, который в данном случае называется **натуральным** и записывается \ln . Иными словами,

$$\log_e = \ln.$$

Поэтому e называется **основанием натурального логарифма**.

• ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ

Если для функции $f(x)$ существует предел

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{f(a+h) - f(a)}{h},$$

то он называется **дифференциальным коэффициентом** функции f в точке $x = a$ и обозначается выражением $\frac{df}{dx}(a)$ или же $f'(a)$. Кроме того, если дифференциальные коэффициенты можно найти для всех точек рассматриваемого промежутка, то функцию, которая каждому значению x ставит в соответствие значение $f'(x)$, называют **производной функцией от $f(x)$** , или просто **производной $f(x)$** .

Приведём примеры производных:

$$(1)' = 0, \quad (x^\alpha)' = \alpha x^{\alpha-1}$$

$$(\sin x)' = \cos x, \quad (\cos x)' = -\sin x,$$

$$(\ln x)' = \frac{1}{x}$$

• ПРОИЗВОДНАЯ ОБРАТНОЙ ФУНКЦИИ

Пусть задана функция $y = f(x)$; тогда, задав значение x , мы получим определённое значение y . Положим также, что на рассматриваемом промежутке эта функция задаёт взаимно однозначное соответствие между x и y . Тогда функция, которая каждому значению y ставит в соответствие значение x , называется **обратной функцией** от f и записывается f^{-1} . Иначе говоря, $x = f^{-1}(y)$. Производная обратной функции равна обратной величине производной от исходной функции. Иными словами, выполняется:

$$(f^{-1})'(x) = \frac{1}{f'(x)}.$$

• НЕОПРЕДЕЛЁННЫЙ ИНТЕГРАЛ

Неопределённым интегралом от функции f называется функция, при дифференцировании которой получается f . Он обозначается как

$$\int f(x)dx.$$

Например, получаем

$$\int x dx = \frac{1}{2}x^2 + C,$$

где C – произвольная константа, которая называется **постоянной интегрирования**. Кроме того:

$$\int x^\alpha dx = \frac{1}{\alpha + 1}x^{\alpha+1} + C \quad (\text{при } \alpha \neq -1),$$

$$\int \sin x dx = -\cos x + C, \quad \int \cos x dx = \sin x + C,$$

$$\int \frac{1}{x} dx = \ln |x| + C,$$

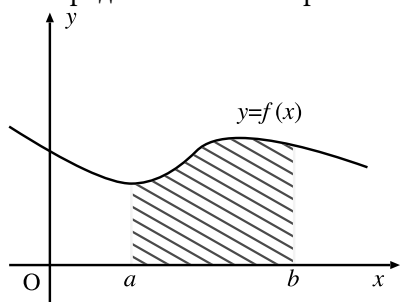
где C – постоянная интегрирования.

• ОПРЕДЕЛЁННЫЙ ИНТЕГРАЛ

Для простоты предположим, что $f(x) \geq 0$. Изобразим на плоскости xOy функцию $y = f(x)$. В таком случае площадь на отрезке $a \leq x \leq b$, ограниченная графиком функции $f(x)$ и осью x , называется **определённым интегралом $f(x)$** и записывается так:

$$\int_a^b f(x)dx.$$

Определённый интеграл можно выразить через неопределённый. Обозначив неопределённый интеграл от функции $f(x)$ как $F(x)$, можно записать:



$$\int_a^b f(x)dx = F(b) - F(a).$$

Определённый интеграл

1.6.3. ЧАСТНЫЕ ПРОИЗВОДНЫЕ И ПОЛНЫЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛ

В этом разделе мы рассмотрим необходимые для изучения термодинамики понятия частных производных и полного дифференциала.

В термодинамике часто приходится иметь дело со случаями, когда для состояния определяется путём задания двух и более переменных (параметров). Положим, что есть две переменные – x и y , и представим кривую поверхность, подвешенную над плоскостью xy .

Далее, к примеру, рассмотрим подъём в гору. Представим рельеф горы как кривую поверхность $z = z(x, y)$. Обозначим высоту над уровнем моря как z , а широту и долготу – как x и y соответственно. Представим на этом рельефе точку на склоне, и оценим наклон поверхности z в восточном направлении от этой точки. Для этого достаточно вычислить дифференциальный коэффициент (производную) функции z в этой точке, считая при этом, что y – константа, а изменяется только x . Такая производная называется **частной производной от z по x** и записывается так:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{z(x + \Delta x, y) - z(x, y)}{\Delta x}$$

Символ y , размещённый справа внизу, обозначает, что частная производная по x берется при постоянном y . Подобным же образом наклон поверхности в северном направлении будет соответствовать частной производной от z по y при постоянном x :

$$\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{z(x, y + \Delta y) - z(x, y)}{\Delta y}.$$

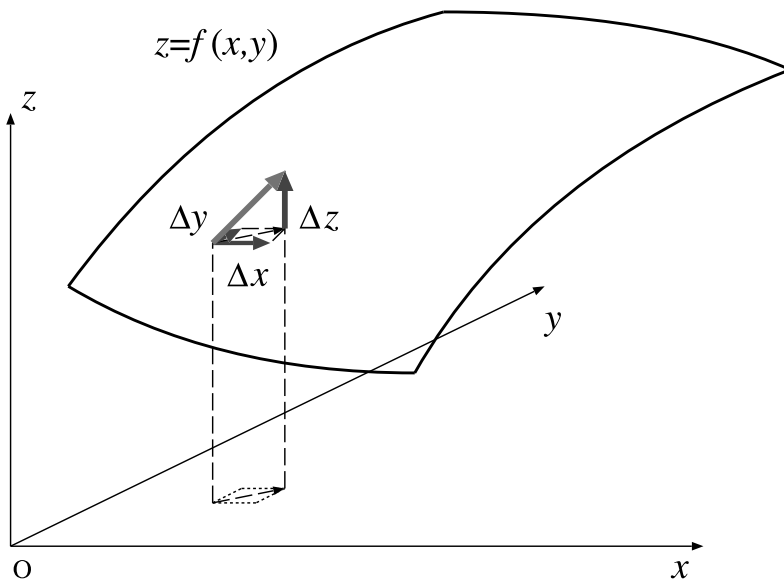
Теперь рассмотрим разницу высот между двумя очень близко расположенными точками. Записав выражение для разности высот Δz между точкой (x, y) и точкой $(x + \Delta x, y + \Delta y)$, расположенными в непосредственной близости друг от друга, и проделав некоторые преобразования, получим:

$$\begin{aligned}
\Delta z &= z(x + \Delta x, y + \Delta y) - z(x, y) \\
&= z(x + \Delta x, y + \Delta y) - z(x, y + \Delta y) + z(x, y + \Delta y) - z(x, y) \\
&= \frac{z(x + \Delta x, y + \Delta y) - z(x, y + \Delta y)}{\Delta x} \Delta x + \frac{z(x, y + \Delta y) - z(x, y)}{\Delta y} \Delta y
\end{aligned}$$

Теперь, записав Δz , Δx , Δy как ничтожно малые dz , dx , dy , получим:

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_x dy$$

Иными словами, ничтожно малое приращение z равно сумме частных произво-



Частные производные и полный дифференциал

дных от z по x и по y , умноженных на приращения x и y соответственно. В таком случае dz называется **полным дифференциалом**, или же просто **дифференциалом**.

Из полученного выше уравнения можно вывести соотношение между частными производными. Для этого в верхнем уравнении примем z за постоянную; тогда $dz = 0$. Разделив обе части уравнения на dx , получим:

$$0 = \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_z.$$

Здесь используется запись

$$\left(\frac{dy}{dx} \right)_{z=\text{const}} = \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_z.$$

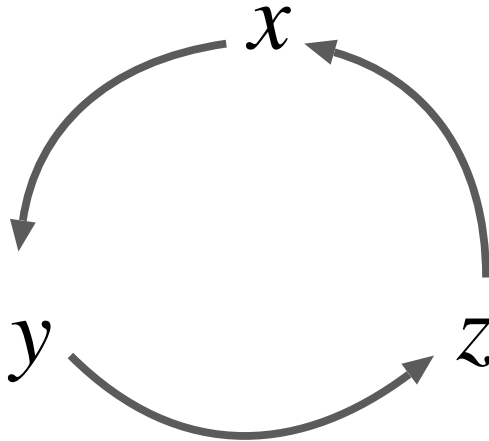
Производная обратной функции есть обратная величина от производной функции; то есть, используя

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y = \frac{1}{\left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y},$$

можно вывести соотношение

$$\left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x = -1.$$

Если внимательно посмотреть на эту формулу, то можно увидеть, что положение x , y и z в каждом из множителей меняется «по кругу»:



Связь между частными производными

Если взять частную производную два раза, то получится **производная второго порядка**. Значение частной производной второго порядка не зависит от того, в какой последовательности проводится дифференцирование. Иными словами:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 z}{\partial y \partial x}.$$

На этом закончим разговор о частных производных. Будем надеяться, что объяснение получилось доходчивым!

1.6.4. КРИВОЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕГРАЛ И КОНТУРНЫЙ ИНТЕГРАЛ

Теперь, когда мы разобрались с частными производными, рассмотрим интегралы от функции двух переменных. Пусть, например, у нас есть единичная окружность (обозначим её C) с центром в начале координат, которая выражается следующим уравнением:

$$x^2 + y^2 = 1.$$

Можно также ввести параметр t и представить эту окружность в параметрическом виде:

$$x = \cos t, \quad y = \sin t.$$

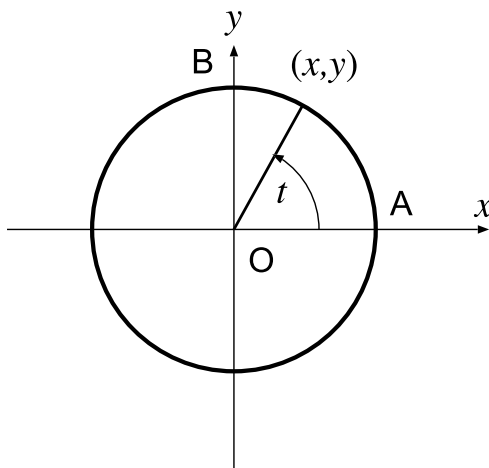
Рассмотрим интеграл от ничтожно малого приращения длины дуги:

$$\sqrt{dx^2 + dy^2},$$

вдоль дуги \overline{C} первой четверти нашей единичной окружности. То есть t меняется в пределах $0 \leq t \leq \pi/2$, при этом точка $(x(t), y(t))$ движется по дуге окружности из точки $A(1,0)$ в точку $B(0,1)$. Тогда искомый интеграл –

$$\begin{aligned} \int_{\overline{C}} \sqrt{dx^2 + dy^2} &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} dt \\ &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{\cos^2 t + \sin^2 t} dt = \frac{\pi}{2}. \end{aligned}$$

Как видите, у нас получилась длина четверти единичной окружности. Подобный интеграл вдоль какой-либо кривой называется **криволинейным интегралом**. Кривая, по которой берётся криволинейный интеграл, называется **путём интегрирования**.



Единичная окружность ($x^2 + y^2 = 1$)

Кривая может быть замкнутой или разомкнутой. Интеграл, который берётся по замкнутой кривой в один оборот, называется **контурным интегралом**. Возьмём контурный интеграл по окружности C (см. предыдущую страницу); на этот раз t будет изменяться в пределах $0 \leq t \leq 2\pi$. Тогда точка $(x(t), y(t))$, двигаясь от точки A по окружности, снова вернётся в точку A . Вычисляя интеграл от ничтожно малого приращения длины вдоль этого пути, найдём:

$$\oint_C \sqrt{dx^2 + dy^2} = \int_0^{2\pi} \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} dt = 2\pi.$$

Это длина единичной окружности, верно? Здесь \oint – символ, выражающий понятие контурного интеграла.

Теперь давайте немного изменим подынтегральное выражение:

$$(y - 2x)dx + xdy.$$

Попробуем проинтегрировать его вдоль той же дуги \overline{C} :

$$\begin{aligned} \int_{\overline{C}} [(y - 2x)dx + xdy] &= \int_0^{\pi/2} \left[(y - 2x) \frac{dx}{dt} + x \frac{dy}{dt} \right] dt \\ &= \int_0^{\pi/2} (-\sin^2 t + 2 \sin t \cos t + \cos^2 t) dt \\ &= \int_0^{\pi/2} (\sin 2t + \cos 2t) dt = 1. \end{aligned}$$

Кроме того, если взять интеграл по полной окружности C , то из вышеприведённых расчётов сразу понятно, что

$$\oint_C [(y - 2x)dx + xdy] = \int_0^{2\pi} (\sin 2t + \cos 2t) dt = 0.$$

Заметим, что $(y - 2x) dx + xdy$ является полным дифференциалом, так как:

$$d(xy - x^2) = (y - 2x)dx + xdy.$$

Таким образом, если принять начальную точку за $P(x_P, y_P)$, а конечную – за $Q(x_Q, y_Q)$, то криволинейный интеграл от полного дифференциала df вдоль произвольной кривой можно выразить с использованием всего двух этих точек:

$$\int_{P \rightarrow Q} df = f(x_Q, y_Q) - f(x_P, y_P).$$

Здесь важно, что криволинейный интеграл от полного дифференциала можно вычислить безотносительно пути его интегрирования, зная только значения функции в начальной и конечной точках. В случае с интегралом по дуге \overline{C} , подставляя $f(x, y) = xy - x^2$ в правую часть вышеприведённой формулы, имеем:

$$f(0, 1) - f(1, 0) = 0 - (-1) = 1.$$

Как видите, мы получили правильный ответ. Вернёмся к контурному интегралу.

В нём путь интегрирования представляет собой один обход по замкнутому контуру, поэтому начальная и конечная точки совпадают. Соответственно, вдоль произвольной замкнутой кривой имеем:

$$\oint df = 0.$$

Можно сказать также, что рассмотренный нами интеграл по окружности оказался равен 0 потому, что это был контурный интеграл от полного дифференциала.

С другой стороны, положим, что следующий интеграл по произвольному замкнутому контуру равен нулю:

$$\oint [a(x, y)dx + b(x, y)dy] = 0.$$

Зафиксируем начальную точку $P_0(x_0, y_0)$ и обозначим конечную точку как $P(x, y)$. Тогда интеграл от выражения $a(x, y)dx + b(x, y)dy$ вдоль произвольной кривой, соединяющей точки P и P_0 , будет зависеть только от точки P и не будет зависеть от пути. Поэтому можно задать функцию $f(x, y)$, равную сумме этого интеграла и произвольно выбранной константы $f(x_0, y_0)$:

$$f(x, y) = \int_{P_0 \rightarrow P} [a(x, y)dx + b(x, y)dy] + f(x_0, y_0)$$

Чтобы понять причину этого, рассмотрим два контурных интеграла, в которых движение из точки P_0 в точку P происходит по разным путям K и K' , но возврат в точку P_0 – по одинаковому пути K'' :

$$\begin{aligned} \int_{P_0 K P} [a(x, y)dx + b(x, y)dy] + \int_{P K'' P_0} [a(x, y)dx + b(x, y)dy] &= 0 \\ \int_{P_0 K' P} [a(x, y)dx + b(x, y)dy] + \int_{P K'' P_0} [a(x, y)dx + b(x, y)dy] &= 0, \end{aligned}$$

Из вышеприведённых уравнений следует, что

$$\int_{P_0 K P} [a(x, y)dx + b(x, y)dy] = \int_{P_0 K' P} [a(x, y)dx + b(x, y)dy].$$

То есть в рассматриваемом случае интеграл не зависит от пути и будет зависеть только от начальной и конечной точек. Таким образом, подынтегральное выражение

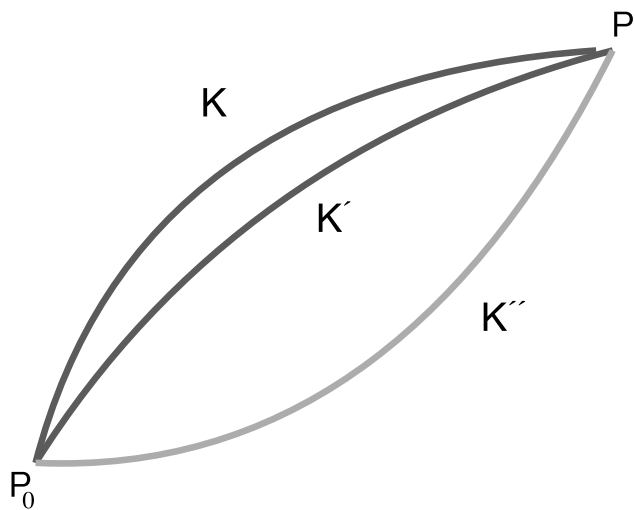
$$a(x, y)dx + b(x, y)dy,$$

представляет собой полный дифференциал функции f , которую мы задали выше с помощью данного криволинейного интеграла, то есть:

$$df = a(x, y)dx + b(x, y)dy.$$

Тогда мы можем записать, что

$$a = \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_y, \quad b = \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)_x.$$



Различные пути криволинейного интеграла

1.7. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Ранее мы упоминали об уравнении состояния идеального газа, а теперь рассмотрим обычное вещество. Вы, конечно, помните, что **уравнение состояния** – это уравнение, в котором показана взаимозависимость давления, объёма и температуры физического тела.

Записывая уравнение состояния с помощью абсолютной температуры T , получим:

$$f(p, V) = T.$$

Поскольку это уравнение отражает взаимосвязь давления, объёма и температуры, если мы определим температуру и объём, то сможем найти давление. Иными словами:

$$p = p(T, V).$$

То есть p зависит от температуры T и объёма V . При этом говорят, что p является функцией двух переменных T и V .

Продифференцируем p . Поскольку функция p – это функция переменных T и V , то, рассматривая ничтожно малое изменение p , необходимо учитывать ничтожно малые изменения обеих переменных – T и V . Это выражается следующим образом:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T dV.$$

Здесь

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T -$$

это производная от p по T при постоянном V и производная от p по V при постоянной T , соответственно. Производная функции по одному из её аргументов, когда остальные аргументы считаются константами, называется **частной производной**. Параметр dp – это **полный дифференциал**.

Почему мы используем частные производные? Во множестве случаев тепловое равновесие определяется двумя или более параметрами, например температурой и давлением. Из-за этого различные физические величины, характеризующие состояние теплового равновесия, превращаются в функции многих переменных. Поэтому при анализе изменений физических величин невозможно обойтись без частных производных.

Справедливо соотношение, связывающее частные производные:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T = -1.$$

Это очень полезное соотношение. Дело в том, что в термодинамических опытах некоторые условия реализовать легче, чем другие. Может, например, оказаться, что постоянство давления и температуры обеспечить легко, а постоянство объёма – сложно. Однако данное соотношение позволяет производить вычисления для трудно реализуемых условий на основе результатов измерений, проведённых в легко реализуемых условиях.

Рассмотрим для примера уравнение состояния для реального газа. Оно будет не таким, как для идеального. Хорошим приближением для уравнения состояния реального газа является **уравнение Ван-дер-Ваальса**. Записанное для 1 моль газа, оно выглядит так:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT.$$

Здесь a и b – положительные константы. Понятно, что если газ будет разреженным, а его объём достаточно большим, то произойдёт приближение к уравнению состояния идеального газа. Оставив p постоянным и сильно увеличив V , увидим, что пер-

вый множитель левой части уравнения $\left(p + \frac{a}{V^2}\right)$ приблизится к p , а второй множитель $(V - b)$ приблизится к V ; в итоге получим уравнение $pV = RT$.

Ну что, уловили идею? Итак, теперь давайте исследуем уравнение Ван-дер-Ваальса, попутно упражняясь в нахождении частных производных:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT.$$

Считая V константой и дифференцируя левую и правую части уравнения по T , получим:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{V - b}.$$

Подобным же образом, считая T константой и дифференцируя левую и правую части уравнения по V , получим:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = \frac{2a}{V^3} - \frac{p + \frac{a}{V^2}}{V - b} = \frac{2a}{V^3} - \frac{RT}{(V - b)^2}$$

Здесь после второго знака равенства мы заменили p на T , используя уравнение состояния Ван-дер-Ваальса. Соответственно, полный дифференциал dp можно записать следующим образом:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T dV = \frac{R}{V-b} dT + \left[\frac{2a}{V^3} - \frac{RT}{(V-b)^2} \right] dV.$$

Если зафиксировать p , то, поскольку $dp = 0$, мы получим:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p = - \frac{V-b}{R} \left[\frac{2a}{V^3} - \frac{RT}{(V-b)^2} \right].$$

Кроме того, если обратить внимание на следующее:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T^{-1} = \left[\frac{2a}{V^3} - \frac{RT}{(V-b)^2} \right]^{-1},$$

то можно увидеть, что выполняется:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = -1,$$

как и следовало ожидать. Попробуйте самостоятельно проверить вышеизложенное – это поможет вам немного освоиться в теме.

ИТОГИ ГЛАВЫ 1

- **Тепловое равновесие** – состояние отсутствия изменений, которое устанавливается через какое-то время после приведения тел в соприкосновение друг с другом.
- **Нулевое начало термодинамики** – закон, утверждающий, что если тела A и B , а также тела A и C находятся в состоянии теплового равновесия, то тела B и C тоже находятся в состоянии теплового равновесия. (Принцип транзитивности теплового равновесия.)
- **Давление** – величина силы, которая действует на единицу площади поверхности перпендикулярно этой поверхности.
- **Гидростатическое давление** – давление, действующее на всю поверхность тела и одинаковое во всех точках этой поверхности.
- **Закон Бойля-Мариотта** – закон, гласящий, что при постоянной температуре произведение давления на объём разреженного газа постоянно. Этот закон строго выполняется в отношении идеального газа.
- **Идеальный газ** – идеализированная модель разреженного газа, в отношении которой строго выполняется закон Бойля-Мариотта.
- **Абсолютная температура** – температура, выводимая из объёма идеального газа. Единица измерения – кельвин (К).
- **Закон Гей-Люссака** – закон, гласящий, что при постоянном давлении объём газа пропорционален абсолютной температуре.
- **Уравнение состояния идеального газа:**

$$pV = R'T$$

- **Моль** – единица измерения количества вещества. Один моль соответствует количеству атомов, содержащихся в 12 граммах изотопа углерода с атомной массой 12.
- **Частная производная** от функции $z = z(x, y)$ по x записывается как

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y$$

и представляет собой производную от z по переменной x , при нахождении которой переменная y считается константой.

- **Частные производные и полный дифференциал** для функции $z = z(x, y)$:

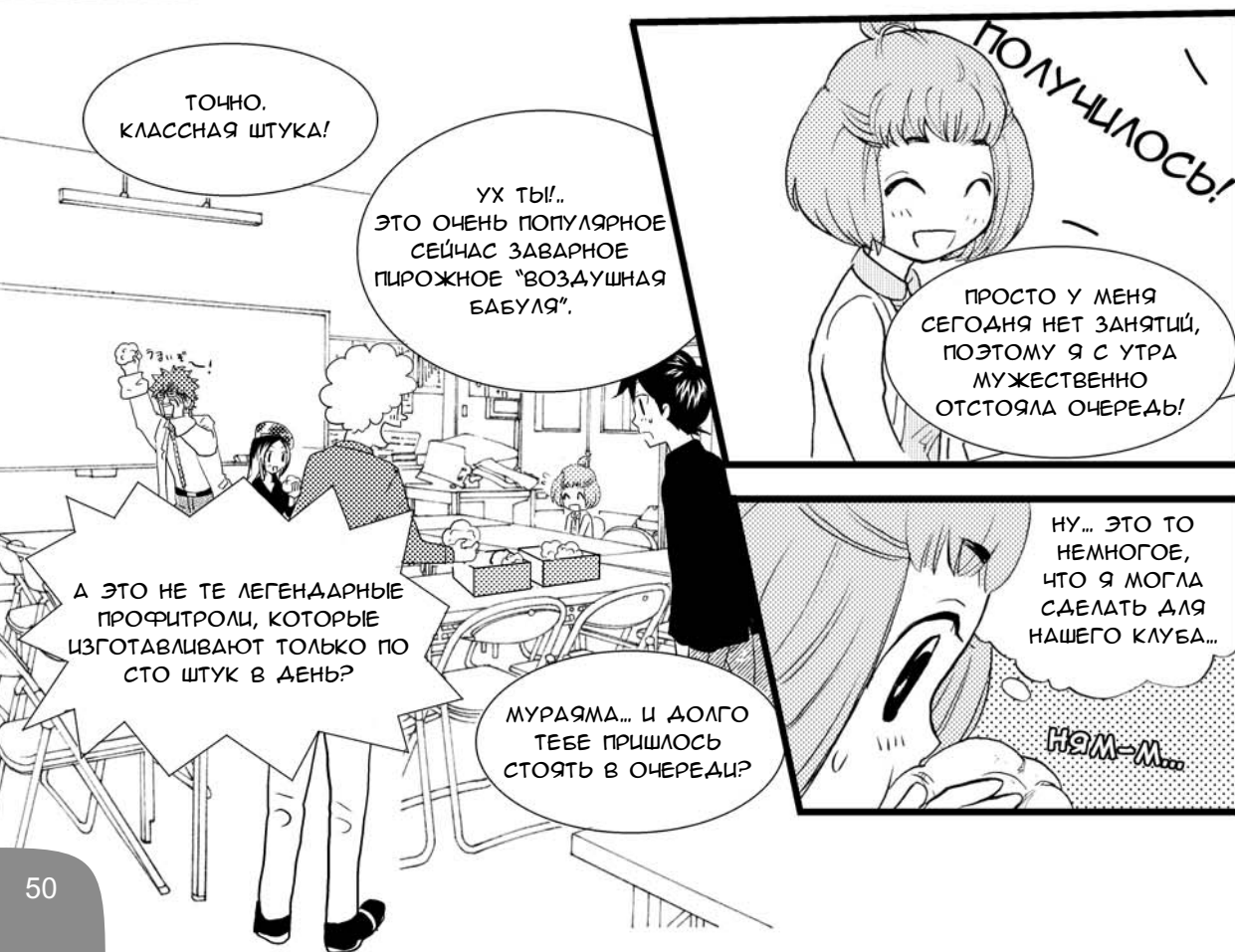
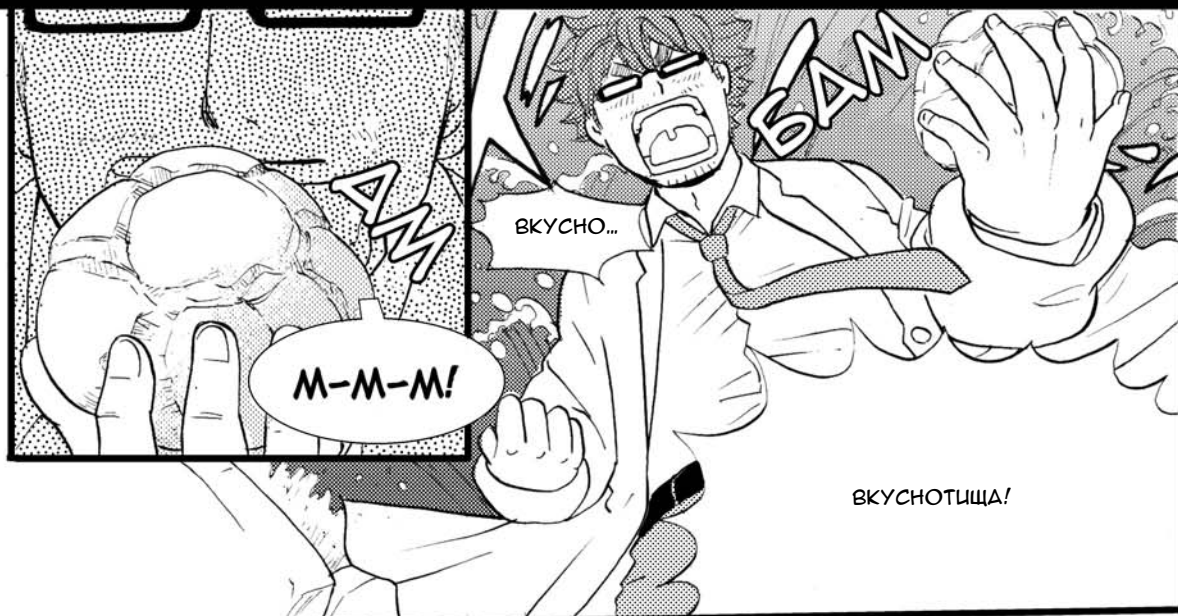
$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x dy.$$

ГЛАВА 2

..... ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ



2.0. ХИТРЫЙ ПЛАН ПРЕДСЕДАТЕЛЯ КЛУБА



С МОМЕНТА УВЕДОМЛЕНИЯ О ПРОВЕРКЕ КЛУБОВ ПРОШЛО УЖЕ НЕСКОЛЬКО ДНЕЙ, А СТРАТЕГИЯ ПОВЕДЕНИЯ ДО СИХ ПОР НЕ ВЫРАБОТАНА.

М-М... ОТМЕННЫЙ ВКУС!
ЗАОРОВО, КОГДА МОЖНО
ВКУСНО ПОЕСТЬ И ПРИ ЭТОМ
НЕ СТОЯТЬ В ОЧЕРЕДЯХ...

НО КАЖДЫЙ ДЕНЬ
ХОЧЕТСЯ ЧЕГО-НИБУДЬ
ОСОБЕННОГО...

ХРУМ
ХРУМ

Т
У
К!

ЭВРИКА!

ЕСТЬ ЦАЕЯ... НЕ
ДЛЯ ВИДУ ЖЕ ГЛАВА
КЛУБА "НЕОБУЧ"
ИСПОЛНЯЕТ СВОИ
ОБЯЗАННОСТИ!..

О ЧЁМ ТЫ? ЧТО ТЫ
ЗАДУМАЛА?

БЕЖИТ

ЭЙМИ...
ПО-МОЕМУ,
У ТЕБЯ ЕСТЬ
ДРУГИЕ ДЕЛА.

А?

ПОСКОЛЬКУ
МАСУНАГА-СЭНСЭИ КАК
РАЗ ЗДЕСЬ, ЖЕЛАЮ ВАМ
УДАЧНО
ПОЗАНЧИМАТЬСЯ
ТЕРМОДИНАМИКОЙ!

СЪЕМ-КА ЕЩЁ...

АГА!

НУ, МЫ
ПОНЕСЛИСЬ!

ХВАТ

МОЁ
ПИРОЖНОЕ!..

ДАВАЙ, ЭЙМИ!

2.1. РАБОТА И ЭНЕРГИЯ



ТОГДА Я И БЕЗ
ТЕРМОДИНАМИКИ ОБ ЭТОМ
ЗНАЮ!

ВОТ ТАК.

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ:

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ + ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ
ЭНЕРГИЯ = КОНСТАНТА

ОТПУСКАЕМ БЕЗ ТОЛКА - НАЧАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ 0.
НАЧАЛЬНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ
ВО ВСЕХ СЛУЧАЯХ ОДИНАКОВА.



ПРИ ДОСТИЖЕНИИ САМОЙ НИЗКОЙ
ТОЧКИ ВСЯ НАЧАЛЬНАЯ ПОТЕНЦИ-
АЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ПРЕВРАЩАЕТСЯ
В КИНЕТИЧЕСКУЮ.

ПОСКОЛЬКУ НАЧАЛЬНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ
ОДИНАКОВА, КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ТОЖЕ
БУДЕТ ОДИНАКОВА ВО ВСЕХ ТРЁХ СЛУЧАЯХ =>
СКОРОСТЬ ТОЖЕ ОДИНАКОВА.

ЭНЕРГИЯ НЕ ВОЗНИКАЕТ ИЗ НИЧЕГО
И НИКУДА НЕ ИСЧЕЗАЕТ.

ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ
ГЛАСИТ: СУММАРНАЯ
ЭНЕРГИЯ ВСЕГДА ОСТАЁТСЯ
ПОСТОЯННОЙ.



ИТАК,

ЧТО?
ЭНЕРГИЯ И...

ШВЫРЬ!

СМОЖЕШЬ ЛИ ТЫ ОБЪЯСНИТЬ,
ЧТО ТАКОЕ **ЭНЕРГИЯ** И ЧТО
ТАКОЕ **РАБОТА**?

РАБОТА?..

ЛАДНО!
ТОГДА ЗАЙМЁМСЯ
ПОВТОРЕНИЕМ!

ЛОВИ, Я ПОДАЮ!

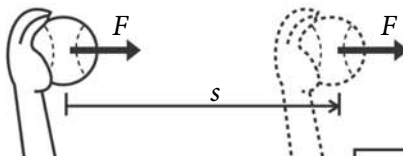
РУКА ПРИКЛАДЫВАЕТ К МЯЧУ СИЛУ F ДО ТЕХ ПОР, ПОКА МЯЧ НЕ ПРОЙДЁТ НЕКОТОРОЕ РАССТОЯНИЕ s .

В ТАКОМ СЛУЧАЕ ГОВОРЯТ, ЧТО РУКА СОВЕРШИЛА ПО ОТНОШЕНИЮ К МЯЧУ РАБОТУ $F \cdot s$.

ПОЛУЧАЕТСЯ, ЧТО БРОШЕННЫЙ МЯЧ НЕСЁТ В СЕБЕ РОВНО СТОЛЬКО ЭНЕРГИИ, СКОЛЬКО РАБОТЫ СОВЕРШИЛА ПО ОТНОШЕНИЮ К НЕМУ РУКА.

СКОРОСТЬ 0
КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ 0

СКОРОСТЬ v
КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ $\frac{1}{2}mv^2$



РАБОТА $W = F \cdot s$

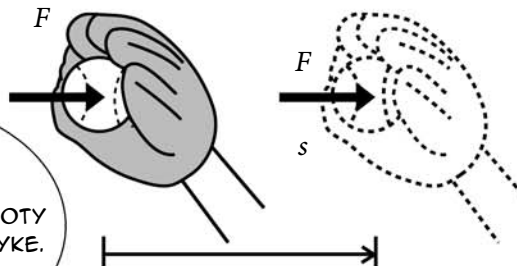
$$\frac{1}{2}mv^2 = W$$

НАПРОТИВ, КОГДА МЯЧ ПОПАДАЕТ В ПЕРЧАТКУ...

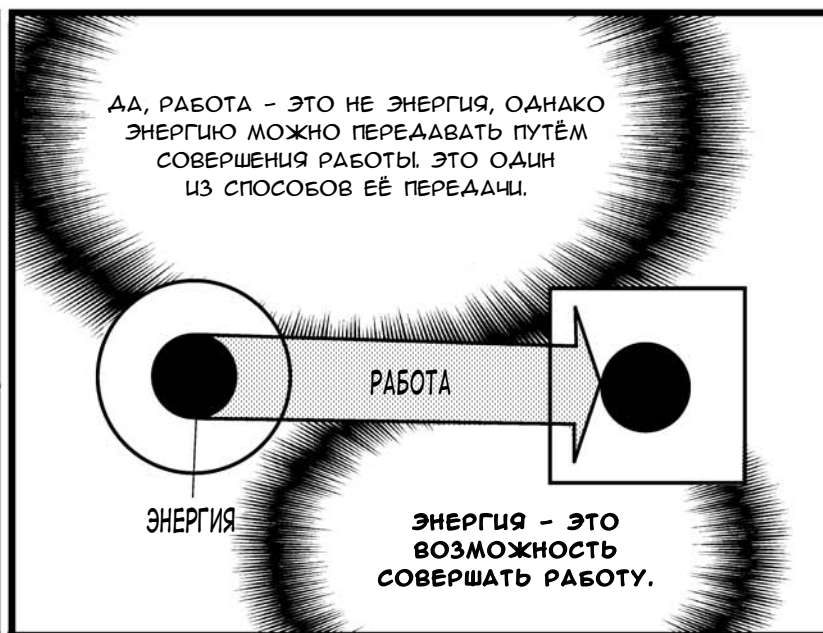
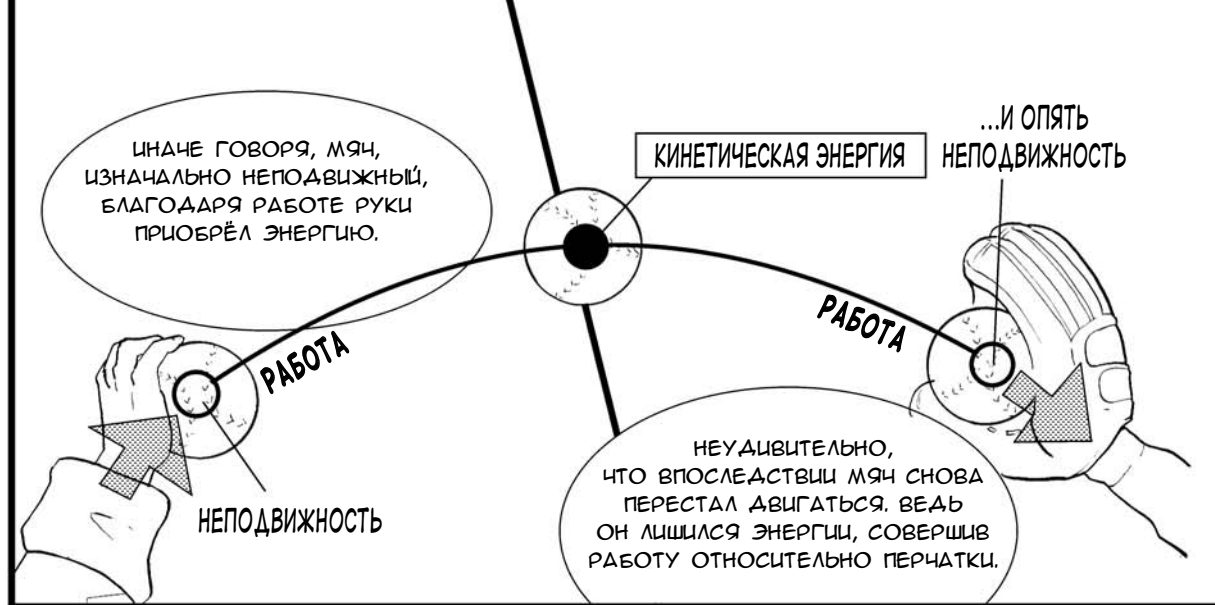
РУКА
СОВЕРШАЕТ
РАБОТУ
НАД МЯЧОМ

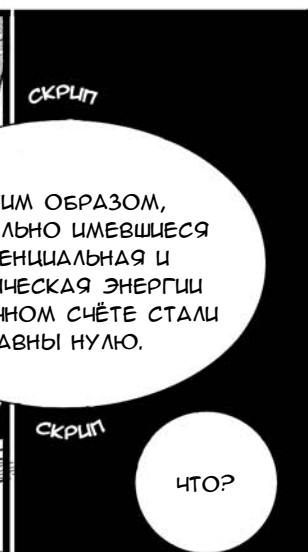
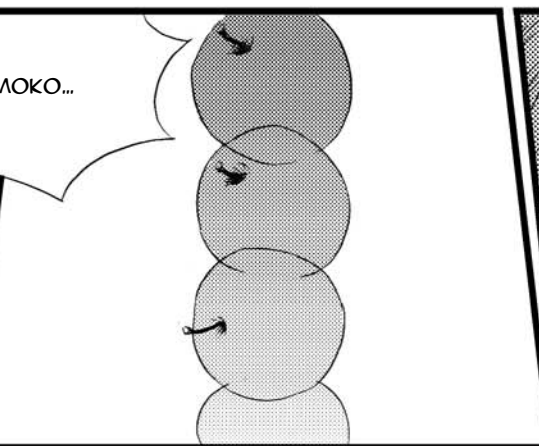
...ОН СОВЕРШАЕТ РАБОТУ
ПО ОТНОШЕНИЮ К РУКЕ.

МЯЧ СОВЕРШАЕТ РАБОТУ НАД ПЕРЧАТКОЙ



РАБОТА $W = F \cdot s$



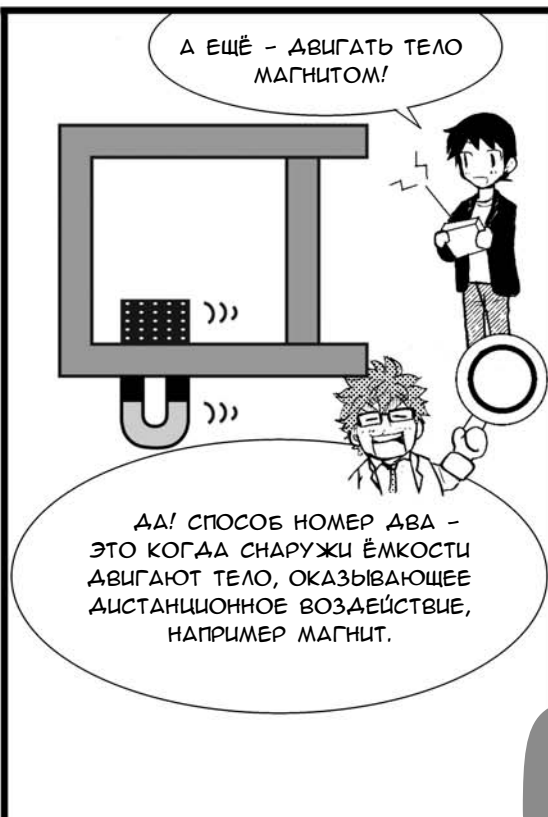
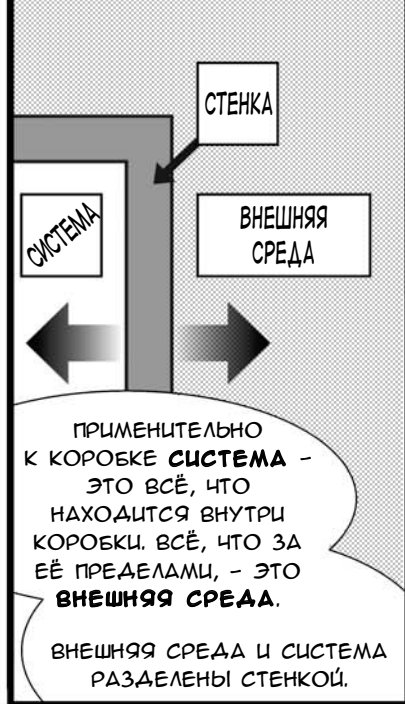




ЕСЛИ РАССМАТРИВАТЬ ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ
ЭНЕРГИИ С УЧЁТОМ ЭТИХ ПОНЯТИЙ, ТО МЫ
ПОЛУЧИМ ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ!

2.2. ТЕПЛОНЕПРОНИЦАЕМАЯ СТЕНКА





ЕСЛИ ВЛИЯНИЕ
НА СОДЕРЖИМОЕ ЁМКОСТИ МОЖНО
ОКАЗАТЬ ТОЛЬКО ЭТИМИ
ДВУМЯ СПОСОБАМИ
И НИКАКИМИ ДРУГИМИ, ТО СТЕНКА
ЭТОЙ ЁМКОСТИ НАЗЫВАЕТСЯ
**ТЕПЛОПРОНИЦАЕМОЙ
СТЕНКОЙ.**

ЗАПОМНИМ ЭТО ОПРЕДЕЛЕНИЕ!

**ЗА ТЕПЛОПРО-
НИЦАЕМОЙ СТЕНКОЙ**

Вспых

ИЗМЕНЕНИЯ
ВНУТРИ ЁМКОСТИ,
КОТОРАЯ ОГРАНИЧЕНА
ТЕПЛОПРОНИЦАЕМОЙ
СТЕНКОЙ,

НАЗЫВАЮТСЯ
**АДИАБАТИЧЕСКИМ
ПРОЦЕССОМ.**

КСТАТИ, СЛЕДУЮЩИЕ
ПРОЦЕССЫ К АДИАБАТИЧЕСКИМ
НЕ ОТНОСЯТСЯ.



НАГРЕВАЕМ ВОДУ В ЧАЙНИКЕ
НА ОГНЕ ГАЗОВОЙ КОНФОРКИ...



ТЕМПЕРАТУРА
ВОДЫ
ПОВЫШАЕТСЯ.

ДЕРЖИМ В РУКАХ ПОЛИЭТИЛЕНОВЫЙ
ПАКЕТ, НАПОЛНЕННЫЙ ЛЬДОМ...

ЛЁД
ПОСТЕПЕННО
ТАЕТ.



2.3. ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ



ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ,
А ТАКЖЕ ВТОРОЕ, О КОТОРОМ
МЫ ПОГОВОРИМ ПОЗЖЕ, НЕ
ОГРАНИЧИВАЮТСЯ ЛИШЬ ОПИСАНИЕМ
РАБОТЫ ДВИГАТЕЛЯ. МОЖНО БЕЗ
ПРЕУВЕЛИЧЕНИЯ СКАЗАТЬ, ЧТО ЭТО
ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ПРИРОДЫ!

ВЗРЫВ

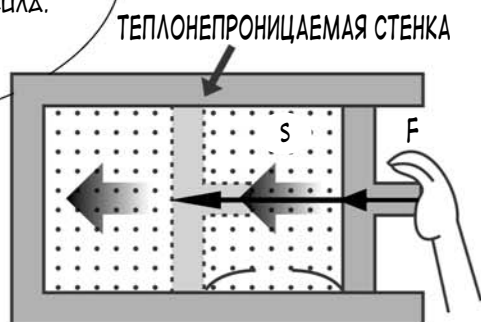
ЕСЛИ ИЗУЧАТЬ
НЕ ЭТО,
ТО ЧТО ЖЕ ЕЩЁ?..



ЧТО ЭТО С НИМ?

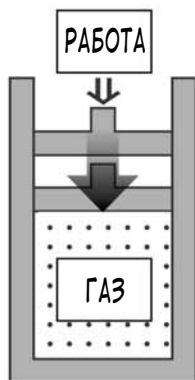


ИТАК, С ПОМОЩЬЮ ПОРШНЯ
К ЭТОЙ СИСТЕМЕ
ПРИКЛАДЫВАЕТСЯ СИЛА.

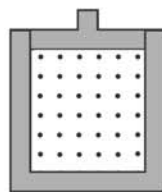


РАБОТА ВНЕШНЕЙ СИЛЫ $F \cdot s$

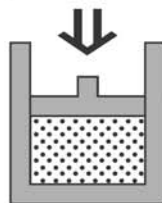
ПРИ ЭТОМ ВНЕШНЯЯ
СИЛА СОВЕРШАЕТ НАД
СИСТЕМОЙ РАБОТУ.



СОСТОЯНИЕ
А



СОСТОЯНИЕ
В



В ТАКОМ СЛУЧАЕ
ДЛЯ ДВУХ ЗАДАННЫХ
СОСТОЯНИЙ ГАЗА -
ДО И ПОСЛЕ СЖАТИЯ...

...РАБОТА ВСЕГДА БУДЕТ
ОДИНАКОВОЙ! ДА?



ИЗМЕНЕНИЕ ОТ СОСТОЯ-
НИЯ А ДО СОСТОЯНИЯ В

ВЕРНО!

ВОТ ЭТО И ЕСТЬ
ПЕРВОЕ НАЧАЛО!

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ (ФОРМУЛИРОВКА БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОТЫ)

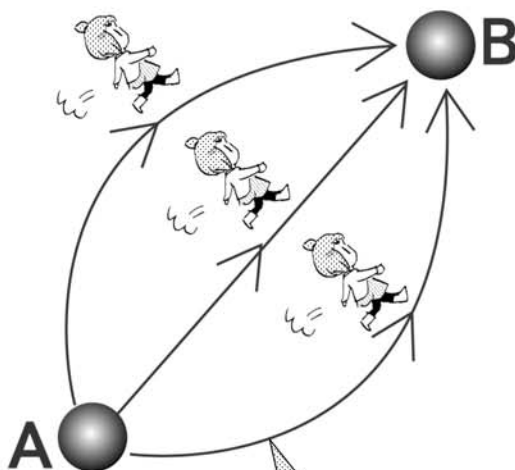
ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРОЦЕССЕ В КАКОЙ-ЛИБО СИСТЕМЕ ПОЛНАЯ РАБОТА
ВНЕШНИХ СИЛ ЗАВИСИТ ТОЛЬКО ОТ НАЧАЛЬНОГО И КОНЕЧНОГО СОСТОЯНИЙ
И НЕ ЗАВИСИТ ОТ ПРОЦЕССА.



СОГЛАСНО ЭТОМУ ЗАКОНУ,
В СЛУЧАЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО
ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ
РАВНОВЕСИЯ **A** В СОСТОЯНИЕ
РАВНОВЕСИЯ **B**...

...НЕЗАВИСИМО ОТ ТОГО, КАК
ПРОТЕКАЕТ ЭТОТ ПРОЦЕСС,
РАБОТА ВНЕШНИХ СИЛ БУДЕТ
ОПРЕДЕЛЯТЬСЯ ОДНОЗНАЧНО!

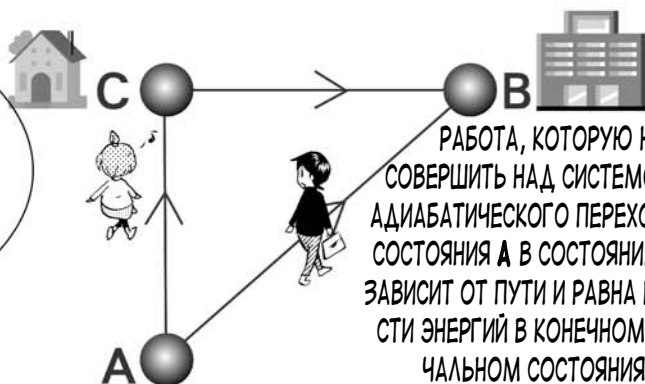
ЭТО ЭМПИРИЧЕСКИЙ ЗАКОН: ОН
БЫЛ ВЫВЕДЕН ПО РЕЗУЛЬТАТАМ
МНОГОЧИСЛЕННЫХ ОПЫТОВ, КОТОРЫЕ
ПРОВОДИЛИСЬ НА ПРОТЯЖЕНИИ
МНОГИХ ЛЕТ.



ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДЕ ИЗ СОСТОЯНИЯ **A** В СОСТОЯНИЕ **B** РАБОТА ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ОДНОЗНАЧНО.

ИНАЧЕ ГОВОРЯ, ПУТЬ ПРОЦЕССА ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ **A** В СОСТОЯНИЕ **B** НИКАК НЕ ВЛИЯЕТ НА РАБОТУ.

НАПРИМЕР, ДАЖЕ ЕСЛИ СИСТЕМА В ПРОЦЕССЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРОЙДЁТ ЧЕРЕЗ ДРУГИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ РАВНОВЕСИЯ, РАБОТА ВНЕШНИХ СИЛ ПРИ ЭТОМ НЕ ИЗМЕНИТСЯ.



РАБОТА, КОТОРУЮ НАДО СОВЕРШИТЬ НАД СИСТЕМОЙ ДЛЯ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ А В СОСТОЯНИЕ В, НЕ ЗАВИСИТ ОТ ПУТИ И РАВНА РАЗНОСТИ ЭНЕРГИЙ В КОНЕЧНОМ И НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИЯХ.

ПОСКОЛЬКУ РАБОТА, НЕОБХОДИМАЯ ДЛЯ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ А В СОСТОЯНИЕ В, НЕ ЗАВИСИТ ОТ ПУТИ, ТО ВЫПОЛНЯЕТСЯ

$$W_{A \rightarrow B} = W_{A \rightarrow C} + W_{C \rightarrow B}.$$

ВЕЛИЧИНА РАБОТЫ, НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ РАВНОВЕСИЯ А, ПРИНЯТОГО ЗА ОПОРНОЕ, В ИНОЕ СОСТОЯНИЕ РАВНОВЕСИЯ, НАЗЫВАЕТСЯ **ЭНЕРГИЕЙ** ЭТОГО СОСТОЯНИЯ И ОБОЗНАЧАЕТСЯ БУКВОЙ U .

УЧИТЫВАЯ ЭТО, ПОЛУЧАЕМ:

$$W_{C \rightarrow B} = U_B - U_C$$

ПРИ ПОДЪЁМЕ С ОДНОГО УРОВНЯ НА ВЕРШИНУ ОДНОЙ И ТОЙ ЖЕ ГОРЫ, КАКОЙ БЫ ПУТЬ ВЫ НИ ВЫБРАЛИ, ВЫ ПОДНИМАЕТЕСЬ НА ОДНУ И ТУ ЖЕ ВЫСОТУ!



С

В

ЦЕЛЬ

$$U_B - U_C$$

СТАРТ

В ВЫШЕПРИВЕДЁННОМ ПРИМЕРЕ U_B И U_C - ЭТО ВЫСОТЫ НАД УРОВНЕМ МОРЯ ТОЧЕК В И С СООТВЕТСТВЕННО. ЗАПИСЬ $W_{C \rightarrow B} = U_B - U_C$ ОБОЗНАЧАЕТ «ЧИСТУЮ» ВЫСОТУ, НА КОТОРУЮ НУЖНО ПОДНИМАТЬСЯ; ОНА РАВНА РАЗНОСТИ ВЫСОТ ТОЧКИ, В КОТОРУЮ МЫ ПОДНИМАЕМСЯ, И ТОЧКИ НАЧАЛА ПОДЪЁМА. ТОЧКА А, ВЗЯТАЯ ЗА ОПОРНУЮ, В ДАННОМ СЛУЧАЕ ОБОЗНАЧАЕТ УРОВЕНЬ МОРЯ.

АА, НО КАКАЯ ЗДЕСЬ СВЯЗЬ С УПОМЯНУТОЙ РАНЕЕ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИЕЙ?





ИТАК, ЭНЕРГИЯ, КОТОРАЯ
ОСТАЁТСЯ В СИСТЕМЕ ЗА
ВЫЧЕТОМ МЕХАНИЧЕСКОЙ
ЭНЕРГИИ ЭТОЙ СИСТЕМЫ КАК
ЕДИНОВОГО ЦЕЛОГО...

КИНЕТИЧЕСКАЯ
ЭНЕРГИЯ

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ
ЭНЕРГИЯ

ВНУТРЕННЯЯ
ЭНЕРГИЯ

...НАЗЫВАЕТСЯ
ВНУТРЕННЕЙ
ЭНЕРГИЕЙ.



2.4. ЧТО ТАКОЕ ТЕПЛОТА?



МЕЖДУ ПРОЧИМ...

ИНОГДА ОЩУТИМОЕ ТЕПЛО ПУТАЮТ С ТЕПЛОТОЙ. НО НА САМОМ ДЕЛЕ ЭТО ДЕЙСТВИТЕЛЬНО ТЕМПЕРАТУРА!

ТЕПЛОТА

ТЕПЛОТА И ТЕМПЕРАТУРА - СОВЕРШЕННО РАЗНЫЕ ВЕЩИ!

ОХ УЖ ЭТА ЗАГАДОЧНАЯ
ТЕПЛОТА... А ЕЁ ВООООЩЕ
МОЖНО ДАТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЕ?

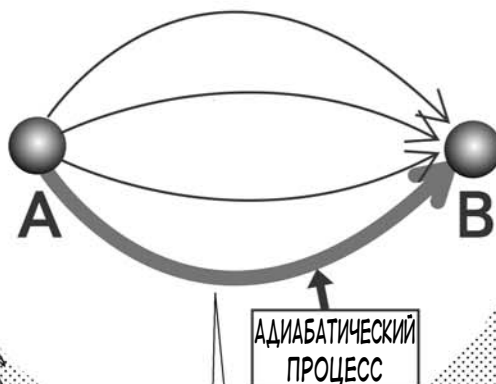
СПОКОЙНО!
Я ВАС УЖЕ К ЭТОМУ
ПОДГОТОВИЛ.

ВЖИК

ИТАК,
ДАВАМ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ТЕПЛОТЕ!

ПРЕДПОЛОЖИМ, ЧТО
СУЩЕСТВУЕТ НЕСКОЛЬКО
ПРОЦЕССОВ ПЕРЕХОДА ИЗ
СОСТОЯНИЯ **A** В СОСТОЯНИЕ **B**.

ОДИН ИЗ НИХ, К ПРИМЕРУ,
АДИАБАТИЧЕСКИЙ, А ДРУГИЕ
ПРЕДСТАВЛЯЮТ СОБОЙ НЕЧТО
ИНОЕ.



АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС



РАБОТА
||
ПРИРАЩЕНИЕ
ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ

ИСХОДЯ ИЗ ФОРМУЛИРОВКИ
ПЕРВОГО НАЧАЛА
ТЕРМОДИНАМИКИ БЕЗ
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОТЫ,

В СЛУЧАЕ С АДИАБАТИЧЕСКИМ
ПРОЦЕССОМ МЫ СЧИТАЕМ, ЧТО
РАБОТА ВНЕШНИХ СИЛ СТРОГО
РАВНА ПРИРАЩЕНИЮ ВНУТРЕННЕЙ
ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ.

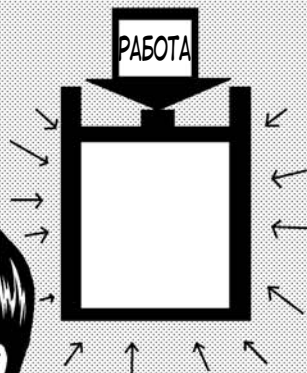
ОДНАКО! ЕСЛИ ЭТОТ ПРОЦЕСС
НЕ ЯВЛЯЕТСЯ
АДИАБАТИЧЕСКИМ...

~~РАБОТА =
ПРИРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ
ЭНЕРГИИ~~

...ТО РАБОТА ВНЕШНИХ
СИЛ ЗАВИСИТ ОТ ПУТИ
ПРОЦЕССА И МОЖЕТ БЫТЬ
РАЗЛИЧНОЙ.

В НЕАДИАБАТИЧЕСКОМ ПРОЦЕССЕ
ПРИРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ
СИСТЕМЫ ПРЕВЫСИТ РАБОТУ
ВНЕШНИХ СИЛ?

ВЫХОДИТ,
В ЁМКОВИСТЬ
ИЗ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ
ПЕРЕДАЁТСЯ
ТЕПЛОТА!

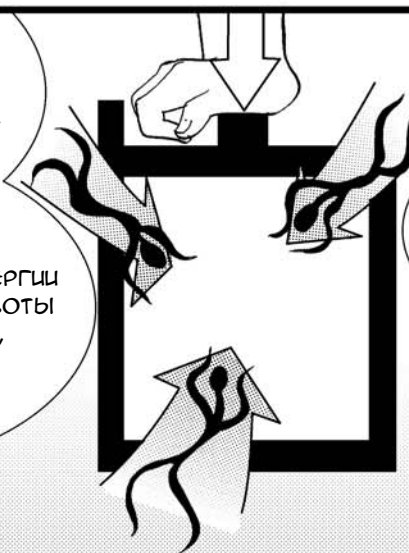


ИМЕННО!
ТЕПЛОТА, КАК И РАБОТА, - ЭТО
ФОРМА ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ.
ПОЭТОМУ НИ ТЕПЛОТА, НИ РАБОТА
НЕ СОХРАНЯЮТСЯ.



ИНАЧЕ ГОВОРЯ, В СЛУЧАЕ
НЕАДИАБАТИЧЕСКОГО
ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ А
В СОСТОЯНИЕ В

ПРИРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ
СИСТЕМЫ РАВНО СУММЕ РАБОТЫ
ВНЕШНИХ СИЛ И ТЕПЛОТЫ,
ПОСТУПИВШЕЙ
ИЗВНЕ!



НА САМОМ ДЕЛЕ ЭТО
И ЕСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ТЕПЛОТЫ!

Ой,
ГОРЯЧО!



А ТЕПЕРЬ
ИЗМЕНИМ ФОРМУЛИРОВКУ
ПЕРВОГО НАЧАЛА
ТЕРМОДИНАМИКИ ТАК, ЧТОБЫ
В НЕЙ ИСПОЛЬЗОВАЛОСЬ ПОНЯТИЕ
ТЕПЛОТЫ!

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ (ФОРМУЛИРОВКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕПЛОТЫ)

ПРИ ПЕРЕХОДЕ КАКОЙ-ЛИБО СИСТЕМЫ ИЗ ОДНОГО СОСТОЯНИЯ РАВНО-
ВЕСИЯ В ДРУГОЕ СУММА ПОЛНОЙ РАБОТЫ ВНЕШНИХ СИЛ И ТЕПЛОТЫ,
ПОСТУПИВШЕЙ ИЗВНЕ, НЕ ЗАВИСИТ ОТ ПУТИ ПРОЦЕССА И РАВНА ПРИРА-
ЩЕНИЮ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ.

ЕСЛИ ПОДВЕСТИ ИТОГИ,
ПОЛУЧИТСЯ ВОТ ТАКАЯ
ФОРМУЛИРОВКА?..

ЗНАЧИТ, ЕСЛИ ПРОЦЕСС
НЕ АДИАБАТИЧЕСКИЙ, ТО
ПРОИСХОДИТ ПЕРЕДАЧА
ТЕПЛОТЫ, ТАК?

ТЕПЛО-
ОТДАЧА
СТЕНКА

Δx...

САМО СЛОВО "ТЕПЛОТА" ВСЕГДА
ПОДРАЗУМЕВАЕТ ПЕРЕДАЧУ.



ПОГООДИТЕ-КА.

ПОНЯТНО,
ЧТО ТЕПЛОТА
И РАБОТА - ЭТО
ФОРМЫ ПЕРЕДАЧИ
ЭНЕРГИИ. НО КАК ОНИ
СВЯЗАНЫ ДРУГ
С ДРУГОМ?

А ЭТО И БУДЕТ НАША
СЛЕДУЮЩАЯ ТЕМА!

ДАВАЙТЕ!



СПЕЦВЫПУСК



Если представить первое начало термодинамики в виде уравнения, мы получим:

$$U_B - U_A = Q + W.$$

Из этого уравнения видно, что при переходе из состояния А в состояние В приращение внутренней энергии системы равно $U_B - U_A$ и его можно рассматривать как сумму работы внешних сил W и переданной системе теплоты Q . Кроме того, это уравнение показывает, что сумма работы внешних сил и переданной системе теплоты не зависит от пути процесса.

Теперь положим, что А и В – очень близкие состояния. Ничтожно малая разность внутренних энергий может быть представлена следующим образом:

$$U_B - U_A = dU.$$

С другой стороны, предположив, что работа и теплота тоже являются ничтожно малыми величинами, запишем их как $d'W$ и $d'Q$. Обратите внимание, что для обозначения ничтожно малых значений W и Q используется знак d' , в отличие от dU . Дело в том, что U является функцией состояния, поэтому ничтожно малую величину dU можно выразить как разность значений функции в двух точках, расположенных достаточно близко друг к другу. Таким образом, dU – это полный дифференциал. Однако ни W , ни Q не являются функциями состояния, поэтому соответствующие им ничтожно малые величины не являются полными дифференциалами. Следовательно, dU – полный дифференциал, а $d'W$ и $d'Q$ – нет. Записывая уравнение $U_B - U_A = W + Q$ для ничтожно малых величин, получим:

$$dU = d'W + d'Q.$$

Как видите, ни работа, ни теплота не являются сами по себе полными дифференциалами, но в сумме дают полный дифференциал внутренней энергии.

2.5. ОПЫТ ДЖОУЛЯ

ЭТОТ ОПЫТ НАГЛЯДНО
ДЕМОНСТРИРУЕТ
СВЯЗЬ РАБОТЫ
И ТЕПЛОТЫ!

ШУРХ

ОЙ!
ЭТО ЕЩЁ ЧТО?

ГРУЗ

БАК С ВОДОЙ

ГРУЗ

ЛОПАСТИ

ОБОРУДОВАНИЕ
ДЛЯ ОПЫТА ДЖОУЛЯ.

В ЁМКОСТЬ ВСТАВЛЕНА
РУЧНАЯ МЕШАЛКА,
НА ОСЬ КОТОРОЙ
НАМОТАНА НИТЬ.

ЁМКОСТЬ С ВОДОЙ ИМЕЕТ
ТЕПЛОПРОНИЦАЕМУЮ
СТЕНКУ.

КОНЦЫ НИТИ НАМОТАНЫ НА
ШКИВЫ, КОТОРЫЕ ВРАЩАЮТ-
СЯ ПРИ ОПУСКАНИИ ГРУЗОВ.

ЕСЛИ МЫ ОТПУСТИМ
ГРУЗЫ...

НЕУЖЕЛИ ТЕМПЕРАТУРА
БУДЕТ ПОВЫШАТЬСЯ
ТОЛЬКО ИЗ-ЗА ВРАЩЕНИЯ
ЛОПАСТЕЙ?

...ТО ПОД ДЕЙСТВИЕМ
СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ОНИ
НАЧНУТ ОПУСКАТЬСЯ,
ПРИВОДЯ ВО ВРАЩЕНИЕ
ЛОПАСТИ МЕШАЛКИ. ВОДА
В ЁМКОСТИ, ПЕРЕМЕШИВАЯСЬ,
БУДЕТ НАГРЕВАТЬСЯ
ИЗ-ЗА ТРЕНИЯ.

ДА. В ДАННОМ ОПЫТЕ ЭТО
ВОЗМОЖНО ПОТОМУ, ЧТО
ПРЕДОТВРАЩЕНЫ ЛЮБЫЕ
УТЕЧКИ ТЕПЛОТЫ.

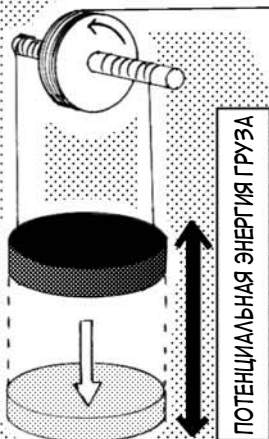
ТЕМПЕРАТУРА
ВОДЫ ПОВЫШАЕТСЯ
В РЕЗУЛЬТАТЕ РАБОТЫ,
КОТОРУЮ СОВЕРШАЕТ
ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ГРУЗЫ
СИЛА ТЯЖЕСТИ!

РАБОТУ, КОТОРУЮ СОВЕРШАЕТ
ВНЕШНЯЯ СИЛА НАД ВОДОЙ
В ЁМКОСТИ, ОБОЗНАЧИМ БУКВОЙ W .

РАБОТА

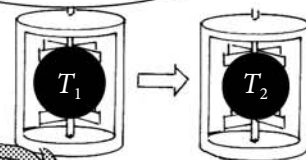
=

W



МОЖНО
ПРЕДПОЛОЖИТЬ, ЧТО
В ИДЕАЛЬНОМ СЛУЧАЕ
СОВЕРШЕННАЯ РАБОТА W
И ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ,
УТРАЧЕННАЯ ГРУЗАМИ,
ОКАЖУТСЯ РАВНЫ.

ДЛЯ ЭТОГО СЛУЧАЯ
ПРИРАЩЕНИЕ
ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ
 ΔT

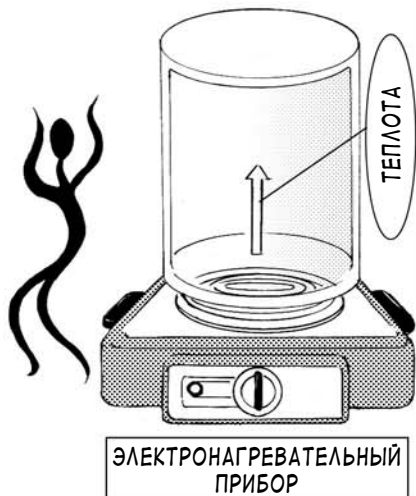


$$\Delta T = T_2 - T_1$$

ЗАПИСЫВА-
ЕТСЯ ВОТ
ТАК.

ПОПРОБУЕМ ДОБИТЬСЯ
ТАКОГО ЖЕ ИЗМЕНЕНИЯ
СОСТОЯНИЯ, УБРАВ ТЕПЛО-
НЕПРОНИЦАЕМУЮ СТЕНКУ
И СООБЩИВ ВОДЕ
ТЕПЛОТУ.

$T_1 \rightarrow T_2$



КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ Q ,
ПЕРЕДАННОЕ ИЗВНЕ
ВНУТРЬ СОСУДА, БУДЕТ
ПРОПОРЦИОНАЛЬНО УВЕЛИ-
ЧЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРЫ
 ΔT .

$$Q = C \Delta T$$

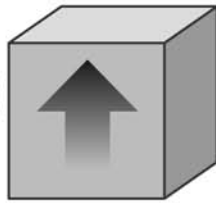
А ЧТО ТАКОЕ C ?

**C - ЭТО
ТЕПЛОЁМКОСТЬ!**

ТО ЕСТЬ
КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ,
НЕОБХОДИМОЕ ДЛЯ
ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
ТЕЛА НА ОДИН ГРАДУС.

ЕСЛИ ПРИНЯТЬ МАССУ
ТЕЛА РАВНОЙ m , ТО,
ПОСКОЛЬКУ ТЕПЛОЁМКОСТЬ C
ПРОПОРЦИОНАЛЬНА МАССЕ,
МОЖНО ЗАПИСАТЬ
 $C = cm$.

ТЕПЛОЁМКОСТЬ



КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ, НЕОБХОДИМОЕ ДЛЯ
ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕКОЕГО ТЕЛА НА 1 К

НА ЭТОТ
РАЗ $C...$

$C \rightarrow c$

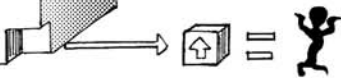


**УДЕЛЬНАЯ
ТЕПЛОЁМКОСТЬ c -**

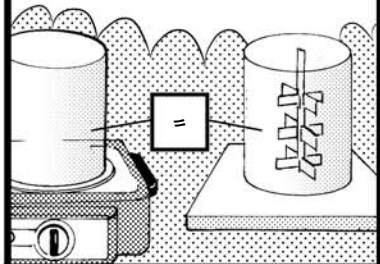
ЭТО КОЛИЧЕСТВО
ТЕПЛОТЫ, НЕОБХОДИМОЕ,
ЧТОБЫ ПОВЫСИТЬ ТЕМПЕРАТУРУ
ЕДИНИЦЫ МАССЫ ВЕЩЕСТВА
НА 1 ГРАДУС.

УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ:

КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ, НЕОБХО-
ДИМОЕ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ НА 1 К
ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕЛА ВЕСОМ 1 КГ



ИСПОЛЬЗУЯ В ОДНОМ
СЛУЧАЕ МЕШАЛКУ,
В ДРУГОМ - ЭЛЕКТРОПЛИТКУ,
МЫ ОБА РАЗА ПОЛУЧИЛИ
ОДИНАКОВУЮ ТЕМПЕРАТУРУ!



ОБОЗНАЧИВ ПРИРАЩЕНИЕ
ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ КАК ΔU ,

ПОЛУЧИМ:
 $W = Q = \Delta U$.

РАБОТА ТЕПЛОТА



ЭТО НАЗЫВАЕТСЯ
**ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬЮ
ТЕПЛОТЫ И РАБОТЫ!**

И ТЕПЛОТА, И РАБОТА
В КОНЕЧНОМ СЧЁТЕ
СТАНОВЯТСЯ ПРИРАЩЕНИЕМ
ОДНОЙ И ТОЙ ЖЕ
ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ.

**СПЕЦКУРС
МАСУНАГИ**



УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ ВОДЫ

В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПОЛУЧЕНА УДЕЛЬНАЯ
ТЕПЛОЁМКОСТЬ ВОДЫ, РАВНАЯ ПРИБЛИ-
ЗИТЕЛЬНО $4,19 \cdot 10^3$ ДЖ/(КГ·К). РАНЕЕ ОНА
ВЫРАЖАЛАСЬ В КАЛОРИЯХ (КАЛ).

1 КАЛОРИЯ - ЭТО КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ,
НЕОБХОДИМОЕ ДЛЯ НАГРЕВАНИЯ ОДНОГО
ГРАММА ВОДЫ НА 1 К.

СООТНОШЕНИЕ КАЛОРИЙ И ДЖОУЛЕЙ:
 $1 \text{ КАЛ} \approx 4,19 \text{ ДЖ}$.

ЭТО ТАК НАЗЫВАЕМЫЙ МЕХАНИЧЕСКИЙ
ЭКВИВАЛЕНТ ТЕПЛОТЫ.



2.6. КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ



Мураяма, мне кажется, пора перекусить!



Ух ты! Спасибо! Надо же, одэн... посреди бела дня?..
Довольно терпкий вкус! И всё-таки я поем.



Просто президент клуба как-то обмолвилась: «Хочу вкусенького одэна!»
Вот я его как-то между делом и приготовил. Не уверен, правда, что вышло хорошо...



А, яшно... Я шшитаю, шшо полушилошь замешательно!



Он горячий – осторожней, не обожгись!
По правде говоря, будет вкуснее, если поставить его с вечера остывать в глиняном горшке. Тогда бульон как следует настоится.



Это ты верно говоришь!
Конечно, одэн тем вкуснее, чем лучше он настоится.



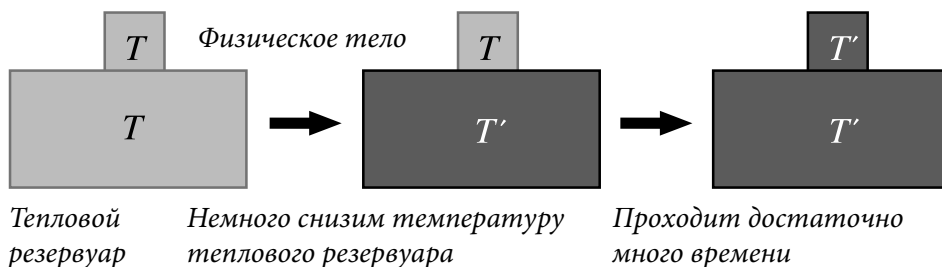
Точно. Совсем как в термодинамике!..



Что-о? Начали с перекуса – заканчиваем термодинамикой?!



Так уж получается...



Ничтожно малые температурные изменения, при которых сохраняется состояние, близкое к тепловому равновесию



Рассмотрим, к примеру, случай медленного охлаждения физического тела. Сначала поместим данное тело внутрь ёмкости, одна из стенок которой является **диатермической** (стенкой, проводящей тепло).



Ага... То есть стенка, которая проводит тепло, называется диатермической.



Вдобавок подготовим очень большой резервуар, наполненный водой температуры T , и приведём его в контакт с диатермической стенкой ёмкости, содержащей тело. По прошествии некоторого времени между телом и водой установится состояние теплового равновесия. Так как воды в резервуаре много, её теплоёмкость будет велика и можно считать, что при передаче теплоты от тела к воде температура воды T меняться не будет. По достижении теплового равновесия температура тела тоже станет равна T . В этом случае большой объём воды исполняет роль **теплового резервуара**, или **резервуара температуры**.



В самом деле, тепловой резервуар.



Теперь понизим температуру этого резервуара от T до чуть меньшего значения T' . По прошествии некоторого времени температура тела тоже достигнет T' . Неоднократно повторяя этот процесс, мы можем изменять температуру тела, при этом сохраняя состояние, близкое к состоянию теплового равновесия. Это называется **квазистатическим процессом**.

Условия квазистатического процесса:

Изменение состояния системы представляет собой последовательность состояний, бесконечно близких к состоянию теплового равновесия.

Последовательные состояния, из которых состоит путь процесса изменения, могут быть воспроизведены в обратном порядке.



(Ням, ням...) Кроме того, процессы, не являющиеся квазистатическими, называются **нестатическими**. (Ням, ням...)



Хм... Сэнсэй тоже решил перекусить...

Но ведь эти квазистатические процессы должны занимать ну о-о-очень много времени!



Да, поэтому в природе они нереализуемы. Однако в термодинамике иногда прибегают к их помощи, поэтому запомни это определение!

Правда, тут нужно учесть одно обстоятельство. Дело в том, что не всякий медленно протекающий процесс является квазистатическим.



Что ты хочешь этим сказать?



Например, если привести в контакт металлы с различной температурой, то по прошествии длительного времени произойдёт передача теплоты и установится тепловое равновесие. Подобная передача тепла от тела с высокой температурой к телу с низкой температурой, не сопровождающаяся переносом материи, называется **теплопроводностью**. Притом в случае контакта двух металлов процесс передачи теплоты протекает очень быстро, а, например, в случае контакта пластика и воздуха – наоборот, очень медленно.



Ну конечно – металлы хорошо проводят тепло!



Ага. Поскольку скорость передачи тепла в явлении теплопроводности определяется свойствами веществ, то, выбрав подходящие вещества, можно сделать так, чтобы процесс шёл очень медленно.

Однако так как температуры соприкасающихся тел неодинаковы, от состояния теплового равновесия они весьма далеки; кроме того, воспроизвести процесс в обратном порядке невозможно. Иными словами, можно сказать, что этот процесс не является квазистатическим. Процесс теплопроводности можно считать квазистатическим только в случае, если разницу температур двух тел рассматривать как бесконечно малую.



Значит, в реальности квазистатический процесс невозможен?

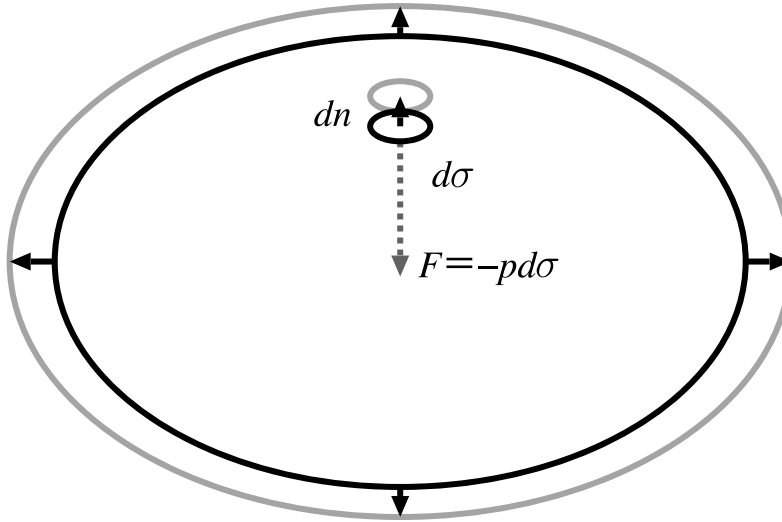


Ну да, вот так получается!



2.7. ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ

А сейчас мы рассмотрим квазистатическое изменение объёма тела, испытывающего гидростатическое давление.



Квазистатическое изменение объёма в условиях гидростатического давления

Взглянем на рисунок. Обозначим площадь элементарной площадки поверхности тела как $d\sigma$, а ничтожно малое перемещение вдоль нормали, направленной от поверхности наружу, – как dn . Эта элементарная площадка $d\sigma$ испытывает воздействие силы $p d\sigma$, направленной извне вовнутрь; кроме того, она перемещается на расстояние dn в направлении, противоположном направлению действия этой силы. Следовательно, работа внешней силы, действующей на эту элементарную площадку, выражается как $-p d\sigma dn$. Проинтегрировав по всей площади поверхности, получим

$$d'W = - \int p d\sigma dn = -p \int d\sigma dn = -p dV.$$

Здесь мы использовали следующие положения. Во-первых, давление p во всех точках поверхности тела одинаково. Во-вторых, произведение площади $d\sigma$ элементарной площадки на её перемещение dn равно ничтожно малому приращению объёма dV .

Основываясь на этом, первое начало термодинамики в дифференциальной форме, $dU = d'Q + d'W$, можно переписать для случая гидростатического давления:

$$dU = d'Q - p dV.$$

Поскольку случаи с гидростатическим давлением в термодинамике рассматриваются часто, мы будем использовать эту формулу и в дальнейшем.

2.8. УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ

Если телу извне сообщается теплота, то его температура меняется. **Теплоёмкостью** называется количество теплоты, необходимое для повышения температуры тела на единицу. Теплоёмкость, применимая к единице массы, называется **удельной теплоёмкостью**. Чтобы упростить объяснение, рассмотрим вещество, масса которого равна единице. В таком случае удельная теплоёмкость и теплоёмкость будут равны. Обозначив количество теплоты, поступающее к этому телу, как $d'Q$, можем записать удельную теплоёмкость C следующим образом:

$$C = \frac{d'Q}{dT}.$$

Записав, согласно первому началу термодинамики,

$$d'Q = dU + pdV,$$

предположим, что мы можем произвольно управлять температурой T и объёмом V .

Параметры, значения которых можно устанавливать произвольно, называются **независимыми параметрами**. Состояние теплового равновесия тела определяется выбором значений этих двух параметров. Поскольку давление и внутренняя энергия – функции состояния, можем рассматривать их как функции T и V . В таком случае можно записать:

$$p = p(T, V), \quad U = U(T, V).$$

Запишем полный дифференциал от U как

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV.$$

Подставляя это в приведённое выше уравнение $d'Q = dU + pdV$, получим:

$$d'Q = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right\} dV.$$

Разделив обе части уравнения на dT , найдём удельную теплоёмкость C :

$$C = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_{\text{вдоль пути процесса}}$$

Здесь

$$\left(\frac{dV}{dT}\right)_{\text{вдоль пути процесса}} -$$

отношение изменения объёма к изменению температуры в рассматриваемом процессе, зависящее от особенностей конкретного процесса. Следовательно, удельная теплоёмкость зависит от процесса. Рассмотрим несколько конкретных процессов.

• ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС

Процесс, в котором объём сохраняется постоянным, называется **изохорным, или изохорическим, процессом**. В данном случае удельная теплоёмкость называется **изохорной удельной теплоёмкостью**. Поскольку $dV = 0$, изохорную удельную теплоёмкость C_V мы можем записать как

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V.$$

• ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Процесс, в котором давление сохраняется постоянным, называется **изобарным, или изобарическим, процессом**. В этом случае удельная теплоёмкость называется **изобарной удельной теплоёмкостью**. Тогда отношение изменения объёма к изменению температуры

$$\left(\frac{dV}{dT}\right)_{\text{вдоль пути процесса}} = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

выражается в виде частной производной при постоянном p . Её можно найти, продифференцировав уравнение состояния $p = p(T, V)$ по T при постоянном p . Таким образом, изобарная удельная теплоёмкость

$$\begin{aligned} C_p &= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p \right\} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \\ &= C_V + \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p \right\} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \end{aligned}$$

может быть представлена в виде суммы изохорной удельной теплоёмкости и дополнительного члена.

- **ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС**

Процесс, в котором температура сохраняется постоянной, называется **изотермическим (изотермным) процессом**. В этом случае, поскольку $dT = 0$, удельную теплоёмкость рассматривать нельзя. При этом ничтожно малое количество теплоты, сообщаемое системе,

$$d'Q = \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right\} dV,$$

будет пропорционально ничтожно малому изменению объёма вещества.

- **АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС**

В случае **адиабатического (адиабатного) процесса** $d'Q = 0$, и удельная теплоёмкость становится равной нулю. Соответственно, выполняется следующее условие:

$$\begin{aligned} 0 &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_{\text{вдоль пути процесса}} = \\ &= C_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_{\text{вдоль пути процесса}} \end{aligned}$$

2.9. СВОБОДНОЕ РАСШИРЕНИЕ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА





ЧТО БУДЕТ, ЕСЛИ ЭТА
ВЕЛИЧИНА РАВНА 0?



ЭТО КОГДА
ТЕМПЕРАТУРА
ПОСТОЯННА, А
ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ
НЕ МЕНЯЕТСЯ ДАЖЕ
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ
ОБЪЁМА... ТАК?

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$$

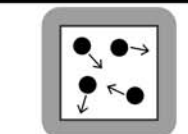


ДА! КРОМЕ ТОГО, ЭТО
СОСТОЯНИЕ ПОСТОЯНСТВА
ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ, ПРИ
КОТОРОМ ИЗМЕНЕНИЕ ОБЪЁМА
НЕ ПРИВОДИТ К ИЗМЕНЕНИЮ
ТЕМПЕРАТУРЫ!



ХОТЯ МНЕ КАЗАЛОСЬ,
ЧТО ТЕМПЕРАТУРА
ДОЛЖНА ЗАМЕТНО
ИЗМЕНЯТЬСЯ...

РАЗВЕ ПРИ РАСШИРЕНИИ
ГАЗА ЕГО ТЕМПЕРАТУРА
НЕ ПОНИЖАЕТСЯ?



ТЕПЛОВОЕ ДВИ-
ЖЕНИЕ МОЛЕКУЛ

УВЕЛИЧЕНИЕ
ОБЪЁМА

В ПРИНЦИПЕ ТЫ
РАССУЖДАЕШЬ
ЛОГИЧНО.



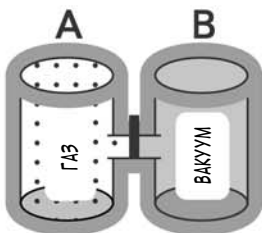
НО ДАВАЙ ОБЕСПЕЧИМ
ПОСТОЯНСТВО ВНУТРЕННЕЙ
ЭНЕРГИИ И ПОСМОТРИМ, КАК
ИЗМЕНИТСЯ ТЕМПЕРАТУРА
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ
ОБЪЁМА.

ОБРАТИМСЯ К ОПЫТУ
ГЕЙ-ЛЮССАКА - ДЖОУЛЯ!



ВОЗЬМЁМ ДВЕ ЁМКОСТИ
С ТЕПЛОПРОВОДИТЕЛЬНЫМИ
СТЕНКАМИ.

ОДНУ НАПОЛНИМ ГАЗОМ.
В ДРУГОЙ СОЗДАДИМ
ВАКУУМ.



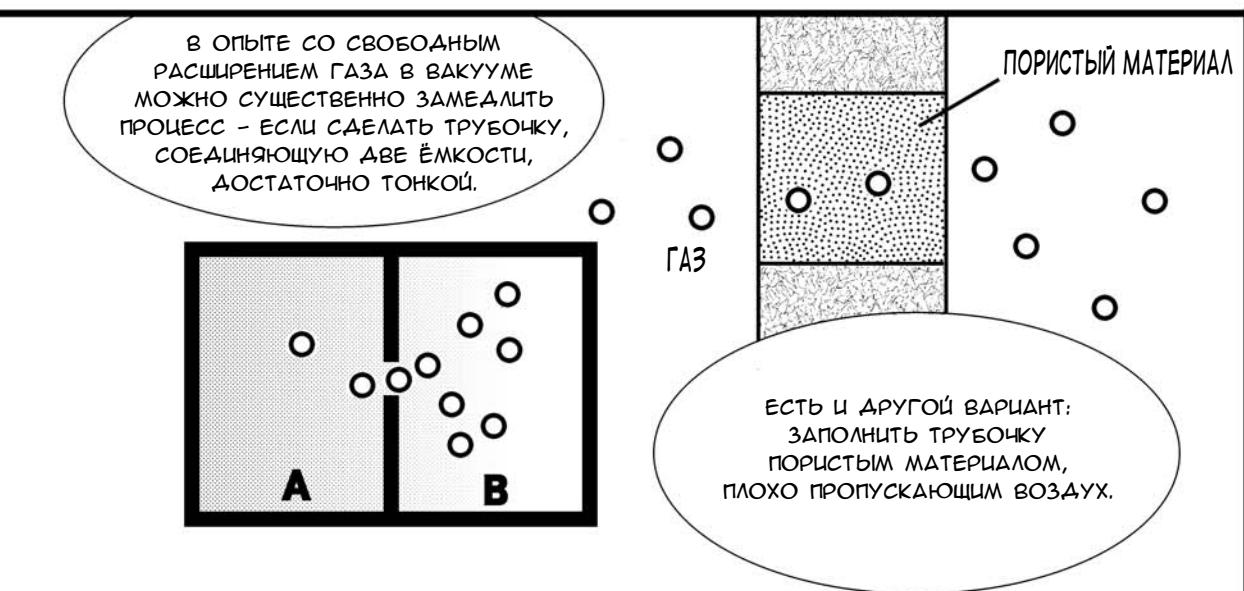
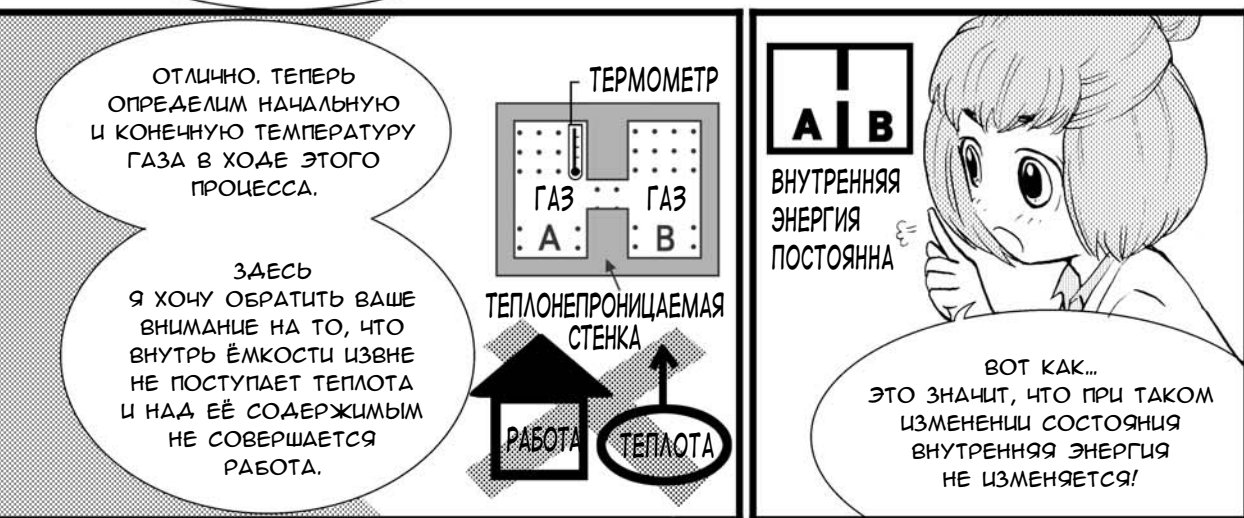
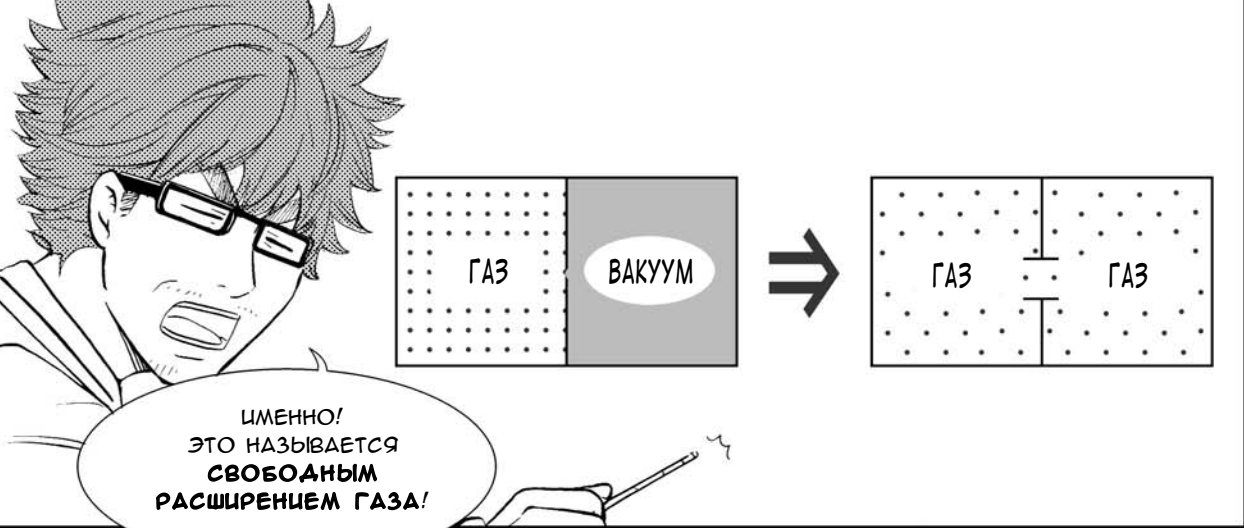
ОПЫТ ГЕЙ-ЛЮССАКА - ДЖОУЛЯ

ДВА ЭТИХ
СОСУДА, А И В,
СОЕДИНЕННЫ ТОНКОЙ
ТЕПЛОПРОВОДИТЕЛЬНОЙ
ТРУБКОЙ С КРАНОМ.

ИЗНАЧАЛЬНО ОН
ЗАКРЫТ. А ЧТО
БУДЕТ, ЕСЛИ ЕГО
ОТКРЫТЬ?



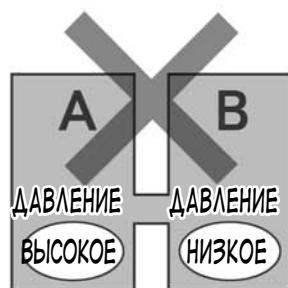
НАВЕРНОЕ, ГАЗ
ПОСТУПИТ ИЗ ЁМКОСТИ А
В ЁМКОСТЬ В,
А ЗАТЕМ ПОСТЕПЕННО
УСТАНОВИТСЯ
СОСТОЯНИЕ
РАВНОВЕСИЯ.



ВОЗНИКАЕТ ВОПРОС:
БУДЕТ ЛИ ЭТОТ
ПРОЦЕСС КВАЗИ-
СТАТИЧЕСКИМ?



О СОСТОЯНИИ ТЕПЛООВОГО
РАВНОВЕСИЯ ЗАДЕСЬ ГОВОРИТЬ
НЕ ПРИХОДИТСЯ, ПОСКОЛЬКУ
ДАВЛЕНИЕ НЕ ОДНОРОДНО.



ПРОЦЕСС ИДЁТ ТОЛЬКО
В ОДНУ СТОРОНУ. (ПРОЦЕСС
НЕ КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ)

РАВНОВЕСИЕ СИЛ В ПРОЦЕССЕ
РАСШИРЕНИЯ НЕ СОХРАНЯЕТСЯ =
НЕТ ТЕПЛООВОГО РАВНОВЕСИЯ

ПОСКОЛЬКУ
ЭТОТ ПРОЦЕСС
НЕ МОЖЕТ ПОЙТИ
В ОБРАТНОМ ПОРЯДКЕ,
КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ
ОН НЕ ЯВЛЯЕТСЯ!

ИТАК, РЕЗУЛЬТАТ
ОПЫТА!



- ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ПОСТОЯННА.
- ОБЪЁМ УВЕЛИЧИВАЕТСЯ.
- ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ
НИЧТОЖНО МАЛО.

ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРА-
ТУРЫ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА
НЕЗНАЧИТЕЛЬНЫ. ЧЕМ БОЛЕЕ
РАЗРЕЖЕН ГАЗ, ТЕМ МЕНЬШЕ
МЕНЯЕТСЯ ТЕМПЕРАТУРА.

А СЕЙЧАС ПОДУМАЕМ
О СВОБОДНОМ
РАСШИРЕНИИ
ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.



М-М...
ИДЕАЛЬНОГО
ГАЗА?

НУ ДА. ВЕДЬ ИДЕАЛЬ-
НЫЙ ГАЗ - ЭТО МОДЕЛЬ,
ИДЕАЛИЗИРУЮЩАЯ СВОЙСТВА
РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА.

И ЧТО БУДЕТ?



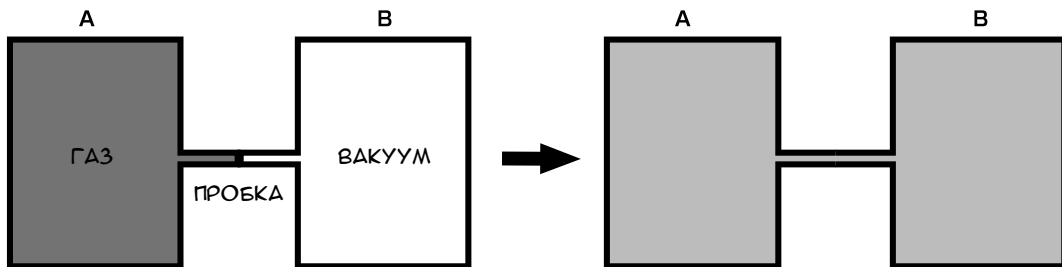
СЕЙЧАС ОБЪЯСНЮ ВО ВСЕХ
ПОДРОБНОСТЯХ!

2.10. ЕЩЁ РАЗ О СВОБОДНОМ РАСШИРЕНИИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Мы выяснили, что изменение температуры разреженного газа, измеряемое в ходе опыта Гей-Люссака – Джоуля, очень мало, хотя на первый взгляд может показаться, что температура должна значительно снизиться. Наверняка многие слышали, что при расширении газа его температура понижается. Тем не менее результаты опыта говорят о том, что изменение температуры разреженного газа при свободном расширении крайне незначительно.

А теперь рассмотрим **свободное расширение идеального газа**. Поскольку идеальный газ – это модель, идеализирующая свойства разреженного газа, **мы потребуем, чтобы одним из его свойств было полное отсутствие изменений температуры при свободном расширении.**

Пробка убрана. Прошло достаточно времени.



Опыт Гей-Люссака – Джоуля

Как говорилось выше, математически это выражается так:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$$

Подставив это в уравнение для $d'Q$, записанное с использованием dT и dV :

$$d'Q = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p \right\} dV,$$

получим следующее:

$$d'Q = C_V dT + p dV.$$

Возьмём для примера 1 моль идеального газа. Уравнение его состояния –
 $pV = RT$,

где R – универсальная газовая постоянная. Продифференцируем это уравнение:

$$Vdp + pdV = RdT.$$

Используя его для исключения dV из уравнения $d'Q = C_V dT + pdV$, получим

$$d'Q = (C_V + R)dT - Vdp.$$

Теплоёмкость 1 моля вещества называется **молярной теплоёмкостью**. Так как сейчас мы рассматриваем 1 моль идеального газа, то C_V будет **изохорной молярной теплоёмкостью**. Очевидно, что, поскольку в изобарном процессе $dp = 0$, изобарная молярная теплоёмкость C_p равна

$$C_p = C_V + R.$$

Это так называемое **соотношение Майера**.

Если рассматривать адиабатическое изменение идеального газа, то, поскольку $d'Q = 0$, получим:

$$0 = C_V dT + pdV = \frac{C_p}{R} pdV + \frac{C_V}{R} Vdp.$$

Здесь мы использовали $RdT = pdV + Vdp$ и $C_p = C_V + R$. Отсюда следует, что

$$\frac{C_p}{C_V} \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0 \quad (*)$$

Обозначим отношение изобарной молярной теплоёмкости к изохорной молярной теплоёмкости греческой буквой γ . У нас получится следующее:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V}.$$

Считая γ константой и проинтегрировав левую и правую части уравнения (*), получим:

$$pV^\gamma = \text{const}$$

Это соотношение называется **уравнением Пуассона**, или **уравнением адиабатического процесса**.

Поскольку и C_V , и R в выражении $C_p = C_V + R$ – положительные числа, то $\gamma > 1$. Пожалуйста, хорошенько разберитесь в том, как мы вывели это уравнение.

ИТОГИ ГЛАВЫ 2

- **Теплонепроницаемая стенка** – стенка ёмкости, извне которой невозможно оказать воздействие на её содержимое, за исключением случаев 1) передвижения стенки и 2) передвижения тела, находящегося за пределами ёмкости и оказывающего удалённое воздействие. Изменения состояния, происходящие внутри ёмкости, ограниченной теплонепроницаемой стенкой, называют адиабатическим процессом.
- **Первое начало термодинамики (формулировка без использования теплоты)** – закон, гласящий, что при адиабатическом переходе полная работа внешних сил над системой зависит только от начального и конечного состояний и не зависит от пути процесса.
- **Внутренняя энергия.** Величина работы, необходимой для адиабатического перехода системы из состояния, принятого за опорное, в заданное состояние называется **энергией состояния**. Часть энергии состояния за вычетом кинетической и потенциальной энергии этой системы как единого целого называется **внутренней энергией**.
- **Теплота:** если из приращения внутренней энергии системы в любом (в общем случае – неадиабатическом) процессе вычесть работу, необходимую для проведения рассматриваемого процесса, то останется теплота, полученная системой извне.
- **Первое начало термодинамики (формулировка с использованием теплоты)** – закон, гласящий, что при изменении состояния системы сумма полной работы внешних сил и теплоты, поступившей извне, не зависит от пути процесса и равна приращению внутренней энергии системы.
- **Опыт Джоуля** – опыт, указывающий на эквивалентность теплоты и работы. Согласно этому опыту, механический эквивалент теплоты составляет $1 \text{ кал} \approx 4,19 \text{ Дж}$.
- **Квазистатический процесс** – такое изменение состояния системы, которое 1) состоит из последовательности состояний, бесконечно близких к состояниям теплового равновесия; 2) допускает воспроизведение в обратном порядке (то есть является обратимым).
- **Работа гидростатического давления** – при ничтожно малом изменении объёма в квазистатическом процессе $d'W = -pdV$.
- **Теплоёмкость, удельная теплоёмкость, молярная теплоёмкость.** Теплоёмкостью называется количество теплоты, необходимое для нагревания тела на 1 градус. Теплоёмкость в расчёте на единицу массы тела называется удельной, а в расчёте на 1 моль вещества – молярной теплоёмкостью.
- **Опыт Гей-Люссака – Джоуля** – опыт, демонстрирующий, что температура разреженного газа при его свободном расширении меняется очень мало. Исходя из этого возникло требование: внутренняя энергия идеального газа должна зависеть только от температуры.

ГЛАВА 3

ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ



3.0. КАК ВЕРНУТЬ НЕВОЗВРАТНОЕ?

НЕДЕЛЮ СПУСТЯ...

ГЛУК

ВСЕМ ПРИВЕТ!

Эй!

НИКОГО НЕТ,
ЧТО ЛИ?

А Я ТАК СПЕШИЛА, ХОТЕЛА
ПЕРЕКУСИТЬ ВМЕСТЕ
СО ВСЕМИ...

БУР-БУР...

КАК ВКУСНО
ПАХНЕТ...

Ах...

ВОТ ЗАОРОВО!
АЙ АА ПРЕЗИДЕНТ!

КЛИК-
КЛАК...

ОБРАЗЦЫ РАБОТЫ
ДЛЯ ПРЕДОСТАВЛЕНИЯ
УНИВЕРСИТЕТСКОЙ
СТОРОНЕ СОЗДАНЫ!

САМО СОБОЙ!
А ВЫ ЧТО ДУМАЛИ?

ПРЕЗИДЕНТ
МОЛОДЧИНА!

КАТО-КУН, ПРОСТИ,
ЧТО НАМ ПРИШЛОСЬ
ОТВЛЕЧЬ ТЕБЯ ОТ ДЕЛ.
ТЫ ВЕДЬ И ЭЙМИ
ПОМОГАЕШЬ
В УЧЁБЕ?

ДА Я-ТО
ЧТО! ВОТ НАШ
ПРЕЗИДЕНТ
ТРУДИЛАСЬ НОЧИ
НАПРОЛЁТ.

НУ-НУ,
НЕ ПРЕУВЕЛИЧИВАЙ...
КСТАТИ, ЦЕЛЮ-ТО МНЕ
ПОДАЛА ЭЙМИ!

КАК?!

ЭТО
ВАМ!

КОГДА ОНА ПРИНЕСЛА НАМ
ПИРОЖНЫЕ, МЕНЯ ТУТ ЖЕ
ОСЕНИЛО... ТАК ЧТО
БЛАГОДАРИТЬ НУЖНО
ЭЙМИ!

ТРИ БЕССОННЫЕ НОЧИ -
И ДОЛГОЖДАНЫЙ ФИНАЛ:
ПУСТЬ ЭТО И СЛАДОСТИ,
НО ПИТАТЕЛЬНОСТЬ У НИХ
ВЫДАЮЩАЯСЯ!
ИТАК, "НЕОБУЧ" СОВЕРШИЛ
НАУЧНОЕ ОТКРЫТИЕ.

НИКТО В МИРЕ
ДО ЭТОГО
НЕ ДОДУМАЛСЯ!
МЫ НАЗОВЁМ
НАШУ
РАЗРАБОТКУ...



ЗОЛОТОЕ ЗАВАРНОЕ ПИРОЖНОЕ!

ХЛОП



НЯМ-НЯМ



ЖУЁТ

НЯМ-НЯМ-М!
ЧТО ЭТО ТАКОЕ?
УПРУГОЕ, ПЛОТНОЕ
И ВКУСНОЕ! К ТОМУ ЖЕ
СОЧНОЕ И МЯГКОЕ!



О-О, ПРЕЗИДЕНТ!
С ВОЗВРАЩЕНИЕМ!

!?!?

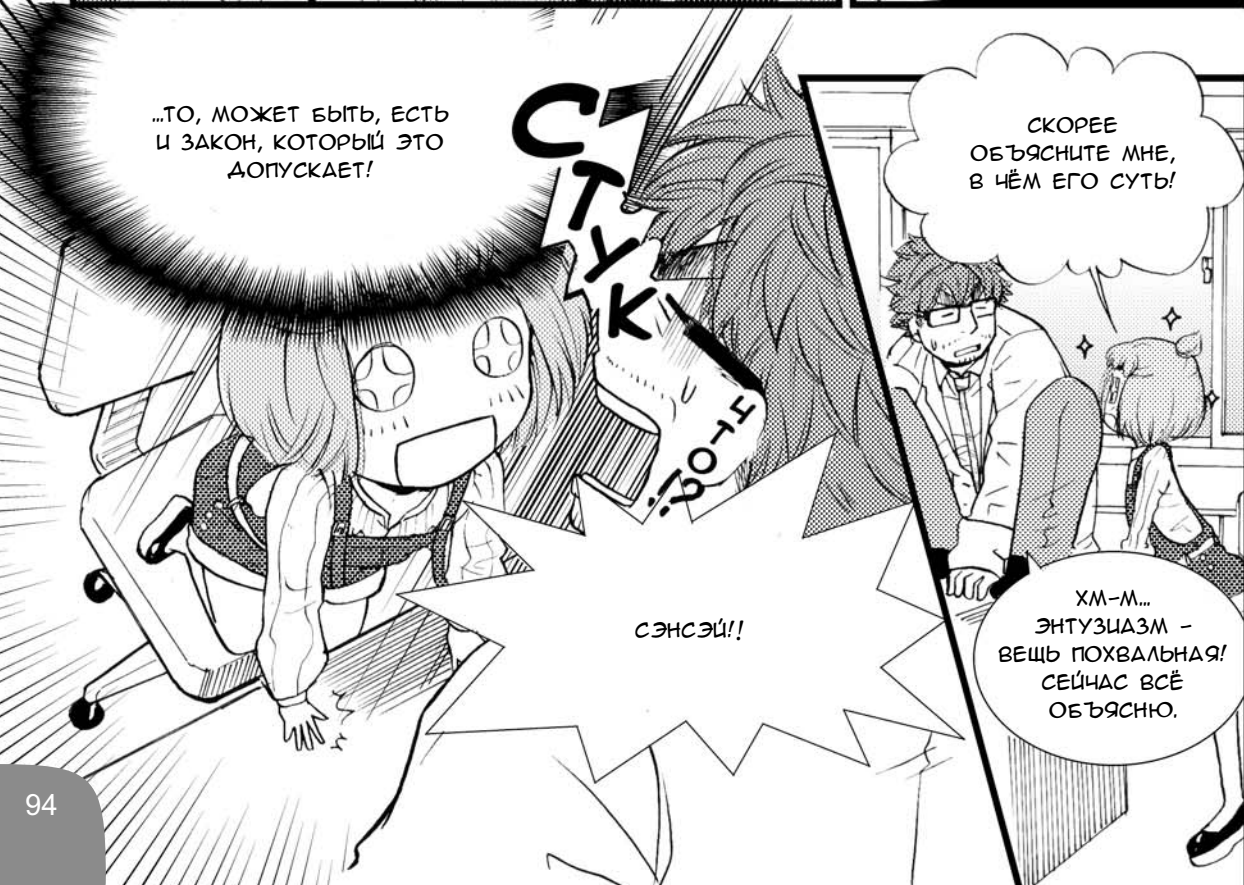


ЭЙМЫ!
ЧТО ТЫ НАДЕЛАЛА-А-А-А-А!!!

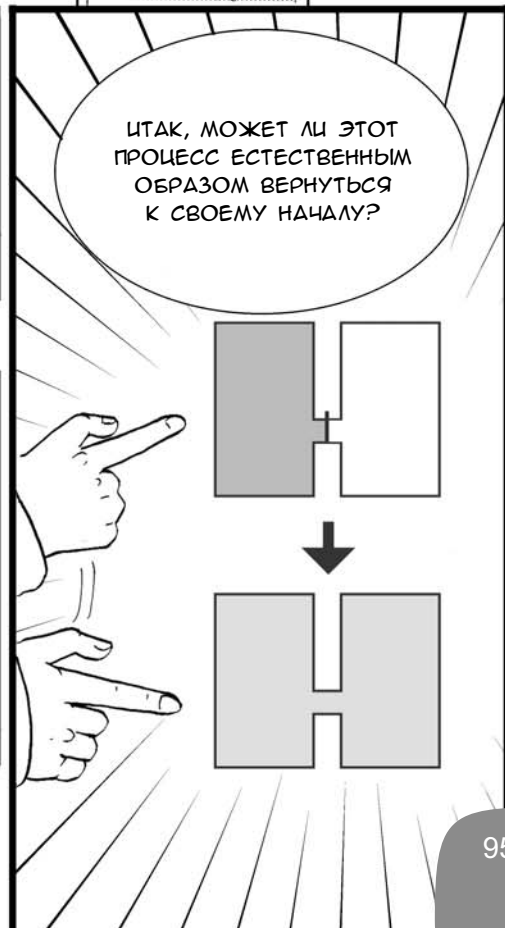
ТР!
ТР!
ТР!

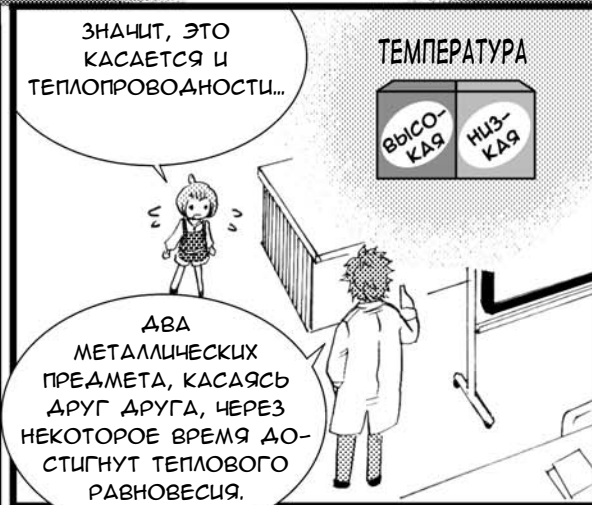
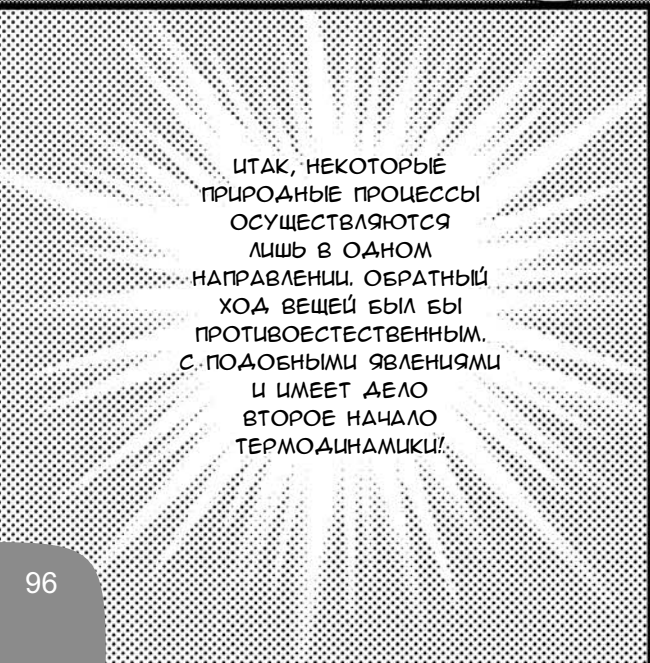
ЛАБОРАТОРИЯ МАСУНАГИ





3.1. ОБРАТИМО ИЛИ НЕОБРАТИМО?





НО МОЖЕТ ЛИ
ПОСЛЕ ЭТОГО
КАЖДАЯ ПРЕДМЕТ
ЕСТЕСТВЕННЫМ
ОБРАЗОМ ВЕРНУТЬСЯ
В ИСХОДНОЕ
СОСТОЯНИЕ?

ТЫ ВЕДЬ И САМА
ПОНИМАЕШЬ, ЧТО
НЕ МОЖЕТ!

ТЕМПЕРАТУРА

ВЫС. НИЗ.

ДА ↓ ↑ НЕТ

ОДИНАКОВАЯ

ЗНАЧИТ,
ВСЁ-ТАКИ...

...ЗАВАРНОЕ
ПИРОЖНОЕ НАЗАД
НЕ ВЕРНУТЬ!

А-АМ!

Я ПОНИМАЮ,
НО... НЕУЖЕЛИ
НЕТ НИКАКОГО
ВЫХОДА?

ЧТО ТЫ СКАЗАЛА?
ЧТО-ТО НЕЯСНО?

НУ ЧТО Ж, ЕСЛИ ВСЁ
ПОЯТНО, РАССМОТРИМ
ОБРАТНЫЙ ПРОЦЕСС.

КХМ...

КОКС

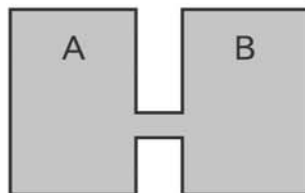
ОБРАТНЫЙ?/
ЗНАЧИТ, В НАЧАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ
ВСЁ-ТАКИ МОЖНО ВЕРНУТЬСЯ?

OK!

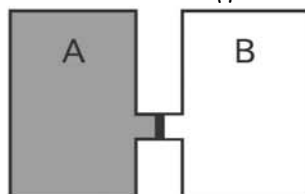
ИМЕННО.
СЕЙЧАС Я ОБЪЯСНЮ ТЕБЕ,
ЧТО ТАКОЕ **ОБРАТИМЫЙ**
ПРОЦЕСС!

Ох!

ТАК КАК ЭТО ПРОЦЕСС,
ОБРАТНЫЙ ТОЛЬКО ЧТО
РАССМОТРЕННОМУ, МЫ
ПОЛУЧИМ СЛЕДУЮЩЕЕ.



ПРОБКИ НЕТ. ПРОШЛО
ДОСТАТОЧНО МНОГО ВРЕМЕНИ.



В КОНЦЕ МЫ СТАВИМ ПРОБКУ.

ПОХОЖЕ
НА ПЕРЕМОТКУ
ВИДЕОФИЛЬМА...



НА САМОМ ДЕЛЕ
НЕВАЖНО, ЗА СЧЁТ
ЧЕГО ДОСТИГАЕТСЯ
ОБРАТИМОСТЬ.

ОБРАТНЫЙ ПУТЬ
НЕ ОБЯЗАТЕЛЬНО СОВПАДАЕТ
С ИЗНАЧАЛЬНЫМ. ГЛАВНОЕ,
ЧТОБЫ ВСЁ ВЕРНУЛОСЬ
В ИСХОДНОЕ
СОСТОЯНИЕ.

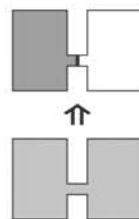
ЕСЛИ ИСХОДНОЕ
СОСТОЯНИЕ ДОСТИГ-
НУТО, НЕВАЖНО,
КАК ЭТО
ПРОИЗОШЛО?

ТОГДА НЕТ
НИЧЕГО НЕВОЗ-
МОЖНОГО!

СТАРТ

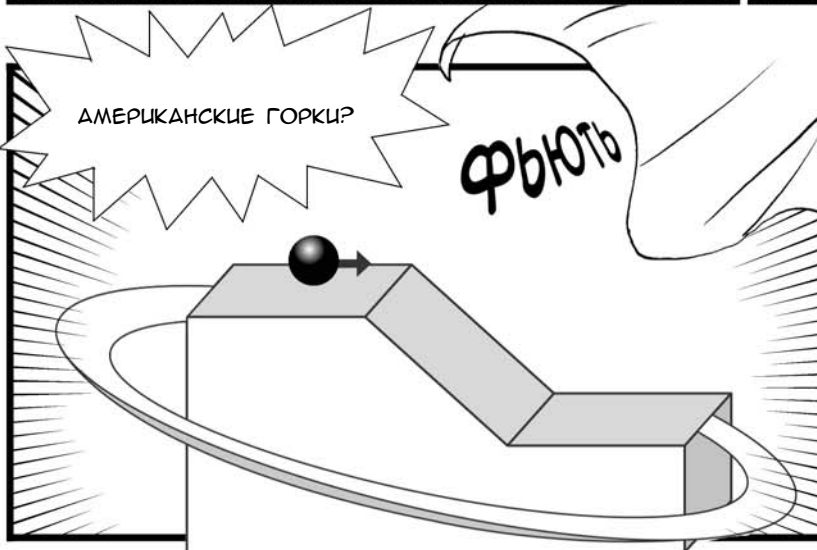
Э-Э, ПОДОЖДИ!..
ВСЁ НЕ ТАК ПРОСТО.

ПРОЦЕСС СЧИТАЕТСЯ
ОБРАТИМЫМ, ЕСЛИ
ИСХОДНОЕ СОСТОЯНИЕ
МОЖНО ВОССТАНОВИТЬ
НЕ ТОЛЬКО ВНУТРИ
ЁМКОСТИ,
НО И ВО ВНЕШНЕЙ
СРЕДЕ.



А ТОЛЬКО
ВНУТРИ
ЁМКОСТИ -
НИКАК
НЕЛЬЗЯ?!

ВНЕШНЯЯ
СРЕДА



3.2. ПОСТУЛАТ КЛАУЗИУСА: ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

ИТАК, ЧТО ЖЕ ТАКОЕ НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ?

В ПРИМЕРЕ, КОТОРЫЙ МЫ НЕДАВНО ИЗУЧАЛИ, ДВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРЕДМЕТА БЛАГОДАРЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДОСТИГАЛИ ТЕПЛОВОВОГО РАВНОВЕСИЯ.

ОБЫЧНО ПРОИСХОДИТ ТАК.



А ТАК НЕ ПРОИСХОДИТ.



ЭТО ЕСТЕСТВЕННО!

ПРЕДСТАВЬ СЕБЕ СВОЕОБРАЗНЫЙ "ВОДОПАД". ЕСЛИ ПОСМОТРЕТЬ НА РИСУНОК, ТЕПЛОТА ОТ ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ "ПЕРЕДАЁТСЯ" НИЗКОЙ.

ВЫСОКАЯ ТЕМПЕРАТУРА



НИЗКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

НО ОТ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ К ВЫСОКОЙ ТЕПЛОТА САМА ПО СЕБЕ НЕ ТЕЧЁТ.

НИЗКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

ВЫСОКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

ТОГДА КАК ЖЕ БЫТЬ С ОБРАТИМОСТЬЮ?



ПОСТУЛАТ КЛАУЗИУСА

В СИСТЕМЕ НЕВОЗМОЖЕН КРУГОВОЙ ПРОЦЕСС, ЕДИНСТВЕННЫМ РЕЗУЛЬТАТОМ КОТОРОГО ЯВЛЯЕТСЯ ПЕРЕНОС ТЕПЛА ОТ ХОЛОДНОГО ТЕЛА К БОЛЕЕ ГОРЯЧЕМУ.



ТЕОРЕМА: ПЕРЕФРАЗИРОВАННЫЙ ПОСТУЛАТ КЛАУЗИУСА

ЦИКЛ, ЕДИНСТВЕННЫЙ РЕЗУЛЬТАТ КОТОРОГО – ПЕРЕНОС ТЕПЛОТЫ ОТ ГОРЯЧЕГО ТЕЛА К ХОЛОДНОМУ, ЯВЛЯЕТСЯ НЕОБРАТИМЫМ.

СХЕМАТИЧЕСКИ ЭТО ИЗОБРАЖАЕТСЯ ВОТ ТАК.

ВЫСОКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

ТЕПЛОТА

ЦИКЛ

ТЕПЛОТА

НИЗКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

ИМЕННО. ЧТОБЫ ДОКАЗАТЬ ПРАВИЛЬНОСТЬ ПОСТУЛАТА,

ДОПУСТИМ, ЧТО ЭТОТ ЦИКЛ - ОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕСС.

ТО ЕСТЬ ЭТОТ ПРОЦЕСС МОЖЕТ ПОВЕРНУТЬСЯ ВСПЯТЬ, АА?..

ОЙ... ЭТО ПОЛНАЯ ПРОТИВОПОЛОЖНОСТЬ ТОМУ, ЧТО МЫ РАССМАТРИВАЛИ РАНЕЕ...

АА. И ПРИ ЭТОМ НЕ ОСТАВИВ НИКАКИХ ДРУГИХ ИЗМЕНЕНИЙ...

НО ВЕДЬ СОВСЕМ НЕДАВНО МЫ ГОВОРИЛИ О ТОМ, ЧТО В ПРИРОДЕ ТАКОГО НЕ БЫВАЕТ!

ВЫСОКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

ЦИКЛ

НИЗКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

...И МЫ БЫЛИ ПРАВЫ. ЗНАЧИТ, ТАКОГО ЦИКЛА НЕ СУЩЕСТВУЕТ!

ПРЕДПОЛОЖИВ, ЧТО ПРОЦЕСС ОБРАТИМ...

ТО ЕСТЬ НАШЕ ИСХОДНОЕ ДОПУЩЕНИЕ ("ЦИКЛ ПРЕДСТАВЛЯЕТ СОБОЙ ОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕСС") БЫЛО ОШИБОЧНЫМ.

ПОЛУЧАЕТСЯ, ЧТО ЦИКЛ НЕОБРАТИМ?..

ВЫС. ТЕМП.

НИЗ. ТЕМП.

АХ!



АА! ВОТ ТЕБЕ
И ДОКАЗАТЕЛЬСТВО. ЭТОТ
ЦИКЛ НЕОБРАТИМ!

ПОДОБНЫЙ СПОСОБ
ДОКАЗАТЕЛЬСТВА
НАЗЫВАЕТСЯ
**ДОКАЗАТЕЛЬСТВОМ
ОТ ПРОТИВНОГО.**

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ОТ ПРОТИВНОГО
МЕТОД ДОКАЗАТЕЛЬСТВА,
В КОТОРОМ СНАЧАЛА ОТРИЦАЮТ
ИСХОДНОЕ УТВЕРЖДЕНИЕ, ЗАТЕМ
НАХОДЯТ ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ
ЭТОМ ПРОТИВОРЕЧИЕ И НА ЭТОМ
ОСНОВАНИИ ДЕЛАЮТ ВЫВОД, ЧТО
ИСХОДНОЕ УТВЕРЖДЕНИЕ ВЕРНО.

ВТОРОЕ НАЧАЛО
ТЕРМОДИНАМИКИ МОЖНО
ФОРМУЛИРОВАТЬ
ПО-РАЗНОМУ.

**ВТОРОЕ НАЧАЛО
ТЕРМОДИНАМИКИ**

ОДНА ИЗ ФОРМУЛИРОВОК -
ЭТО ПЕРЕФРАЗИРОВАННЫЙ
ПОСТУЛАТ КЛАУЗИУСА, КОТОРЫЙ
МЫ ТОЛЬКО ЧТО ДОКАЗАЛИ
В КАЧЕСТВЕ ТЕОРЕМЫ.

И НАПРОТИВ,
РАССМАТРИВАЯ ЭТУ
ТЕОРЕМУ КАК ВЕРНУЮ,
МОЖНО ДОКАЗАТЬ
ПОСТУЛАТ
КЛАУЗИУСА.



3.3. ЦИКЛ КАРНО

ПРИМЕНЯЯ ПОСТУЛАТ
КЛАУЗИУСА, ПОЛУЧАЕМ
НЕОБРАТИМЫЕ
ПРОЦЕССЫ...

НО ТОГДА МЫ
НЕ СМОЖЕМ ВЕРНУТЬ
НАШИ ПИРОЖНЫЕ!
И ПРОСТИ-ПРОЩАЙ
КЛУБ "НЕОБУЧ"!

ШАТЬ...

ЭХ, БЫЛ БЫ
СЕЙЧАС
РЯДОМ
КАТО-КУН...

МУРАЯМА!

ПРИДЁТСЯ
ДУМАТЬ
САМОЙ...

НЕУЖЕЛИ
ЛЮБОЙ ЦИКЛ
НЕОБРАТИМ?!
И НЕЛЬЗЯ НАЙТИ
НИКАКОГО
СПОСОБА...

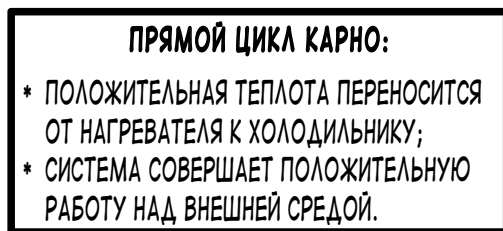
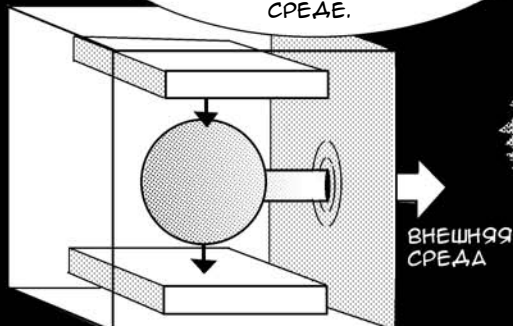
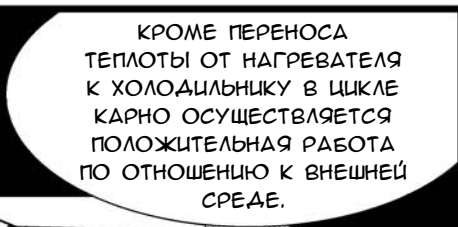
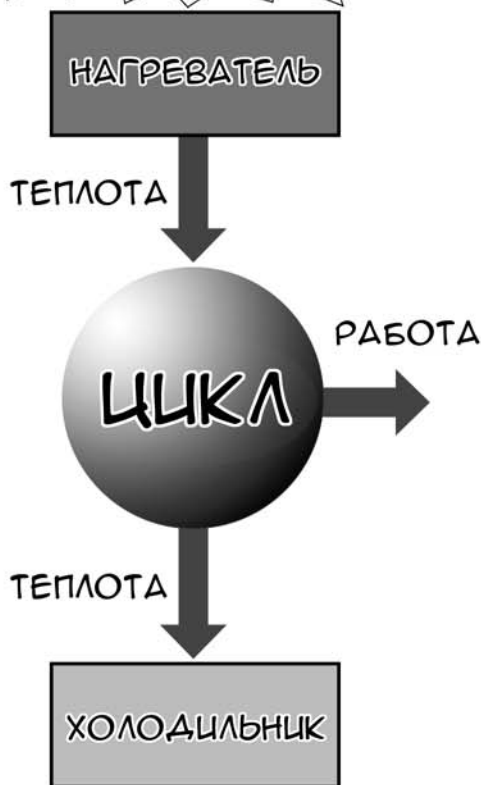
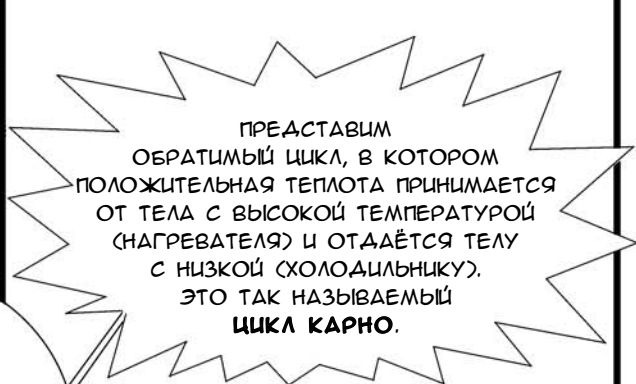
ПОСТУЛАТ
КЛАУЗИУСА

БУМ

ТАК... СОГЛАСНО
ПЕРЕФРАЗИРОВАННОМУ
ПОСТУЛАТУ КЛАУЗИУСА,
ЦИКЛ НЕОБРАТИМ, ЕСЛИ
ЕГО ЕДИНСТВЕННЫЙ
РЕЗУЛЬТАТ - ПЕРЕНОС
ТЕПЛА...

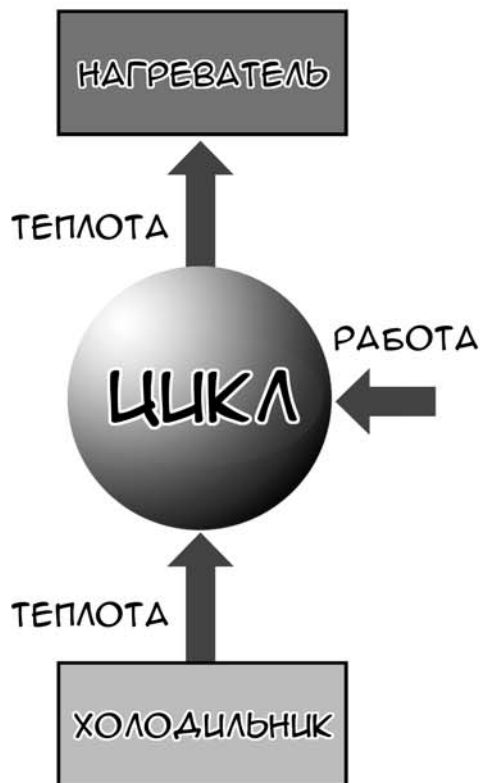
НО ЕСЛИ ДОБАВИТЬ К ЦИКЛУ
ЕЩЁ И РАБОТУ
ВНЕШНИХ СИЛ...

МОЖЕТ БЫТЬ, ОН ВСЁ-ТАКИ
СТАНЕТ ОБРАТИМЫМ?!



ЭТО ТАК НАЗЫВАЕМЫЙ
ОБРАТНЫЙ ЦИКЛ КАРНО.
НИЖЕ ОН ПРЕДСТАВЛЕН
СХЕМАТИЧЕСКИ.

УЧИТЫВАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ
ОБРАТНОГО ЦИКЛА КАРНО,
ИСХОДНЫЙ ЦИКЛ ЧИНОГДА
НАЗЫВАЮТ **ПРЯМЫМ ЦИКЛОМ**
КАРНО.



ОБРАТНЫЙ ЦИКЛ КАРНО:

- * ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ ТЕПЛОТА ПЕРЕНОСИТСЯ ОТ ХОЛОДИЛЬНИКА К НАГРЕВАТЕЛЮ;
- * ВНЕШНИЕ СИЛЫ СОВЕРШАЮТ ПОЛОЖИТЕЛЬНУЮ РАБОТУ НАД СИСТЕМОЙ.

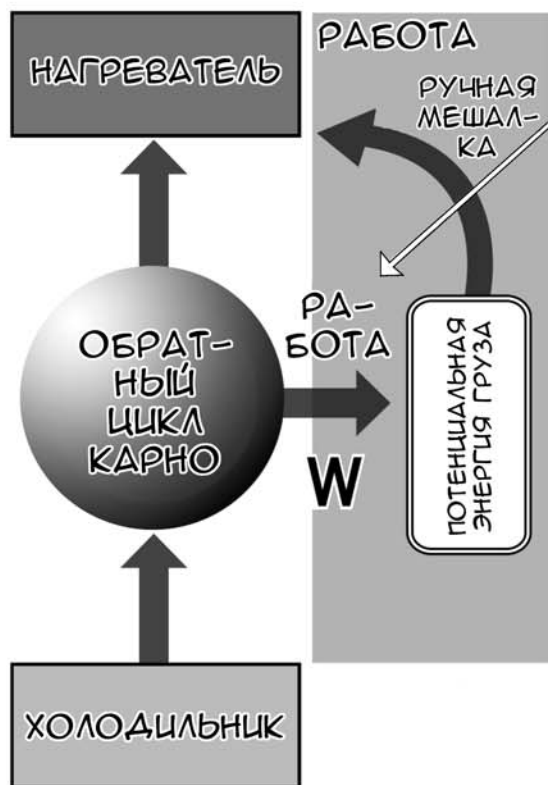
А ВОТ ТЕОРЕМА
О РАБОТЕ,
СОВЕРШАЕМОЙ
В ЦИКЛЕ КАРНО.

**ТЕОРЕМА: РАБОТА,
СОВЕРШАЕМАЯ В ЦИКЛЕ КАРНО**

В ПРЯМОМ ЦИКЛЕ КАРНО СИСТЕМА СОВЕРШАЕТ
ПОЛОЖИТЕЛЬНУЮ РАБОТУ НАД ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ.
В ОБРАТНОМ ЦИКЛЕ КАРНО ВНЕШНИЕ СИЛЫ
СОВЕРШАЮТ ПОЛОЖИТЕЛЬНУЮ РАБОТУ
НАД СИСТЕМОЙ.

ПРОВЕРИМ ЭТО
УТВЕРЖДЕНИЕ,
ИСПОЛЬЗУЯ МЕТОД
ДОКАЗАТЕЛЬСТВА
ОТ ПРОТИВНОГО.

ВНАЧАЛЕ РАССМОТРИМ
ОБРАТНЫЙ ЦИКЛ КАРНО,
ОБОЗНАЧИВ ЕГО $\bar{\epsilon}$.



РАБОТУ
В ОБРАТНОМ ЦИКЛЕ
КАРНО $\bar{\epsilon}$, СОВЕРШАЕМУЮ
НАД ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ,
ОБОЗНАЧИМ
БУКВОЙ W .

ПОСТУЛАТ КЛАУЗИУСА

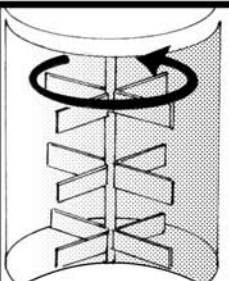
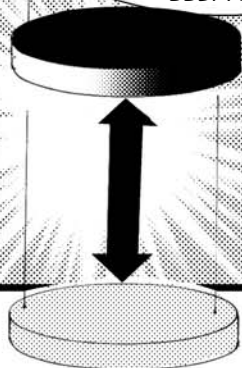
В СИСТЕМЕ НЕВОЗМОЖЕН
КРУГОВОЙ ПРОЦЕСС, ЕДИНСТВЕННЫМ
РЕЗУЛЬТАТОМ
КОТОРОГО ЯВЛЯЕТСЯ
ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА
ОТ ХОЛОДНОГО ТЕЛА
К БОЛЕЕ ГОРЯЧЕМУ.

СОГЛАСНО
ПОСТУЛАТУ
КЛАУЗИУСА, УСЛОВИЕ
 $W = 0$ НЕОСУЩЕСТВИМО.

ТО ЕСТЬ НЕВОЗМОЖЕН
ЦИКЛ, НЕ ОСТАВЛЯЮЩИЙ
НИКАКИХ ДРУГИХ
ИЗМЕНЕНИЙ?

НУ ДА. А ЧТО
ПРОИЗОШЛО БЫ
ПРИ УСЛОВИИ
 $W > 0$?

В ЭТОМ СЛУЧАЕ, ЕСЛИ
В ЦИКЛЕ БУДЕТ СОВЕРШЕНА
ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ РАБОТА
НАД ПОДВЕШЕННЫМ
ГРУЗОМ, ТО ОН
ПОДНИМЕТСЯ
ВВЕРХ.



А КОГДА
ОН ОПУСКАЕТСЯ,
ЕГО РАБОТУ
МОЖНО ИСПОЛЬ-
ЗОВАТЬ, ЧТОБЫ
ВРАЩАТЬ ЛОПАСТИ
МЕШАЛКИ.

БЛАГОДАРА
ТРЕНИЮ ЛОПАСТЕЙ
ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ
ЭНЕРГИЯ ГРУЗА
ПОВЫСИТ ТЕМПЕРАТУРУ
НАГРЕВАТЕЛЯ.





ЦИКЛ КАРНО: ПРОДОЛЖЕНИЕ



Итак, в прямом цикле Карно система совершает положительную работу над внешней средой. В обратном цикле Карно внешние силы совершают положительную работу над системой! Не поленюсь повторить, потому что это чрезвычайно важный момент.

РАБОТА В ЦИКЛЕ КАРНО

В прямом цикле Карно система совершает положительную работу над внешней средой. В обратном цикле Карно внешние силы совершают положительную работу над системой.



А теперь, Мураяма-кун, попробуй это доказать самостоятельно.



Ой! Ну хорошо... Я постараюсь!

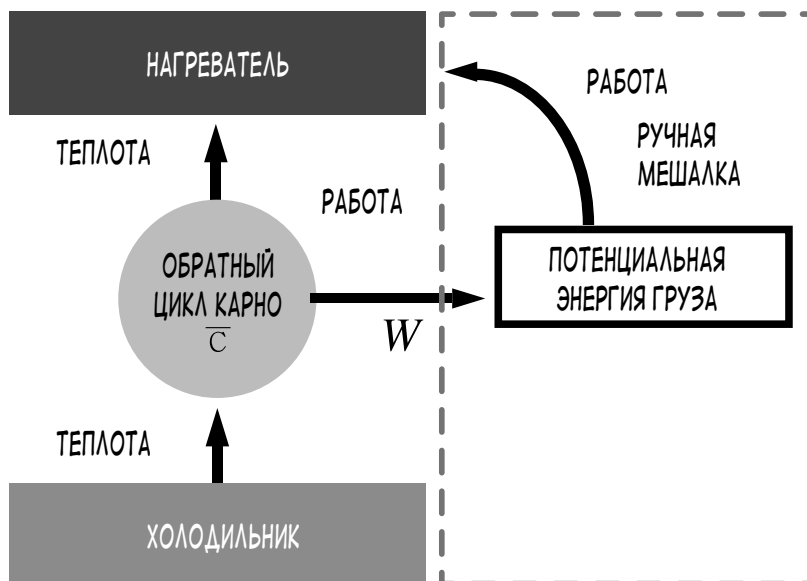
А можно, как и раньше – то есть методом от противного?



Конечно!



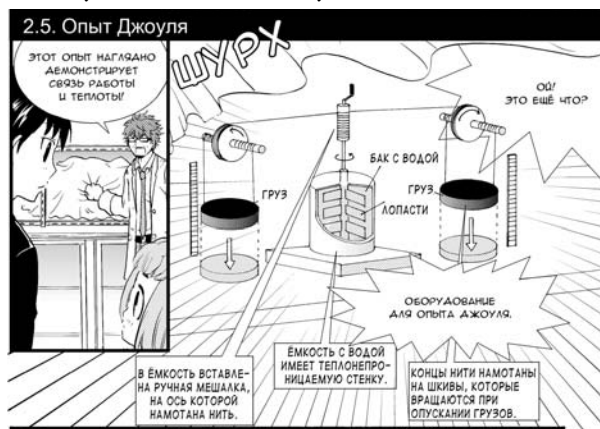
Тогда я начинаю. Сначала рассмотрим обратный цикл Карно \overline{C} ...



Работа и обратный цикл Карно



Посмотрим на рисунок. Работу, которую цикл \overline{C} совершает по отношению к окружающей среде, обозначим буквой W . Если предположить, что $W = 0$, это будет противоречить постулату Клаузиуса. Следовательно, $W = 0$ невозможно. Тогда предположим, что $W > 0$. Посредством этой положительной работы мы поднимаем груз в верхнее положение. Если нагреватель представляет собой большой объём воды, то посредством работы, совершаемой при возвращении груза в исходное положение, можно вращать погружённую в воду мешалку, как в опыте Джоуля.



(См. раздел 2.5, «Опыт Джоуля»)



Благодаря возникающему при этом трению потенциальная энергия груза превращается в теплоту, передаваемую нагревателю. Теперь представим, что обратный цикл Карно \overline{C} , груз и мешалка образуют единую систему. У нас получится цикл, единственный результат которого – получение положительной теплоты от холодильника и передача её нагревателю. Но это противоречит постулату Клаузиуса.



А с постулатом Клаузиуса не поспоришь! Не боясь показаться назойливым, напомним его ещё раз.

ПОСТУЛАТ КЛАУЗИУСА

В системе невозможен цикл, единственный результат которого – перенос тепла от холодного тела к более горячему.



Да. В таком случае выражение $W > 0$ следует признать неверным. Поскольку значение работы W не может быть нулевым или положительным, получается, что $W < 0$. Учитывая, что прямой цикл C является обратным по отношению к \overline{C} , работа над окружающей средой в прямом цикле Карно должна быть положительной. Вот и всё доказательство!



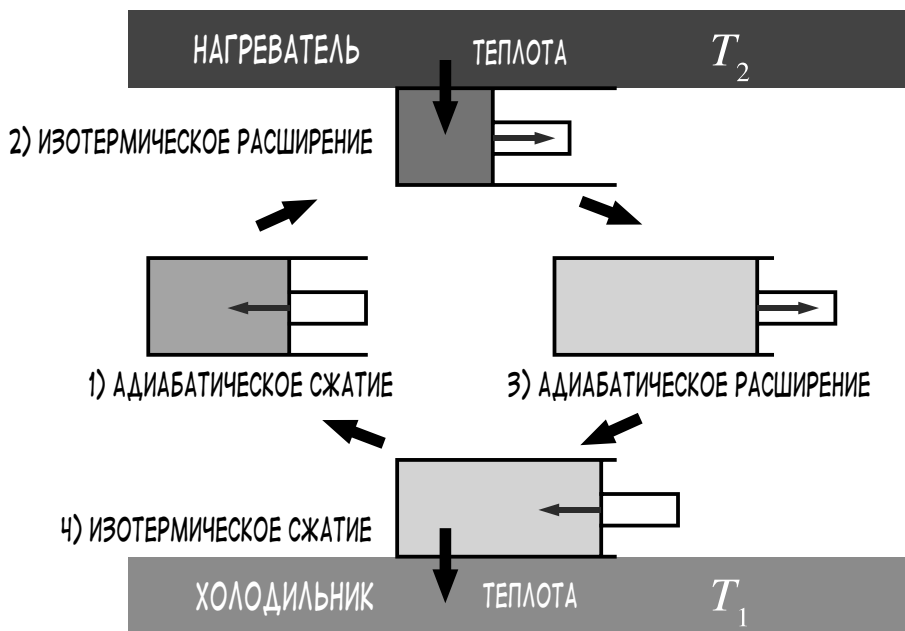
Отлично! Безупречный ответ!



Уф... Слава Богу!

3.4. ЦИКЛ КАРНО ДЛЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Создадим цикл Карно, в котором задействован идеальный газ. Вернее, вместо «создадим» стоило бы сказать «представим», поскольку в реальности мы не можем иметь дело с идеальным газом. Такой воображаемый опыт называют **мысленным экспериментом**.



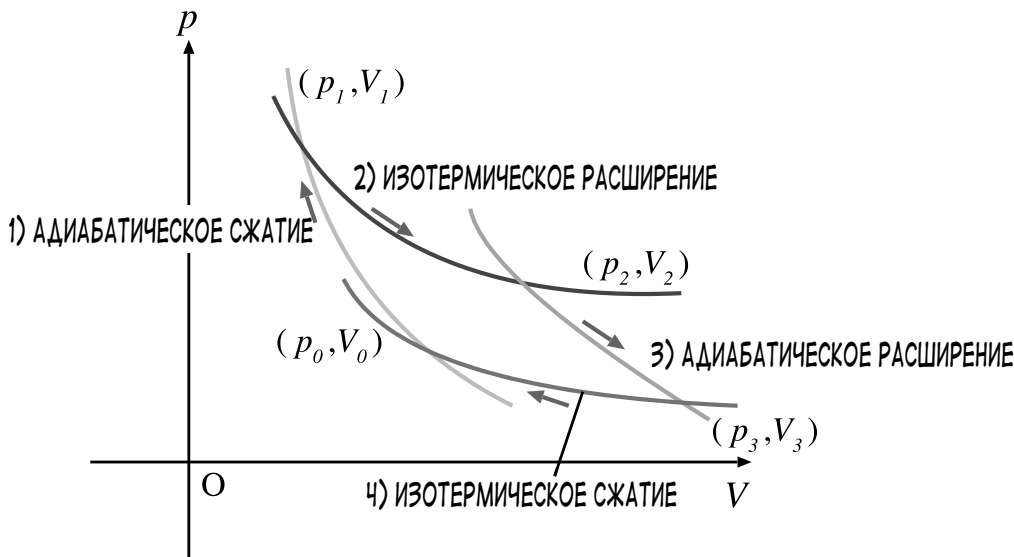
Цикл Карно для идеального газа

Рассмотрим рисунок. На нём представлены нагреватель (с температурой T_2) и холодильник (с температурой T_1). Идеальный газ помещён в ёмкость, часть стенки которой может по нашему желанию становиться теплонепроницаемой или диатермической. Пусть вначале идеальный газ имеет температуру T_1 , равную температуре холодильника, давление p_0 и объём V_0 . Осуществим квазистатически следующие четыре процесса:

- 1) Адиабатически сжимая газ, повысим его температуру до T_2 . Пусть при этом давление газа стало равным p_1 , а объём – V_1 .
- 2) Прислонив ёмкость к нагревателю, позволим газу расширяться; при этом температура газа будет постоянной и равной T_2 . Пусть при этом давление газа стало равным p_2 , а объём – V_2 .
- 3) Убрав ёмкость от нагревателя, позволяем газу расширяться адиабатически, пока его температура не снизится до T_1 . Пусть при этом давление газа стало равным p_3 , а объём – V_3 .

- 4) Прислонив ёмкость к холодильнику, сжимаем газ до объёма V_0 ; температура газа при этом будет постоянной и равной T_1 . В таком случае давление снова станет равным p_0 .

Такой цикл носит название **цикла Карно для идеального газа**. Связь объёма и давления в вышеописанных процессах показана на графике ниже. Для изотермических процессов из уравнения состояния идеального газа следует, что $pV = \text{const}$. Положим, что адиабатические процессы описываются уравнением Пуассона $pV^\gamma = \text{const}$, которое мы изучили в предыдущей главе.



Связь давления и объёма в цикле Карно для идеального газа

Здесь мы имеем дело с циклом, поскольку по завершении нескольких процессов газ возвращается в исходное состояние. Обратите внимание на то, что во время контакта ёмкости с тепловым резервуаром (нагревателем или холодильником) газ и резервуар имеют одинаковую температуру. Это даёт возможность передавать теплоту квазистатически. А поскольку квазистатические процессы обратимы, данный цикл представляет собой цикл Карно.

Попробуем рассчитать обмен теплотой и работой для каждого из процессов.

- 1) При адиабатическом сжатии теплообмена не происходит: $Q_{(1)} = 0$. Работа внешних сил над газом рассчитывается по формуле:

$$W_{(1)} = - \int_{V_0}^{V_1} p dV.$$

Здесь мы будем использовать уравнение Пуассона:

$$pV^\gamma = \text{const}$$

Константа в правой части означает $pV^\gamma = p_0V_0^\gamma = p_1V_1^\gamma$, что позволяет получить:

$$W_{(1)} = - \int_{V_0}^{V_1} \frac{p_0V_0^\gamma}{V^\gamma} dV = \frac{1}{\gamma - 1} (p_1V_1 - p_0V_0)$$

Используя уравнение состояния идеального газа

$$pV = R'T,$$

получим:

$$W_{(1)} = \frac{R'(T_2 - T_1)}{\gamma - 1}.$$

- 2) Как мы видели в прошлой главе, в изотермическом процессе внутренняя энергия идеального газа не меняется. Следовательно, в соответствии с первым началом термодинамики сумма сообщённой газу теплоты и работы внешних сил при изотермическом процессе должна быть равной нулю:

$$Q_{(2)} + W_{(2)} = 0.$$

Можно вычислить $W_{(2)}$:

$$W_{(2)} = - \int_{V_1}^{V_2} p dV = - \int_{V_1}^{V_2} \frac{R'T_2}{V} dV = -R'T_2 \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

- 3) Аналогично п. 1, при $Q_{(3)} = 0$ получаем

$$W_{(3)} = \frac{R'(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}.$$

- 4) Аналогично п. 2, получаем

$$Q_{(4)} + W_{(4)} = 0$$

или же

$$W_{(4)} = -R'T_1 \ln \frac{V_0}{V_3}.$$

Итак, попробуем вычислить обмен теплотой и работой для четырёх вышеприведённых процессов. Теплота Q_2 , которую нагреватель передаёт газу, равна

$$Q_2 = Q_{(2)} = -W_{(2)} = R'T_2 \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Теплота Q_1 , которую газ передаёт холодильнику, равна

$$Q_1 = -Q_{(4)} = W_{(4)} = -R'T_1 \ln \frac{V_0}{V_3}.$$

Полная работа W , которую газ за один цикл совершает над внешней средой, вычисляется по формуле

$$W = -W_{(1)} - W_{(2)} - W_{(3)} - W_{(4)} = R'T_2 \ln \frac{V_2}{V_1} + R'T_1 \ln \frac{V_0}{V_3}.$$

Здесь $W_{(1)}$ и $W_{(3)}$ взаимно сокращаются. В этих вычислениях нужно внимательно следить за знаками! Пользуясь уравнением состояния идеального газа, для изотермических процессов можно записать:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2, \quad p_0 V_0 = p_3 V_3. \quad (1)$$

В соответствии с уравнением Пуассона, для адиабатических процессов должно выполняться:

$$p_0 V_0^\gamma = p_1 V_1^\gamma, \quad p_2 V_2^\gamma = p_3 V_3^\gamma. \quad (2)$$

Из уравнений (1) следует:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}, \quad \frac{p_0}{p_3} = \frac{V_3}{V_0} \quad (3)$$

Из уравнений (2) выводим:

$$\frac{p_0}{p_3} \left(\frac{V_0}{V_3} \right)^\gamma = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma \quad (4)$$

Подставив два уравнения (3) в уравнение (4) и упорядочив выражение, получим:

$$\frac{V_3}{V_0} = \frac{V_2}{V_1}.$$

Следовательно, для этого цикла Карно теплота Q_2 , получаемая от нагревателя, теплота Q_1 , отдаваемая холодильнику, и работа W , совершаемая по отношению к внешней среде, соответственно равны

$$Q_2 = R'T_2 \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad Q_1 = R'T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad W = R'(T_2 - T_1) \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Полная работа, совершённая газом над внешней средой за один цикл, оказывается равной площади фигуры, ограниченной четырьмя кривыми на плоскости pV (см. с. 122). Обратите внимание, что для теплоты выполняется следующее соотношение:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

В дальнейшем, исходя из этого соотношения, мы увидим, что T совпадает с термодинамической температурой.

3.5. ВЕЧНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ ВТОРОГО РОДА







Так почему вечный двигатель второго рода невозможно создать?



Начнём по порядку.

Во-первых, его существование противоречит некоторым постулатам.

ПОСТУЛАТ КЕЛЬВИНА

Невозможен цикл, который полностью превращает положительную теплоту, полученную от теплового резервуара, в положительную работу над внешней средой.



Это **постулат Кельвина**.



Кажется, его ещё называют постулатом Томсона? Английский физик Томсон получил дворянский титул и стал именоваться бароном Кельвином. Так ведь?..



У-у, как сложно...



Да уж. Но существует и более простой **постулат Оствальда**, говорящий о том же самом: «Вечный двигатель второго рода невозможен».



Действительно, это запомнить проще!



Итак, зная, что вечный двигатель второго рода в принципе невозможен, легко понять, что работа и теплота – качественно разные вещи. Работу, как мы недавно наблюдали в опыте Джоуля, можно полностью превратить в теплоту, а вот теплоту невозможно полностью превратить в работу.



Ведь можно считать, что в цикле Карно мы получаем от нагревателя положительную теплоту и, совершив положительную работу над окружающей средой, избавляемся от оставшейся теплоты при помощи холодильника. Чтобы совершать работу по отношению к окружающей среде, получая теплоту от нагревателя, необходимо часть этой теплоты отдавать холодильнику – тепловому резервуару с более низкой, чем у нагревателя, температурой.



Да! На самом деле, например, двигатели и электростанции выбрасывают в атмосферу и океаны огромное количество теплоты. С этой точки зрения можно считать, что работа является более выгодной формой передачи энергии, чем теплота.



Но вернёмся к главному вопросу: почему вечный двигатель второго рода никто не сможет создать?



Тебе нужно доказательство? Ну что ж, попробуем его найти...



Для этого достаточно доказать верность постулата Кельвина, не так ли? А постулат Кельвина можно доказать на основе постулата Клаузиуса.



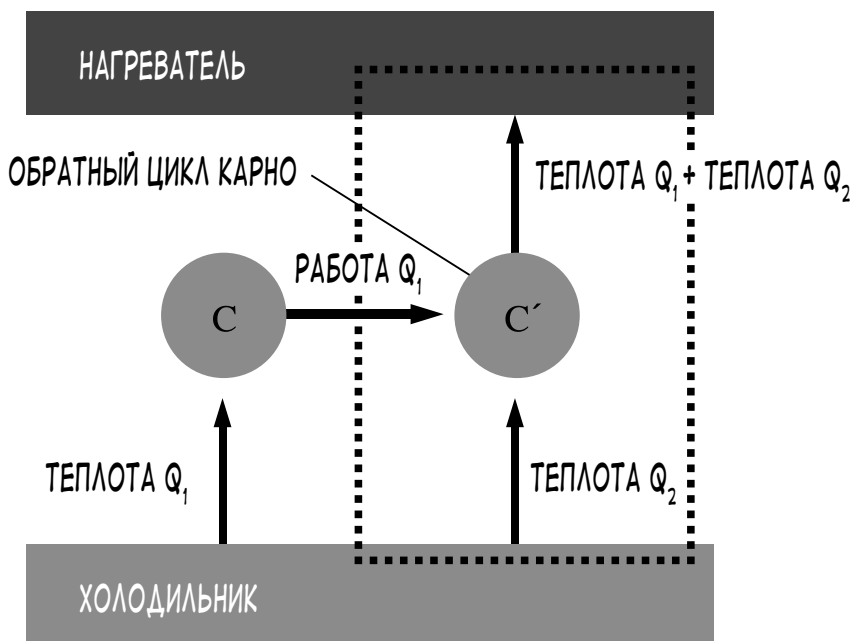
Отлично, Като, вот и займись объяснением!
А я пока сделаю перерыв. Я ещё торт не доел...



Ну и хитрец наш сэнсэй!



Оба вы хороши...
Ну ладно, сейчас соберусь с силами и примусь объяснять.



Итак, представим, что существует некий цикл C , опровергающий постулат Кельвина. Взглянем на рисунок! Пусть мы имеем холодильник и нагреватель. В таком случае цикл C может, получая от холодильника положительную теплоту Q_1 , полностью превращать её в положительную работу.



То есть этот цикл является вечным двигателем второго рода?



Именно. Величина его работы положительна и равна Q_1 . Используя её, запустим обратный цикл Карно C' . Обратный цикл Карно извлекает теплоту из холодильника и передаёт её нагревателю, используя для этого работу внешних сил. Если теплоту, которую обратный цикл Карно C' получает от холодильника, мы обозначим Q_2 , то теплота, передаваемая нагревателю, согласно первому началу термодинамики будет равна $Q_1 + Q_2$.



Закон сохранения энергии!..



А теперь объединим циклы C и C' в цикл C'' . Мы получим цикл, единственный результат которого – получение теплоты $Q_1 + Q_2$ от холодильника и передача её нагревателю.



То есть ты хочешь сказать...



Да, это противоречит постулату Клаузиуса! Значит, наше первоначальное предположение о том, что постулат Кельвина можно нарушить, было ошибочным. Цикл С существовать не может. Следовательно, постулат Кельвина верен, что и требовалось доказать.



Ура! У нас получилось!



Прекрасное доказательство!



Сэнсэй, вы же, кажется, были заняты тортиком?..



Что-о? Я всё это время внимательно слушал!
Ну, а с обратным доказательством вы справитесь?



С обратным? Хм-м...



То есть можно ли вывести постулат Клаузиуса из постулата Кельвина?..



Ну... Наверное, теперь настала моя очередь...



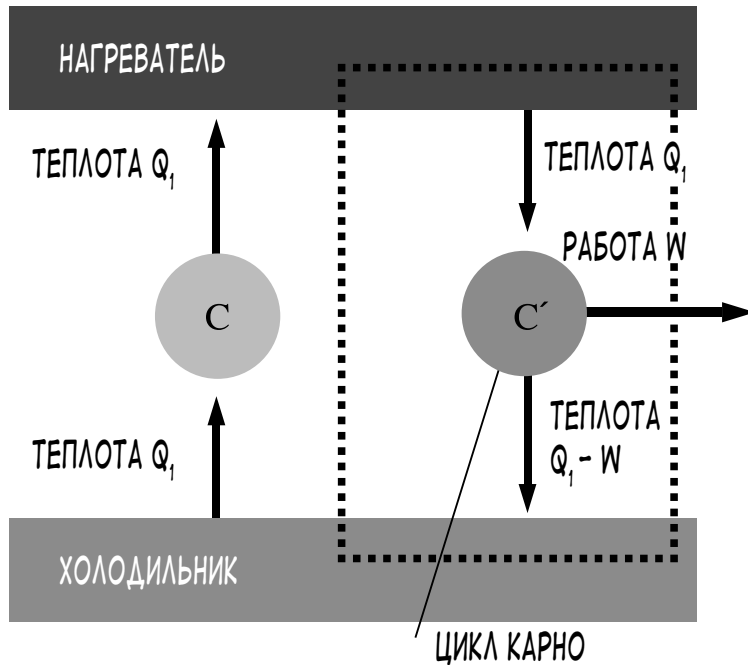
Что ж, смелость города берёт!
Итак, Мураяма-кун, мы тебя внимательно слушаем.



Уф! Я не слишком в себе уверена, но... постараюсь!



Давай, Мураяма!



Наверное, доказательство в чём-то будет похоже на предыдущее...

Так... Рассмотрим схему. Предположим, существует цикл C , который противоречит постулату Клаузиуса. В цикле C положительная теплота принимается от холодильника и передаётся нагревателю, и других результатов у этого цикла нет. Запустим цикл Карно C' , который принимает положительную теплоту Q_1 от нагревателя.

Я правильно рассуждаю?..



Да! Продолжай ориентироваться на предыдущее доказательство.



Хорошо... Обозначим работу, которую цикл C' совершает над внешней средой, буквой W . Согласно первому началу термодинамики, теплота, которую цикл C' отдаёт холодильнику, равна $(Q_1 - W)$. Если объединить циклы C и C' в цикл C'' , то единственным его результатом будет получение теплоты $Q_1 - (Q_1 - W) = W$ от холодильника и совершение работы W над окружающей средой. Работа W , совершаемая циклом Карно над внешней средой, положительна. Таким образом, цикл C'' , получая положительную теплоту от холодильника, полностью превращает её в работу. А это противоречит постулату Кельвина.

Следовательно, наше исходное предположение было ошибочным. Если постулат Кельвина верен, то и постулат Клаузиуса следует признать верным. Что и требовалось доказать!



Отлично получилось!

Итак, понятно, что из постулата Клаузиуса можно вывести постулат Кельвина и наоборот: из постулата Кельвина – постулат Клаузиуса. Иными словами, мы доказали следующее:

ТЕОРЕМА

Постулаты Клаузиуса и Кельвина эквивалентны.



Следовательно, любой из этих постулатов можно считать правильным эмпирическим законом, выражающим второе начало термодинамики!



В общем, постулат Кельвина – это альтернативная формулировка второго начала термодинамики!

3.6. РАЗЛИЧНЫЕ ПРИМЕРЫ НЕОБРАТИМОСТИ

Используя постулаты Клаузиуса и Кельвина, мы сможем доказать необратимость различных явлений природы.

ТЕОРЕМА

Нагрев в результате трения – необратимый процесс.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО

Нагрев от трения – это процесс, в котором положительная работа превращается в теплоту, передаваемую тепловому резервуару (см. рисунок ниже). Возможен ли обратный процесс? Нет, поскольку он противоречит постулату Кельвина (так как получаемая от резервуара положительная теплота полностью превращается в положительную работу)! Следовательно, нагрев от трения необратим, что и требовалось доказать.



Таким же образом можно доказать и следующую теорему:

ТЕОРЕМА

Свободное расширение идеального газа – необратимый процесс.

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО

Пусть имеется сосуд, разделённый на две части перегородкой с маленьким отверстием, заткнутым пробкой. Положим также, что эта перегородка является подвижной. Часть сосуда с одной стороны перегородки мы наполним газом, а с другой стороны создадим вакуум. Если открыть отверстие в перегородке, газ начнёт перетекать на сторону, где был вакуум, и по прошествии некоторого времени установится состояние теплового равновесия. Допустим, перед свободным расширением объём газа равнялся V_1 , после расширения стал равен V_2 . Конечно, $V_1 < V_2$. В этом случае работа внешних сил равна нулю, поступающая извне теплота также равна нулю, температура газа T постоянна.

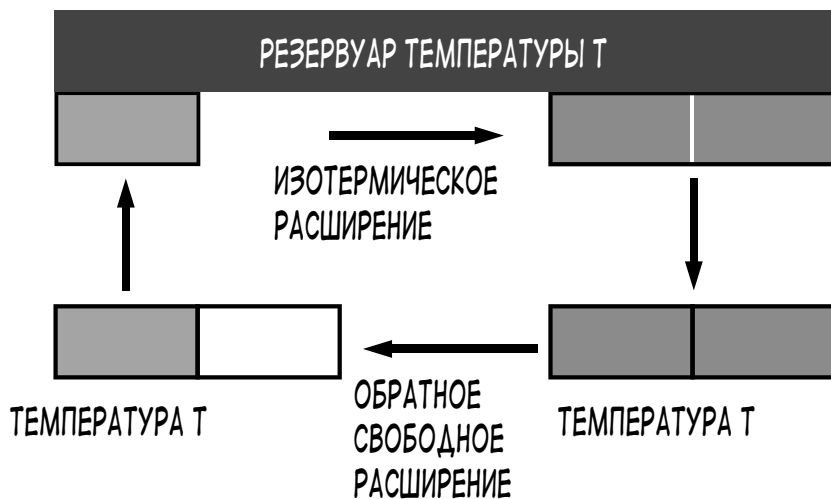
Предположим, что данный процесс свободного расширения идеального газа в вакууме обратим. Назовём это обратным свободным расширением. Тогда в результате газ, находящийся по обе стороны от перегородки, соберётся с одной стороны, а с другой стороны вновь образуется вакуум. Кроме того, работа внешних сил в этом процессе тоже равна нулю; теплообмена с окружающей средой не происходит.

Теперь, когда весь газ собрался с одной стороны перегородки, а с другой стороны восстановился вакуум, давайте через диатермическую стенку сосуда приведём газ в контакт с резервуаром температуры T , которая равна температуре газа. Здесь рассмотрим квазистатический процесс изотермического расширения газа от объёма V_1 до объёма V_2 . При этом газ совершит работу по отношению к внешней среде, равную

$$\int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{R'T}{V} dV = R'T \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Это положительная работа. Поскольку внутренняя энергия газа остаётся неизменной, в соответствии с первым началом термодинамики от теплового резервуара к газу будет поступать теплота, по величине равная совершаемой работе.

Давайте теперь представим следующий цикл (см. рисунок на с. 136). Предположим, что идеальный газ объёмом V_2 и температурой T помещён в сосуд. Разместим там перегородку с небольшим отверстием; затем соберём газ с одной стороны перегородки с помощью процесса обратного свободного расширения. Объём газа станет равен V_1 . Прислонив сосуд к резервуару температуры T , проведём квазистатический процесс изотермического расширения газа до первоначального объёма V_2 . Наконец, отделим сосуд от теплового резервуара – состояние газа будет таким же, как вначале.



Необратимость свободного расширения

В этом цикле теплота, которую газ получает от теплового резервуара, полностью превращается в работу газа по отношению к внешней среде. Это противоречит постулату Кельвина. Следовательно, обратного свободного расширения не существует. Иными словами, свободное расширение идеального газа – процесс необратимый.

Что и требовалось доказать!

Не только расширение газа в вакууме, но и вообще расширение газа при конечной разности давлений – это необратимый процесс. Расширение при конечной разности давлений и теплопроводность при конечной разности температур – очень распространённые в природе процессы. Поскольку подобные процессы не могут быть квазистатическими, это нестатические процессы. Кроме того, процесс нагрева от трения тоже нестатический, так как он необратим. Следовательно, верна теорема:

ТЕОРЕМА

Процессы, нестатические в части относящихся к ним тепловых явлений, являются необратимыми. Кроме того, обратимые тепловые явления представляют собой квазистатические процессы.

Квазистатические процессы являются предельными процессами, неосуществимыми в природе. Кроме того, в природе не существует чисто механических процессов. Даже в условиях, которые мы принимаем за идеальные, всё равно будут присутствовать такие явления, как трение, сопротивление среды и др. Поэтому можно утверждать, что **все явления в природе необратимы.**

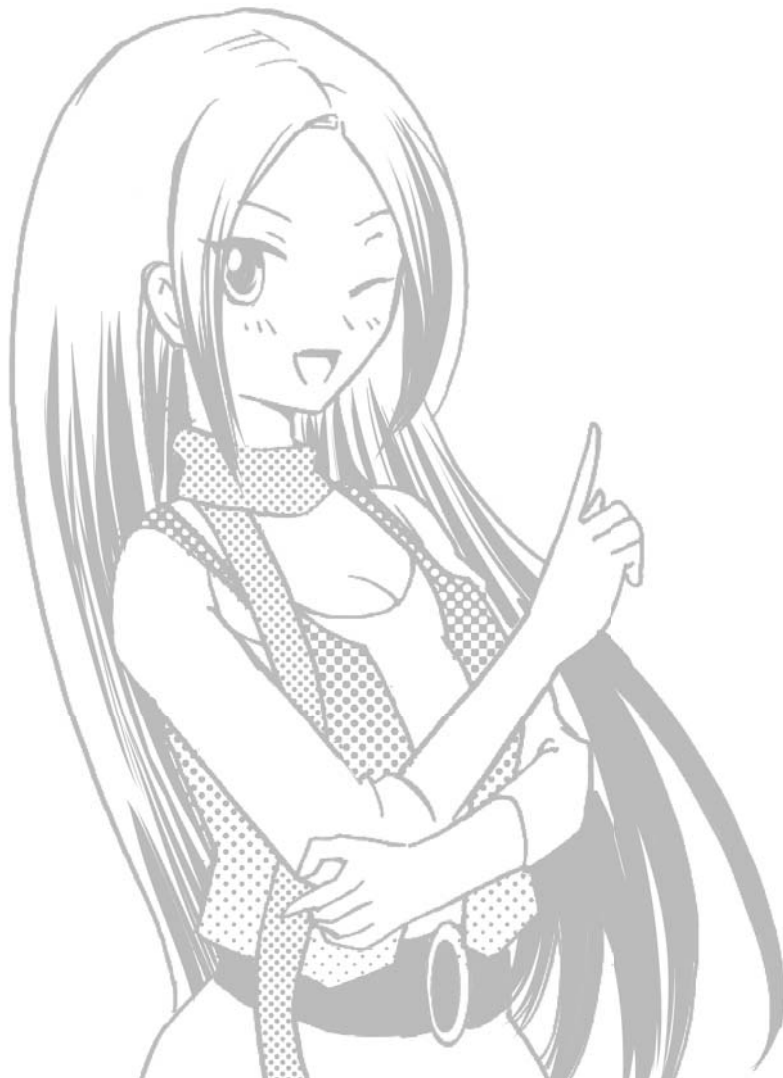
Некоторые читатели, возможно, удивятся: «Но ведь цикл Карно обратим!» И в самом деле, хорошее замечание! Поскольку необходимым условием для цикла Карно является обратимость тепловых процессов, в реальности этот цикл неосуществим. В идеальных условиях он возможен, но в природе – нет.

ИТОГИ ГЛАВЫ 3

- **Обратимый процесс** – процесс перехода системы из исходного состояния в другое называется обратимым, если можно вернуть систему в исходное состояние таким образом, чтобы внешняя среда тоже вернулась в исходное состояние.
- **Необратимый процесс** – процесс, не являющийся обратимым.
- **Постулат Клаузиуса** – постулат, согласно которому невозможно передать тепло от холодного тела более горячему, не оставив при этом каких-либо других изменений во внешней среде.
- **Второе начало термодинамики** – закон, касающийся необратимости тепловых явлений. Эквивалентен постулатам Клаузиуса, Кельвина, Оствальда, неравенству Клаузиуса и закону возрастания энтропии.
- **Цикл Карно** – обратимый цикл, который принимает положительную теплоту от нагревателя и переносит её к холодильнику, совершая при этом положительную работу над внешней средой.
- **Обратный цикл Карно** – обратимый цикл, который принимает положительную теплоту от холодильника и переносит её к нагревателю; при этом внешние силы совершают положительную работу.
- **Постулат Кельвина** – постулат о невозможности существования цикла, который получает теплоту от резервуара и полностью превращает её в работу над внешней средой. Эквивалентен постулату Клаузиуса.
- **Вечный двигатель второго рода** – гипотетический цикл, в котором полученная от резервуара положительная теплота полностью превращается в работу над внешней средой. Существование такого цикла запрещается постулатом Кельвина.
- **Квазистатические и обратимые процессы.** Квазистатические процессы обратимы. Обратимые процессы не обязательно являются квазистатическими. Обратимые тепловые процессы являются квазистатическими.

ГЛАВА 4

ЭНТРОПИЯ



Ч.О. ЭЙМИ НАЧИНАЕТ ДЕЙСТВОВАТЬ

С ТОГО МОМЕНТА КАК Я
ПРОШТРАФИЛАСЬ В «НЕОБУЧЕ»,
ПРОШЛА УЖЕ НЕДЕЛЯ. ВСЁ ЭТО
ВРЕМЯ Я НЕ ХОЖУ В КЛУБ.

НЕТ
НА
МЕСТЕ

МУРАЯМА,
ТЫ ЖЕ ЛЮБИШЬ ПЕЧЕНЬЕ?..

ПОЕШЬ ХОРОШЕНЬКО,
ВЗБОДРИСЬ!

БЕРИ ВСЁ ЧТО
ПОЖЕЛАЕШЬ.

АГА...

ПРЕЗИДЕНТ УЖЕ
ПЕРЕСТАЛА НА ТЕБЯ
СЕРАДИТЬСЯ...

И ВСЕ ОСТАЛЬНЫЕ
ОЧЕНЬ ЗА ТЕБЯ
ВОЛНУЮТСЯ...

СЕГОДНЯ ТЫ,
КОНЕЧНО,
ПРИДЁШЬ
В «НЕОБУЧ»?

КАК Я ТУДА ПОЙДУ?..
Я ДОПУСТИЛА
ТАКОЙ ПРОМАХ!
ВПОЛНЕ ВЕРОЯТНО,
ЧТО ПО МОЕЙ
ВИНЕ «НЕОБУЧ»
ВООБЩЕ ПЕРЕСТАНЕТ
СУЩЕСТВОВАТЬ...

ПРОСТО НЕ ЗНАЮ,
КАК ОДНОКЛУБНИКАМ
В ГЛАЗА СМОТРЕТЬ!

Э-ЭХ... КАТО-КУН, ВОТ ТЫ
ТАКОЙ ЗАМЕЧАТЕЛЬНЫЙ.
И ГОТОВИШЬ ОТЛИЧНО,
И В УЧЁБЕ СИЛЁН...

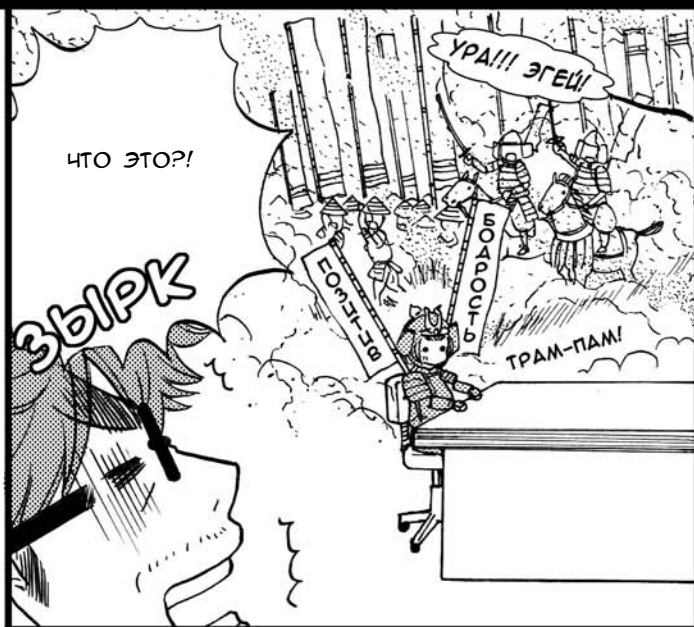
ДО-
МАШНЕЕ
ПЕЧЕНЬЕ
ТОЖЕ
ВКУС-
НОЕ...

А Я ТОЛЬКО
ПОД НОГАМИ
ПУТАЮСЬ.

НУ ЧТО ТЫ,
МУРАЯМА...



4.1 ЧТО ТАКОЕ ЭНТРОПИЯ?



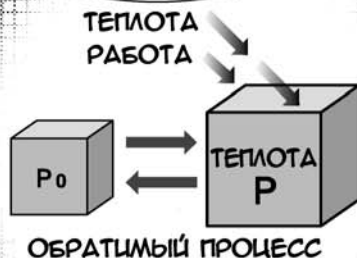


СПЕРВА ПОСМОТРИМ,
ЧТО СКРЫВАЕТСЯ ЗА
ПОНЯТИЕМ "ЭНТРОПИЯ".

ХОРОШО!



РАССМОТРИМ ЭНТРОПИЮ
В НЕКОЕЙ СИСТЕМЕ,
НАХОДЯЩЕЙСЯ В СОСТОЯНИИ P .
ПОЛОЖИМ, ЧТО ИЗНАЧАЛЬНО ОНА
НАХОДИЛАСЬ В СОСТОЯНИИ P_0 .
ЕГО МЫ ПРИЕМ
ЗА ОПОРНОЕ.



ПРЕДСТАВИМ
ОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕСС,
В РЕЗУЛЬТАТЕ
КОТОРОГО СИСТЕМА
ПЕРЕХОДИТ
В СОСТОЯНИЕ P .

ПРИ ЭТОМ В ОБЩЕМ
СЛУЧАЕ ПРОИСХОДИТ
ОБМЕН ТЕПЛОТОЙ
МЕЖДУ ЭТОЙ СИСТЕМОЙ
И ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ.

НА ОСНОВЕ ТЕПЛОТЫ,
СООБЩАЕМОЙ СИСТЕМЕ
В ЭТОМ ОБРАТИМОМ
ПРОЦЕССЕ, И ТЕМПЕРАТУРЫ
ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ МОЖНО
ВЫЧИСЛИТЬ ЭНТРОПИЮ
СИСТЕМЫ, НАХОДЯЩЕЙСЯ
В СОСТОЯНИИ P .

Э...
ЭНТРОПИЮ?

ТАК ЧТО ЖЕ
ВЫ ВСЁ-ТАКИ
ПОДРАЗУМЕВАЕТЕ
ПОД ЭНТРОПИЕЙ?

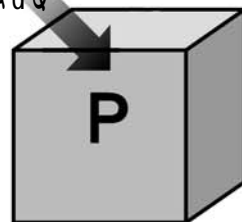
СЛОВО
"ЭНТРОПИЯ" ПРИШЛО
ИЗ ДРЕВНЕГРЕЧЕСКОГО
ЯЗЫКА. ОНО ОЗНАЧАЕТ
"ПОВОРОТ",
"ПРЕВРАЩЕНИЕ".
ЭТО ПОНЯТИЕ ВВЕЛ
В УПОТРЕБЛЕНИЕ
КЛАУЗИУС.

ПРОВЕДЁМ ОБРАТИМОЕ
ИЗМЕНЕНИЕ ИЗ СОСТОЯНИЯ P_0
В СОСТОЯНИЕ P .

...ПРИЕМ ЗА $d'Q$
НИЧТОЖНО МАЛОЕ
КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ,
ПЕРЕДАВАЕМОЙ СИСТЕМЕ
ОТ ТЕПЛООВОГО РЕЗЕРВУАРА
В ТОТ МОМЕНТ, КОГДА ЕГО
ТЕМПЕРАТУРА
РАВНА T .

ТЕМПЕРАТУРА T

ТЕПЛОТА $d'Q$



ВОТ ТАК ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ
ЭНТРОПИЯ СОСТОЯНИЯ P!

ЭНТРОПИЮ
ОБОЗНАЧАЮТ
БУКВОЙ S

$$S = \int_{P_0 \rightarrow P} (\text{обратимый}) \frac{d'Q}{T}$$

ЭТО И ЕСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ЭНТРОПИИ?

ОНО ВЫРАЖАЕТСЯ
ВОТ ТАК,
С ПОМОЩЬЮ
ИНТЕГРАЛА.

ИТАК, ПОСМОТРИМ
НА СЛЕДУЮЩИЙ РИСУНОК.

ЧТО ЗА КРИВАЯ ИДЁТ
ИЗ ТОЧКИ P₀ В ТОЧКУ P?

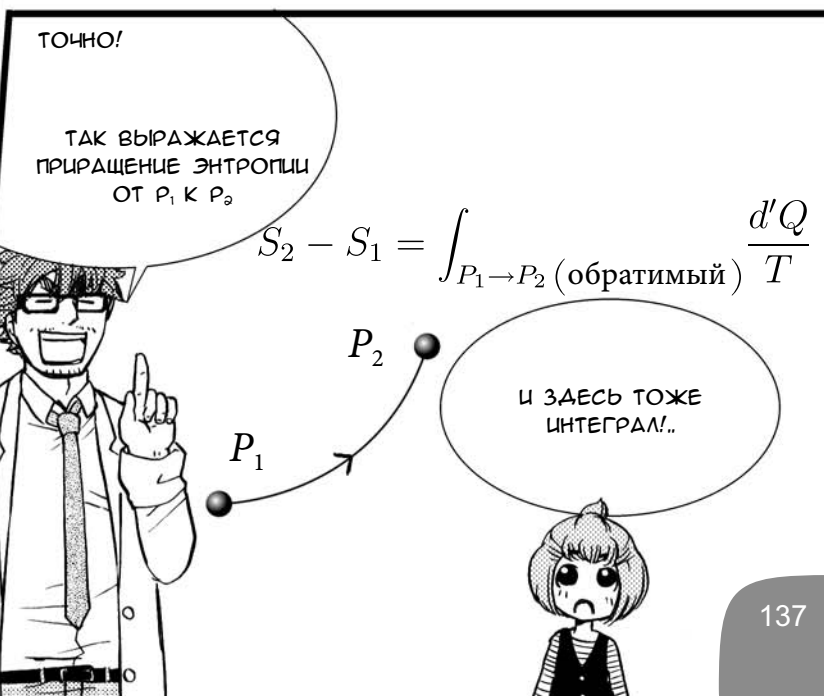
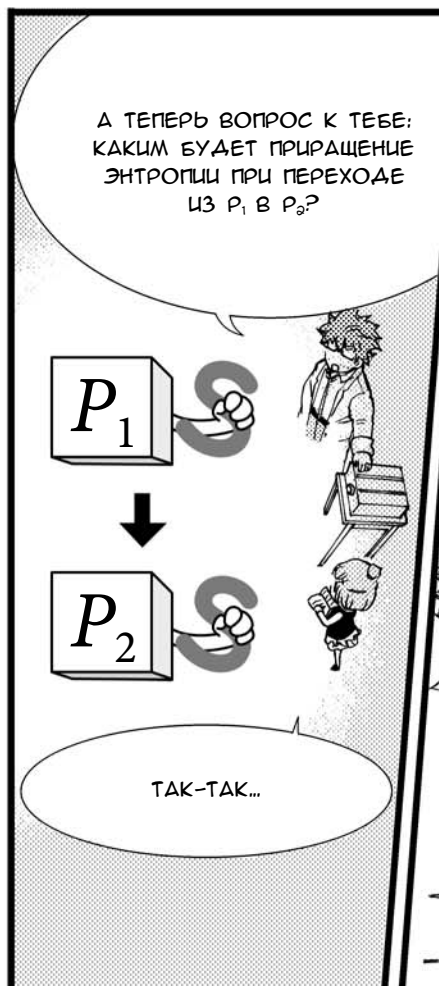
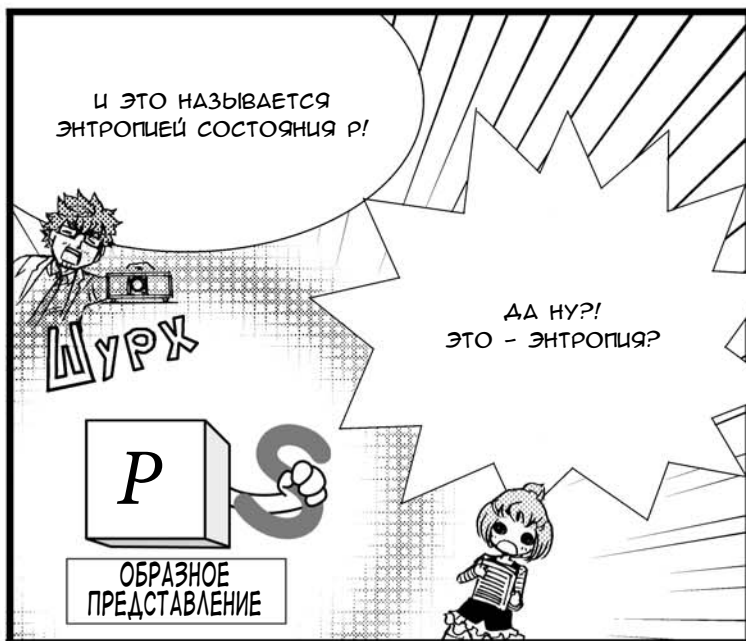
ЭТОТ ИНТЕГРАЛ
НА САМОМ ДЕЛЕ ЯВЛЯЕТСЯ
КРИВОЛИНЕЙНЫМ.

ВОЗМОЖНЫ
РАЗНЫЕ ПУТИ ПЕРЕХОДА
ИЗ СОСТОЯНИЯ P₀
В СОСТОЯНИЕ P.
В ДАННОМ СЛУЧАЕ
МЫ ВЫБИРАЕМ
ОБРАТИМЫЙ ПУТЬ.

$$S = \int_{P_0 \rightarrow P} (\text{обратимый}) \frac{d'Q}{T}$$

ЗАПИСЬ "P₀ → P (ОБРАТИМЫЙ)"
УКАЗЫВАЕТ НА ИНТЕГРАЛ
ВДОЛЬ ОБРАТИМОГО ПУТИ
ИЗ ТОЧКИ P₀ В ТОЧКУ P.

ПОСКОЛЬКУ ЭНТРОПИЯ -
ЭТО ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ,
ОПРЕДЕЛЁННОМУ
СОСТОЯНИЮ P СООТВЕТСТВУЕТ
ТОЛЬКО ОДНО ЗНАЧЕНИЕ
ЭНТРОПИИ.



ТЫ ПОНЯЛА, КАК
ВЫРАЖАЕТСЯ ПРИРАЩЕНИЕ
ЭНТРОПИИ?

ТОГДА ПОПРОБУЕМ
ВЫЯСНИТЬ ПРИРАЩЕНИЕ
ЭНТРОПИИ В ПРОЦЕССЕ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ,
ПРИВОДЯЩЕМ
К УСТАНОВЛЕНИЮ
ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ.

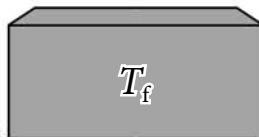
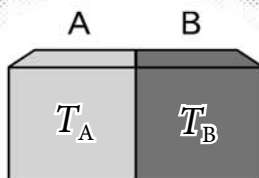
ПРИРАЩЕНИЕ
ЭНТРОПИИ
В ПРОЦЕССЕ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ...



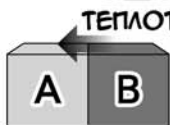
ПРИВЕДЁМ
В СОПРИКОСНОВЕНИЕ
ДВА ТЕЛА С РАЗНОЙ
ТЕМПЕРАТУРОЙ. ТЕЛО С НИЗКОЙ
ТЕМПЕРАТУРОЙ НАЗОВЁМ **А**,
ТЕЛО С ВЫСОКОЙ - **В**.
ИХ ТЕМПЕРАТУРУ ОБОЗНАЧИМ
 T_A И T_B СООТВЕТСТВЕННО.

ОБА ТЕЛА ИМЕЮТ
ОДИНАКОВУЮ ТЕПЛОЁМКОСТЬ.
ОНИ НЕ ОБМЕНИВАЮТСЯ ТЕПЛОТОЙ
С ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ.

ЧТО ПРОИЗОИДЁТ
В ТАКОМ СЛУЧАЕ?



ПО ИСТЕЧЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОГО
ВРЕМЕНИ ТЕЛА **А** И **В**
ДОСТИГНУТ ТЕПЛОВОГО
РАВНОВЕСИЯ. ИХ
ТЕМПЕРАТУРА СТАНЕТ
ОДИНАКОВОЙ.



ВЕРНО!
ОБОЗНАЧИМ
ЭТУ ТЕМПЕРАТУРУ
КАК T_f .

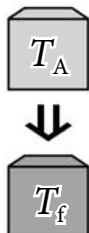
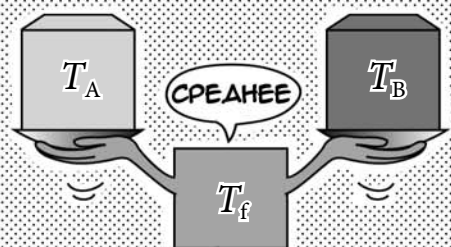
ПОСКОЛЬКУ СУММА
КОЛИЧЕСТВ ТЕПЛОТЫ, ПОЛУЧЕННЫХ
ТЕЛОМ **А** И ТЕЛОМ **В**, РАВНО НУЛЮ,
МЫ МОЖЕМ ЗАПИСАТЬ:

$$C(T_f - T_A) + C(T_f - T_B) = 0$$

ИЗ ЭТОГО СЛЕДУЕТ:

$$T_f = \frac{T_A + T_B}{2}$$

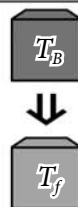
ПОЛУЧАЕТСЯ, ЧТО МЫ
НАХОДИМ СРЕДНЮЮ
ТЕМПЕРАТУРУ ДВУХ ТЕЛ!



НУ А ТЕПЕРЬ ПОПРОБУЕМ ОПРЕДЕЛИТЬ ПРИРАЩЕНИЕ ЭНТРОПИИ.
СПЕРВА ВЫЯСНИМ ПРИРАЩЕНИЕ ЭНТРОПИИ ТЕЛА **А**.
ДЛЯ ЭТОГО ПРЕДСТАВИМ КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС,
ПРИ КОТОРОМ ТЕЛУ **А** ПЕРЕДАЁТСЯ ТЕПЛОТА
И ЕГО ТЕМПЕРАТУРА ПОСТЕПЕННО ВОЗРАСТАЕТ ОТ T_A ДО T_f .

$$\Delta S_A = \int_{T_A}^{T_f} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_f}{T_A}$$

ЗНАЧИТ, ЗАЕЩЬ МЫ ПОЛЬЗУЕМСЯ ТОЙ САМОЙ
ФОРМУЛОЙ ДЛЯ ПРИРАЩЕНИЯ ЭНТРОПИИ?..
ТОГДА ПРИРАЩЕНИЕ ЭНТРОПИИ ДЛЯ ТЕЛА **В**
МОЖНО ВЫЧИСЛИТЬ ПО АНАЛОГИЧНОЙ
ФОРМУЛЕ.



ДА, ЭТО ТАК. ОДНАКО ПОСКОЛЬКУ ТЕЛО **В**
ПОЛУЧАЕТ ИЗВНЕ ОТРИЦАТЕЛЬНУЮ ТЕПЛОТУ,
ЕГО ПРИРАЩЕНИЕ ЭНТРОПИИ ТОЖЕ БУДЕТ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ. СУММИРУЯ, ПОЛУЧИМ:

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B = C \ln \frac{T_f}{T_A} + C \ln \frac{T_f}{T_B}$$

ПОНЯТНО!

ТАК ВОТ,
МЫ НАШЛИ СУММАРНОЕ ПРИРАЩЕНИЕ ΔS .
А ТЕПЕРЬ ПОДАСТАВИМ СЮДА РАНЕЕ НАЙДЕННОЕ ВЫРАЖЕНИЕ
ДЛЯ T_f

$$T_f = \frac{T_A + T_B}{2}$$

И ПОЛУЧИМ СЛЕДУЮЩЕЕ:

$$\begin{aligned} \Delta S &= 2C \ln \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{T_A}{T_B}} + \sqrt{\frac{T_B}{T_A}} \right) \right] \\ &\geq C \ln \left[\sqrt{\frac{T_A}{T_B}} \sqrt{\frac{T_B}{T_A}} \right] = 0 \end{aligned}$$

ЗДЕСЬ МЫ ИСПОЛЬЗОВАЛИ НЕРАВЕНСТВО
МЕЖДУ СРЕДНИМ АРИФМЕТИЧЕСКИМ
И СРЕДНИМ ГЕОМЕТРИЧЕСКИМ.

НЕРАВЕНСТВО МЕЖДУ СРЕДНИМ АРИФМЕТИЧЕСКИМ
И СРЕДНИМ ГЕОМЕТРИЧЕСКИМ?
ЗНАЧИТ, В ЭТОМ СЛУЧАЕ
ВЫРАЖЕНИЕ $\Delta S = 0$ ВЕРНО ТОЛЬКО
ПРИ УСЛОВИИ $T_A = T_B$?



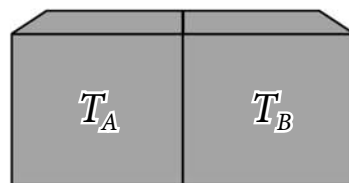
ИМЕННО ТАК!
ПОЛУЧАЕТСЯ, ЧТО В ОСТАЛЬНЫХ
СЛУЧАЯХ $\Delta S > 0$!

НУ И...
ЧТО ЭТО ЗНАЧИТ?



ЭТО ЗНАЧИТ, ЧТО, КОГДА
В ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ ДВА ТЕЛА
С РАЗНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ДОСТИГАЮТ
ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ, СУММАРНАЯ ЭНТРОПИЯ
УВЕЛИЧИВАЕТСЯ.

ТАКИМ ОБРАЗОМ, ЭНТРОПИЯ
В ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ
ИМЕЕТ СВОЙСТВО УВЕЛИЧИВАТЬСЯ.
ЭТО НАЗЫВАЕТСЯ **ЗАКОНОМ
ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ**.



СОСТОЯНИЕ ТЕПЛОВОГО
РАВНОВЕСИЯ



ЗАКОН ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ?
А МОЖНО ПОПОДРОБНЕЕ?



ПОДРОБНЕЕ МЫ
РАССМОТРИМ ЕГО ЧУТЬ ПОЗЖЕ.
А ПОКА ДОСТАТОЧНО САМОГО
ОБЩЕГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ.



А-ХА-ХА!...



Ты помнишь, что такое цикл Карно?



Это вроде бы такой обратимый цикл...



Ну да. А сейчас, используя цикл Карно, попробуем ввести определение термодинамической температуры. Допустим, у нас есть два тепловых резервуара с температурами T_1 и T_2 соответственно. При этом $T_2 > T_1$. Рассмотрим цикл Карно, в котором нагреватель (с температурой T_2) отдаёт теплоту Q_2 , а холодильнику с температурой T_1 передаётся теплота Q_1 . Работа, которую этот цикл совершает по отношению к внешней среде, равна $W = Q_2 - Q_1$.



Хм. И что дальше?



А вот что. Исходя из обратимости цикла Карно можно доказать следующее соотношение:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\phi(T_2)}{\phi(T_1)}.$$

Греческая буква ϕ в правой части уравнения обозначает функцию. То есть запись $\phi(T)$ означает «функция от T ».



Однако если мы не знаем этой функции, то оказываемся в безвыходном положении!..



В общем-то да! Однако шкалу, по которой измеряется температура, мы можем выбрать произвольно. Поэтому можно заново ввести такую температуру, величина которой будет совпадать со значением функции $\phi(T)$. Введённая подобным образом температура T называется **термодинамической температурой**. Если обозначить её как $T_{\text{ТЕРМ}}$...



Я поняла. У нас получится выражение:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_{\text{ТЕРМ}2}}{T_{\text{ТЕРМ}1}}.$$

Но это можно спутать с абсолютной температурой, измеренной идеальным газовым термометром.



Это ты верно подметила! На самом деле, как уже объяснялось в разделе 3.4, «Цикл Карно для идеального газа», с помощью идеального газа можно создать цикл Карно; при этом для абсолютных температур, измеренных идеальным газовым термометром, будет выполняться вышеприведённое соотношение. Поэтому термодинамическая температура совпадает с абсолютной температурой, измеренной идеальным газовым термометром. В дальнейшем, говоря об абсолютной температуре, я буду подразумевать именно эту термодинамическую температуру. Поэтому обозначать её мы будем просто T . Кстати, вышеприведённое соотношение верно и для обратного цикла Карно.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Это температура, определяемая через отношение количеств теплоты, которые цикл Карно получает от нагревателя и отдаёт холодильнику. Совпадает с абсолютной температурой на идеальном газовом термометре.



ПОКАЗАТЕЛЬ
АДИАБАТЫ ЦИКЛА
КАРНО



Добрый день, меня зовут Като.

Пока Эйми и Масунага-сэнсэй ведут разговор об энтропии, я потихоньку отвёл себе пару страничек. В конце концов, почему бы и нет?

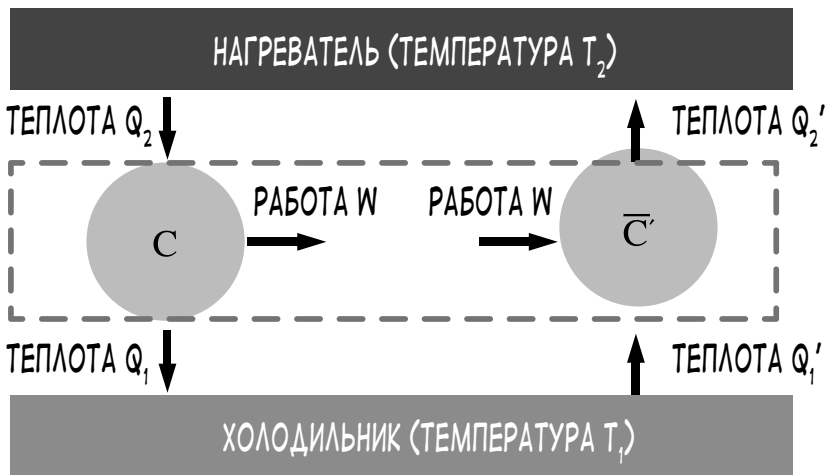
Просто я хотел кое-что прояснить для вас. Так что, уважаемые читатели, прошу любить и жаловать.

Итак, на этот раз мы попробуем доказать соотношение для количеств теплоты в цикле Карно, которое выглядит так:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\phi(T_2)}{\phi(T_1)}.$$

Наше доказательство будет состоять из трёх этапов.

1) Рассмотрим два тепловых резервуара – нагреватель (с температурой T_2) и холодильник (с температурой T_1). Представим два цикла Карно; положим, что это циклы S и S' . Оба они по отношению к внешней среде осуществляют одинаковую работу W . Будем считать, что в цикле S от нагревателя принимается положительная теплота Q_2 , холодильнику отдаётся теплота Q_1 , в цикле S' от нагревателя принимается положительная теплота Q'_2 , холодильнику отдаётся теплота Q'_1 . Чтобы выяснить связь между количествами теплоты этих циклов, представим обратный цикл $\overline{S'}$ от цикла S' . В цикле $\overline{S'}$ от холодильника принимается теплота Q'_1 , внешние силы совершают работу W , нагревателю передаётся теплота Q'_2 .



Однозначность цикла Карно



Итак, посмотрите, пожалуйста, на рисунок выше. Сейчас мы рассмотрим циклы C и \bar{C}' как единый цикл $C + \bar{C}'$. Единственным результатом данного цикла будет получение теплоты $Q_2 - Q_2'$ от нагревателя и передача теплоты $Q_1 - Q_1'$ холодильнику. В этом случае, согласно первому началу термодинамики, $Q_1 - Q_1' = Q_2 - Q_2'$. При отрицательном значении подобный цикл запрещался бы постулатом Клаузиуса, поэтому минуса здесь нет.

Теперь подумаем, возможно ли здесь положительное значение. Если мы допускаем такое предположение, то, согласно перефразированному постулату Клаузиуса, процесс был бы необратимым. Кроме того, поскольку и C , и \bar{C}' – обратимые процессы, то $C + \bar{C}'$ также является обратимым. Следовательно, значение не может быть положительным. Отсюда ясно, что оно равно нулю. Соответственно, $Q_1 = Q_1'$ и $Q_2 = Q_2'$.

Из этого следует, что любые циклы Карно, запущенные между одинаковой парой «нагреватель-холодильник» и совершающие одинаковую работу над внешней средой, будут переносить между нагревателем и холодильником одинаковые количества теплоты. Получается, что, определив значения T_1 , T_2 , W , мы сможем определить Q_1 и Q_2 . То есть можно записать:

$$Q_1 = Q_1(T_1, T_2, W), \quad Q_2 = Q_2(T_1, T_2, W).$$

2) Далее представим, что цикл Карно С совершил n оборотов. Конечно, в этом случае и теплота, полученная от нагревателя, и работа, совершённая по отношению к внешней среде, и теплота, переданная холодильнику, увеличатся в n раз. В соответствии с этим

$$Q_2(T_1, T_2, nW) = nQ_2(T_1, T_2, W),$$

$$Q_1(T_1, T_2, nW) = nQ_1(T_1, T_2, W).$$

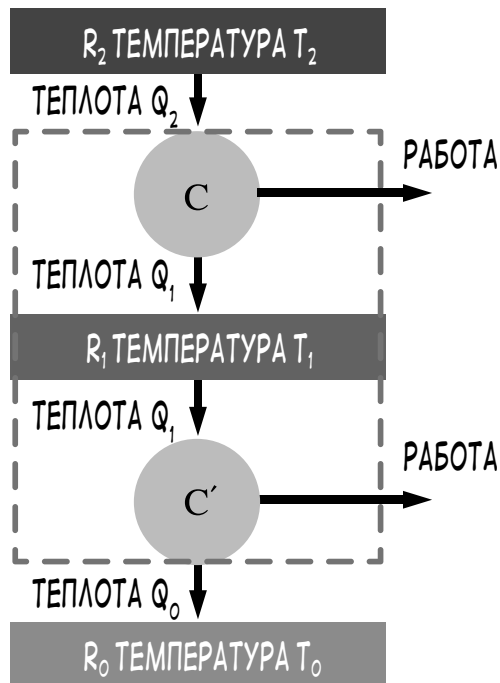
Поделив одно уравнение на другое, получим

$$\frac{Q_2(T_1, T_2; nW)}{Q_1(T_1, T_2; nW)} = \frac{Q_2(T_1, T_2; W)}{Q_1(T_1, T_2; W)}.$$

Поскольку n произвольно, отношение Q_2 и Q_1 не зависит от W . Иными словами, имеем

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(T_1, T_2).$$

3) Возьмём, как показано на рисунке ниже, три тепловых резервуара R_0 , R_1 , R_2 (их температура равна T_0 , T_1 , T_2 соответственно). В промежутке между R_2 и R_1 поместим цикл Карно С; между R_1 и R_0 поместим цикл Карно С'.



Цикл С принимает от R_2 теплоту Q_2 и сообщает R_1 теплоту Q_1 ; цикл С' принимает от R_1 теплоту Q_1 и передаёт R_0 теплоту Q_0 . Поскольку и С, и С', и С + R_1 + С' являются циклами Карно, справедливо следующее:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(T_1, T_2), \quad \frac{Q_1}{Q_0} = f(T_0, T_1), \quad \frac{Q_2}{Q_0} = f(T_0, T_2).$$

Кроме того, выполняется

$$f(T_1, T_2) = \frac{f(T_0, T_2)}{f(T_0, T_1)}.$$

Поскольку левая часть уравнения не зависит от T_0 , правая часть также не зависит от T_0 . Следовательно, можно записать:

$$f(T_1, T_2) = \frac{\phi(T_2)}{\phi(T_1)}.$$



М-м... В этой записи для обозначения функции используется греческая буква ϕ («фи»).



$\phi(T)$ – функция температуры. Переписав это выражение, получим:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\phi(T_2)}{\phi(T_1)}.$$

Что и требовалось доказать!



Эйми! Масунага-сэнсэй!

Вот вы какие хитрые... Под самый конец присоединились!



Ха-ха-ха!

На самом-то деле мы потихоньку подслушивали!



Только попробуй нас обойти! Мы тебя непременно догоним!



Ну-ну...



4.3. КПД ЦИКЛА



Итак, **КПД** цикла, или **тепловой КПД** (другие названия – КПД тепловой машины, термический КПД) – это отношение, показывающее, какую часть теплоты Q_2 , полученную циклом от нагревателя, можно преобразовать в работу над окружающей средой. Вычисляется этот параметр таким образом:

$$\eta = \frac{W}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Как видите, для обозначения КПД используется буква η (произносится «эта»). Для цикла Карно, поскольку $Q_1 / Q_2 = T_1 / T_2$, можно записать:

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2}.$$

А если не ограничиваться обратимым циклом, каким будет КПД цикла? Можно показать, что в этом случае

$$\eta = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} \leq 1 - \frac{T_1}{T_2}.$$

Иначе говоря, существует предельный КПД цикла, равный КПД цикла Карно.



Хм. И каким способом это можно доказать?

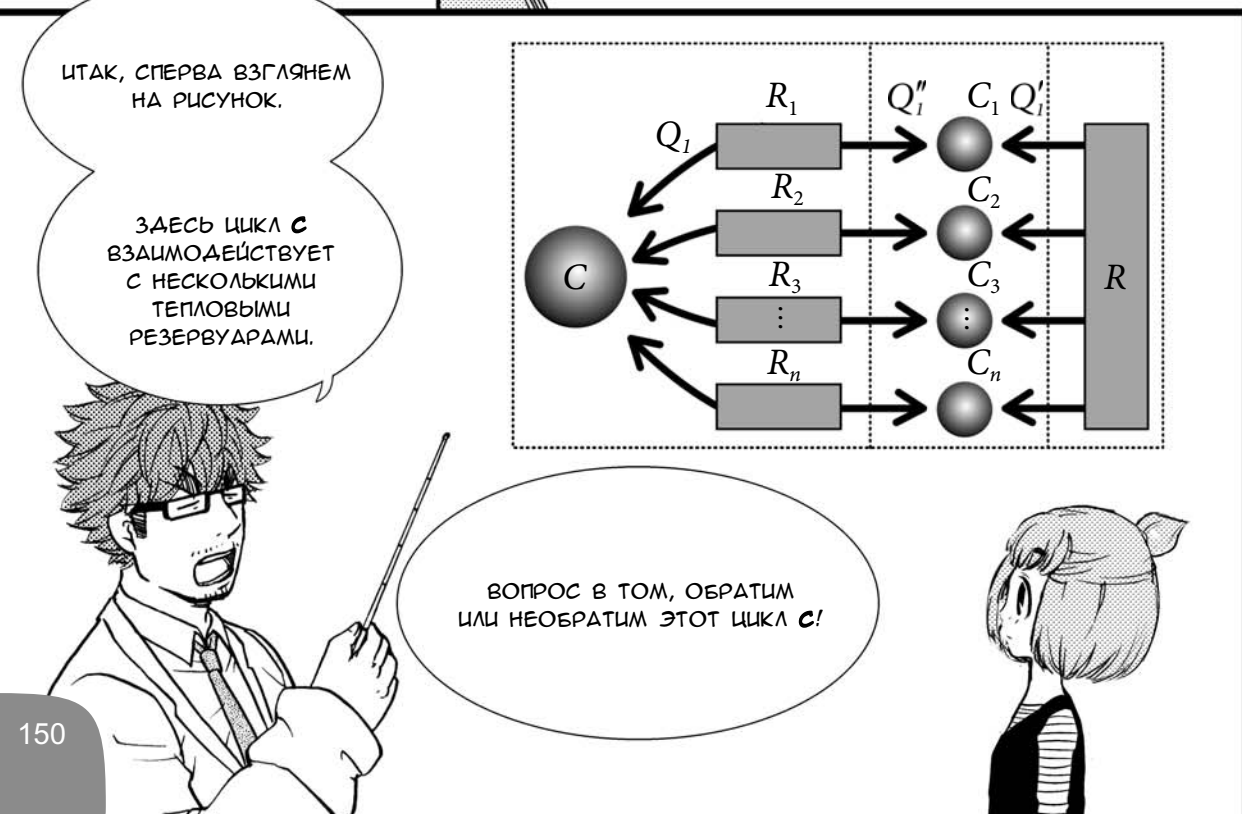


Опять же воспользуемся доказательством от противного. Для начала предположим, что КПД цикла превосходит КПД цикла Карно, а затем придём к выводу, что это противоречит постулату Кельвина... Но на сегодня, пожалуй, достаточно. Доказательство я предоставляю вывести тебе самой – в качестве домашнего задания!



Ох... И кто меня за язык тянул!

4.4. НЕРАВЕНСТВО КЛАУЗИУСА

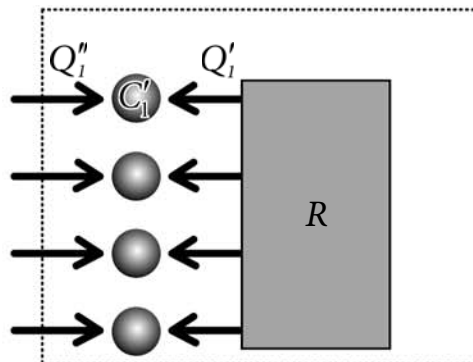
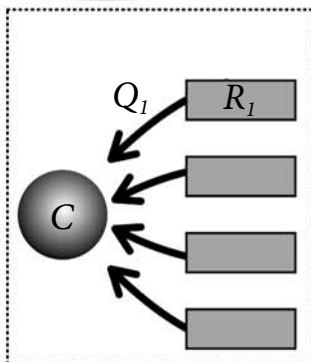


ПРЕДСТАВИМ ТЕПЛОВЫЕ РЕЗЕРВУАРЫ ОТ R_1 (С ТЕМПЕРАТУРОЙ T_1) ДО R_n (С ТЕМПЕРАТУРОЙ T_n). ОБРАТИМ ЛИ ЦИКЛ, МЫ ПОКА НЕ ЗНАЕМ. ПРЕДПОЛОЖИМ, ЧТО В ЦИКЛЕ С ОТ КАЖДОГО РЕЗЕРВУАРА R_1, \dots, R_n ПРИНИМАЮТСЯ (ИЛИ ОТДАЮТСЯ) КОЛИЧЕСТВА ТЕПЛОТЫ Q_1, \dots, Q_n

ТЕПЕРЬ РАССМОТРИМ ПРАВУЮ ЧАСТЬ РИСУНКА.

ПРАВАЯ ЧАСТЬ РИСУНКА

ЛЕВАЯ ЧАСТЬ РИСУНКА

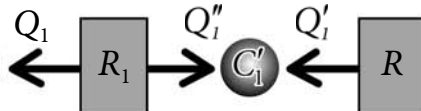


УСЛОВИМСЯ, ЧТО ТЕПЛОТА, ПОЛУЧЕННАЯ ЦИКЛОМ, БУДЕТ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ, А ТЕПЛОТА, ОТДАННАЯ ЦИКЛОМ, - ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ.

ЗДЕСЬ ПРИСУТСТВУЕТ ДРУГОЙ ТЕПЛОВОЙ РЕЗЕРВУАР R (С ТЕМПЕРАТУРОЙ T), А МЕЖДУ НИМ И РЕЗЕРВУАРАМИ R_1, \dots, R_n ЗАПУЩЕНЫ ЦИКЛЫ КАРНО (ИЛИ ЖЕ ОБРАТНЫЕ ЦИКЛЫ КАРНО) ОТ C'_1 ДО C'_n . РЕЗУЛЬТАТОМ ИХ ДЕЙСТВИЯ ЯВЛЯЕТСЯ ВОЗВРАТ РЕЗЕРВУАРОВ R_1, \dots, R_n В ИСХОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ.

ХМ-ХМ...

ПРЕДПОЛОЖИМ, ЧТО В ЦИКЛЕ КАРНО C'_i ОТ РЕЗЕРВУАРА R_i ПРИНИМАЕТСЯ ТЕПЛОТА Q''_i , А ОТ РЕЗЕРВУАРА R - ТЕПЛОТА Q'_i . ЗДЕСЬ $i = 1, 2, \dots, n$.



РЕЗЕРВУАР R_i СВЯЗАН С ЦИКЛОМ C'_i , А ПОСКОЛЬКУ ЭТОТ ЦИКЛ ДЕЙСТВУЕТ ТАК, ЧТОБЫ ВЕРНУТЬ РЕЗЕРВУАР R_i В ИСХОДНОЕ СОСТОЯНИЕ, МОЖНО ЗАПИСАТЬ:

$$Q_1 + Q''_1 = 0$$

ПОЛУЧАЕТСЯ, ЧТО Q_1 И Q''_1 ОДИНАКОВЫ ПО ВЕЛИЧИНЕ И ПРОТИВОПОЛОЖНЫ ПО ЗНАКУ. ДА?

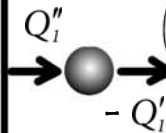
КРОМЕ ТОГО, C'_i - ЦИКЛ КАРНО, ПОЭТОМУ ИЗ ДАННОГО НАМИ РАНЕЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СЛЕДУЕТ, ЧТО

$$\frac{Q''_1}{-Q'_1} = \frac{T_1}{T}$$

А ПОЧЕМУ ПЕРЕД Q'_1 СТОИТ МИНУС?

$$-Q'_1$$

ОТНОШЕНИЕ ТЕПЛОТЫ, ПОСТУПАЮЩЕЙ В ЦИКЛ КАРНО, К ТЕПЛОТЕ, ИСХОДЯЩЕЙ ИЗ НЕГО, - ЭТО ОТНОШЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУР.



ВОТ ПОЭТОМУ МЫ СТАВИМ МИНУС ПЕРЕД Q'_1 .

ТЕПЕРЬ, ПРЕОБРАЗОВАВ УРАВНЕНИЕ ВЫШЕ, ПОЛУЧИМ:

$$\frac{Q'_1}{T} + \frac{Q''_1}{T_1} = 0$$

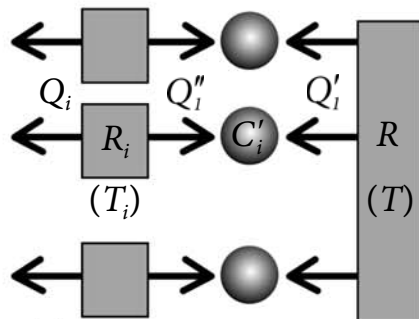
ОСТАЛЬНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ РЕЗЕРВУАРЫ R_2, \dots, R_n ВОЗВРАЩАЮТСЯ В ИСХОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ АНАЛОГИЧНЫМ ОБРАЗОМ.

ПРИМЕНЯЯ ВЫШЕИЗЛОЖЕННОЕ К ПРОИЗВОЛЬНОМУ ЦИКЛУ КАРНО C'_i , ПОЛУЧИМ

$$Q_i + Q''_i = 0$$

А ТАКЖЕ

$$\frac{Q'_i}{T} + \frac{Q''_i}{T_i} = 0$$



МЕТОД АБСОЛЮТНО ТАКОЙ ЖЕ!

ИТАК, ЕСЛИ ПРОСУММИРОВАТЬ ЭТИ УРАВНЕНИЯ
ДЛЯ i ОТ 1 ДО n , ТО МЫ ПОЛУЧИМ:

$$\frac{1}{T} \sum_{i=1}^n Q'_i + \sum_{i=1}^n \frac{Q''_i}{T_i} = 0$$

НО ЕСЛИ ПОДСТАВИТЬ
СЮДА УСЛОВИЯ ВОЗВРАТА
РЕЗЕРВУАРОВ R_1, \dots, R_n
В ИСХОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ...

$$\frac{1}{T} \sum_{i=1}^n Q'_i = \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i}$$

НУЖНО СДЕЛАТЬ ВОТ ТАК,
ВЕРНО?

КОНЕЧНО.

БОЛЕЕ ТОГО, ВЫРАЗИВ
СУММАРНУЮ ТЕПЛОТУ,
ПОСТУПАЮЩУЮ В ЦИКЛЫ
 C_1, \dots, C_n ОТ РЕЗЕРВУАРА R ,
КАК

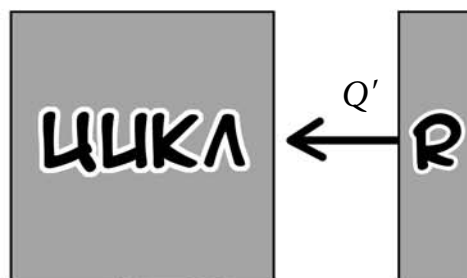
$$Q' = \sum_{i=1}^n Q'_i$$

ПОЛУЧИМ

$$\frac{Q'}{T} = \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i}$$

И ВЕРНО!

ТЕПЕРЬ ПРЕДСТАВИМ ЕДИНЬИЙ ЦИКЛ,
СОДЕРЖАЩИЙ ЦИКЛ C , ВСЕ ЦИКЛЫ C_i
И ТЕПЛОВЫЕ РЕЗЕРВУАРЫ R_1, \dots, R_n .



ИСХОДЯ ИЗ ПЕРВОГО НАЧАЛА
ТЕРМОДИНАМИКИ, МЫ ПОЛУЧИМ ЦИКЛ,
В КОТОРОМ ОТ РЕЗЕРВУАРА R ПРИНИМАЕТСЯ
ТЕПЛОТА Q' , И ПО ОТНОШЕНИЮ К ВНЕШНЕЙ
СРЕДЕ СОВЕРШАЕТСЯ СООТВЕТСТВУЮЩАЯ
РАБОТА...

ИМЕННО. ТЕПЕРЬ ПРЕДПОЛОЖИМ ОТДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ, В КАЖДОМ ИЗ КОТОРЫХ Q' БУДЕТ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ, ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ИЛИ РАВНЫМ НУЛЮ.

ПОЛОЖИ-
ТЕЛЬНОЕ

+

ОТРИЦА-
ТЕЛЬНОЕ

-

НОЛЬ

0

Q'

R

ОТДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ?

ИТАК, ЧТО БУДЕТ В СЛУЧАЕ, КОГДА $Q' > 0$?

ОБЩИЙ ЦИКЛ, ПРИНИМАЯ ОТ РЕЗЕРВУАРА R ПОЛОЖИТЕЛЬНУЮ ТЕПЛОТУ, ПОЛНОСТЬЮ ПРЕВРАЩАЕТ ЕЁ В РАБОТУ, СОВЕРШАЕМУЮ ПО ОТНОШЕНИЮ К ВНЕШНЕЙ СРЕДЕ.

100%

РАБОТА

Q' 100%

ТЕПЛОТА

R

ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ ЗНАЧЕНИИ

КСТАТИ, ТЫ ЕЩЁ ПОМНИШЬ ПОСТУЛАТ КЕЛЬВИНА?



КХМ... КАЖЕТСЯ, ДА... "НЕВОЗМОЖЕН ЦИКЛ, КОТОРЫЙ ПОЛНОСТЬЮ ПРЕВРАЩАЕТ ПОЛОЖИТЕЛЬНУЮ ТЕПЛОТУ, ПОЛУЧЕННУЮ ОТ ТЕПЛООВОГО РЕЗЕРВУАРА, В ПОЛОЖИТЕЛЬНУЮ РАБОТУ НАД ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ"...

ТОЧНО. ЭТОТ ЦИКЛ НЕ МОЖЕТ СУЩЕСТВОВАТЬ.

ИТАК, ПОЛУЧАЕТСЯ, ЧТО $Q' > 0$ НЕВОЗМОЖНО, ДА?

А ЕСЛИ $Q' < 0$, ТО...

...РАБОТА, СОВЕРШАЕМАЯ НАД ОБЩИМ ЦИКЛОМ ВНЕШНИМИ СИЛАМИ, ПОЛНОСТЬЮ ПРЕОБРАЗУЕТСЯ В ТЕПЛОТУ, ОДАВАЕМУЮ РЕЗЕРВУАРУ R ...

100%

РАБОТА

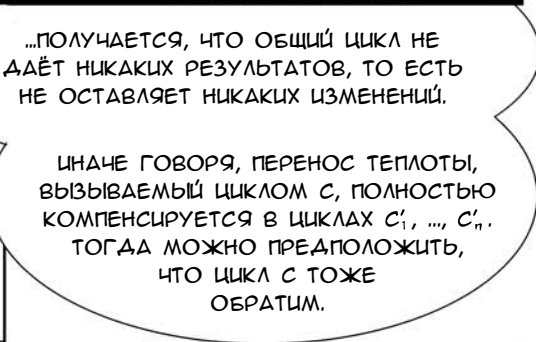
100%

ТЕПЛОТА

R

ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОМ ЗНАЧЕНИИ

ЕСЛИ ПРЕДСТАВИТЬ ПРОЦЕСС, ОБРАТНЫЙ ЭТОМУ...



ПОДВЕДЁМ ИТОГ.

НЕРАВЕНСТВО КЛАУЗИУСА (В ВИДЕ СУММЫ)

ОБОЗНАЧИВ ТЕПЛОТУ, ПОСТУПАЮЩУЮ В ЦИКЛ ОТ РЕЗЕРВУАРА ТЕМПЕРАТУРЫ T_i ,
КАК Q_i , ПОЛУЧИМ:

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} > 0 \text{ НЕВОЗМОЖНО}$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} < 0 \Leftrightarrow \text{ЦИКЛ НЕОБРАТИМ}$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} = 0 \Leftrightarrow \text{ЦИКЛ ОБРАТИМ}$$



НЕРАВЕНСТВО КЛАУЗИУСА (В ВИДЕ ИНТЕГРАЛА)

ОБОЗНАЧИВ НИЧТОЖНО МАЛОЕ КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛОТЫ, ПОСТУПАЮЩЕЕ В ЦИКЛ ОТ РЕЗЕРВУАРА ТЕМПЕРАТУРЫ T , КАК $d'Q$, ПОЛУЧИМ:

$$\oint \frac{d'Q}{T} > 0 \text{ НЕВОЗМОЖНО}$$

$$\oint \frac{d'Q}{T} < 0 \Leftrightarrow \text{ЦИКЛ НЕОБРАТИМ}$$

$$\oint \frac{d'Q}{T} = 0 \Leftrightarrow \text{ЦИКЛ ОБРАТИМ}$$



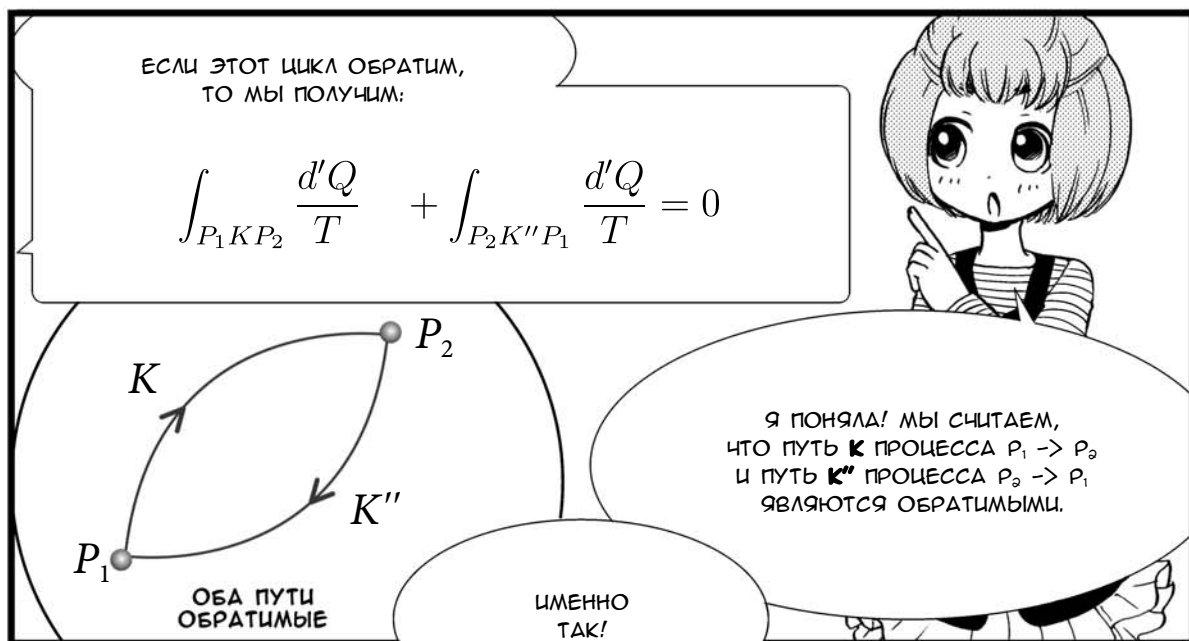
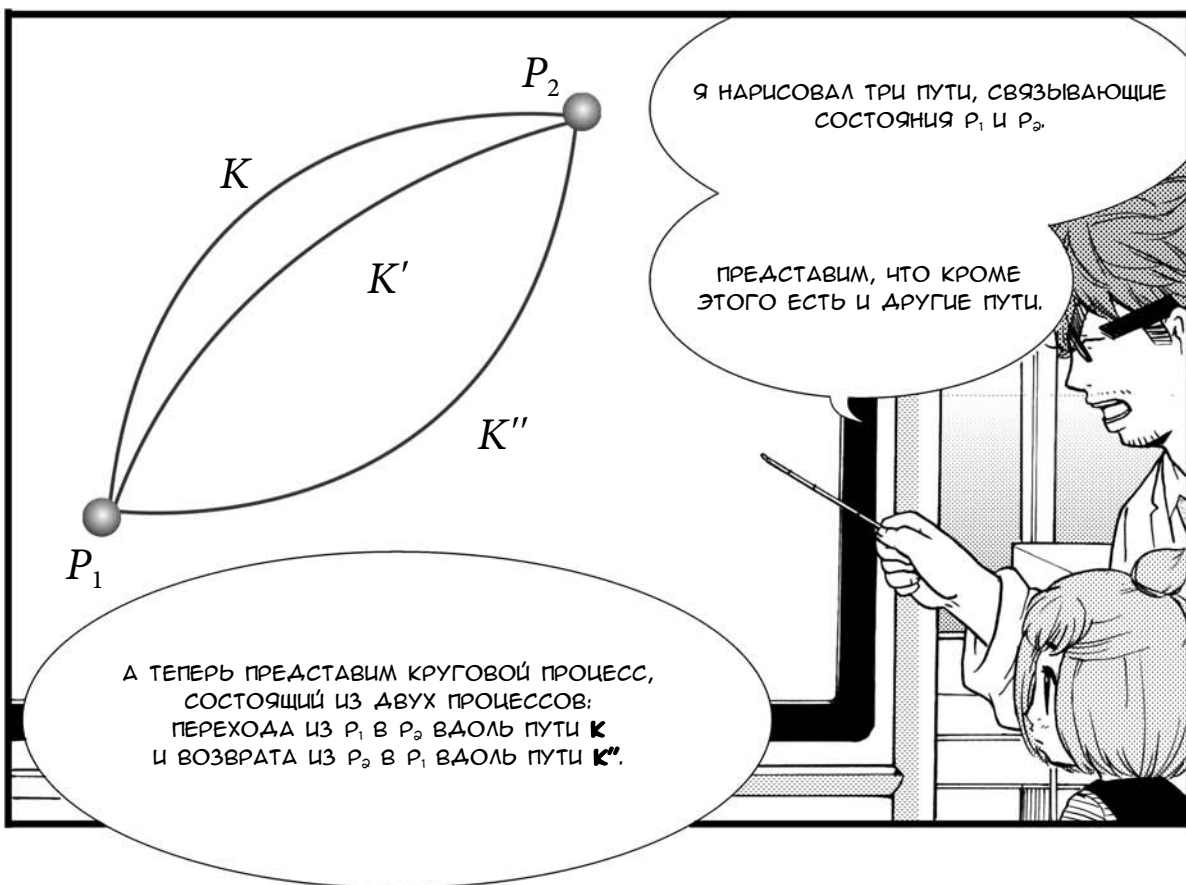


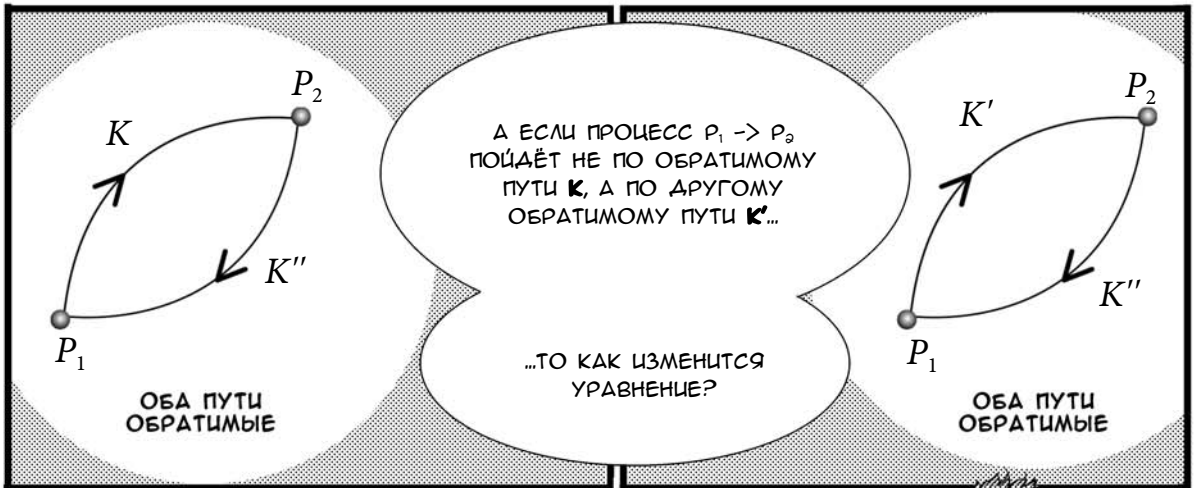
4.5. ЭНТРОПИЯ



КАК МЫ УЖЕ УВИДЕЛИ, НЕРАВЕНСТВО КЛАУЗИУСА В СЛУЧАЕ ОБРАТИМОГО ЦИКЛА ВЫГЛЯДИТ ТАК:

$$\oint \frac{d'Q}{T} = 0$$





ОТЛИЧАЕТСЯ ТОЛЬКО ОДИН ПУТЬ, ПОЭТОМУ БУДЕТ

$$\int_{P_1 K' P_2} \frac{d'Q}{T} + \int_{P_2 K'' P_1} \frac{d'Q}{T} = 0$$

В ЭТОМ СЛУЧАЕ ПОЛУЧИМ:

$$\int_{P_1 K P_2} \frac{d'Q}{T} = \int_{P_1 K' P_2} \frac{d'Q}{T}$$

ТОЛЬКО K СТАНЕТ K' !

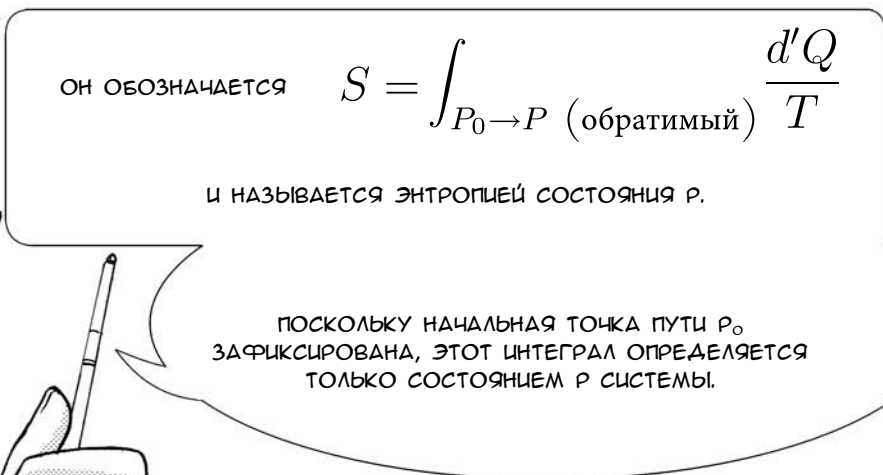
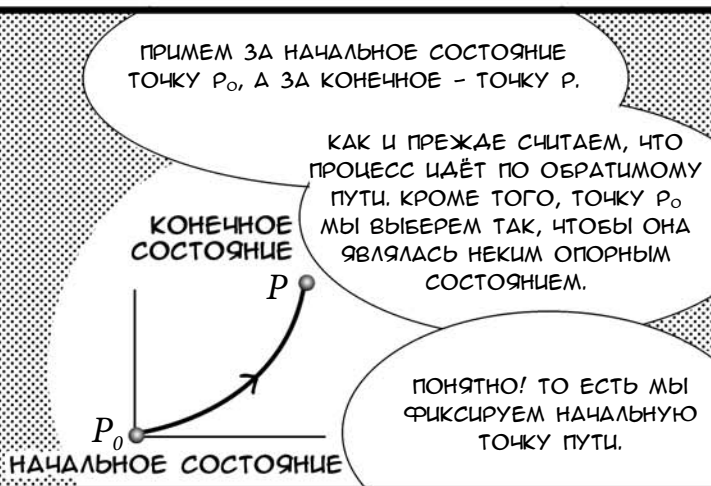


ТОЧНО.

И ЭТО ВЕРНО
ДЛЯ ЛЮБОГО ОБРАТИМОГО ПУТИ.
ИНАЧЕ ГОВОРЯ, ДЛЯ ЛЮБОГО
ОБРАТИМОГО ПУТИ ПРОЦЕССА $P_1 \rightarrow P_2$
ИНТЕГРАЛ БУДЕТ ОДИНАКОВЫМ.

ЭТО МОЖНО ЗАПИСАТЬ ТАК:

$$\int_{P_1 \rightarrow P_2 (\text{обратимый})} \frac{d'Q}{T}$$



ЗНАЧИТ, ЭНТРОПИЯ - ЭТО
ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ!

КАК И
ВНУТРЕННЯЯ
ЭНЕРГИЯ...

С ПОМОЩЬЮ ЭТОГО
ПОПРОБУЕМ ВЫЯСНИТЬ
ЭНТРОПИЮ КАЖДОГО
ИЗ СОСТОЯНИЙ P_1 И P_2 .

ПОСКОЛЬКУ МЕНЯЕТСЯ ТОЛЬКО
ЧАСТЬ P ,

$$S_1 = \int_{P_0 \rightarrow P_1} (\text{обратимый}) \frac{d'Q}{T}$$

$$S_2 = \int_{P_0 \rightarrow P_2} (\text{обратимый}) \frac{d'Q}{T}$$

ЗНАЧИТ, ИХ РАЗНОСТЬ

$$S_2 - S_1 = \int_{P_1 \rightarrow P_2} (\text{обратимый}) \frac{d'Q}{T}$$

МОЖНО ВЫРАЗИТЬ ВОТ ТАК!

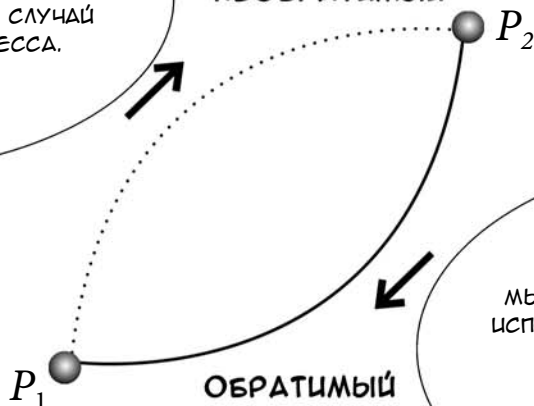
КРОМЕ ТОГО, В СЛУЧАЕ ЕСЛИ
 P_1 И P_2 ДОСТАТОЧНО БЛИЗКИ,
МОЖЕМ ЗАПИСАТЬ

$$dS = \left(\frac{d'Q}{T} \right) (\text{обратимый})$$

ПОЖАЛУЙ, ТЕПЕРЬ
С ОПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭНТРОПИИ
ВСЁ ПОНЯТНО.

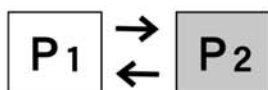
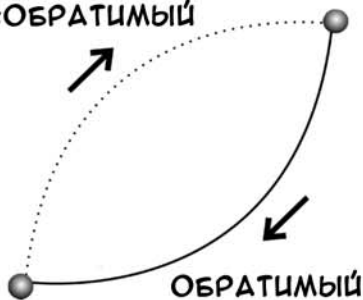
ДАЛЕЕ МЫ РАССМОТРИМ СЛУЧАЙ
НЕОБРАТИМОГО ПРОЦЕССА.

НЕОБРАТИМЫЙ



ЗДЕСЬ
МЫ ТАКИМ ЖЕ ОБРАЗОМ
ИСПОЛЬЗУЕМ НЕРАВЕНСТВО
КЛАУЗИУСА.

НЕОБРАТИМЫЙ



ПРЕДПОЛОЖИМ, ЧТО ПЕРЕХОД ИЗ СОСТОЯНИЯ P_1 В СОСТОЯНИЕ P_2 ПРОТЕКАЕТ НЕОБРАТИМО, А ВОЗВРАТ В ИСХОДНОЕ СОСТОЯНИЕ - ОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕСС.

ЕСЛИ РАССМАТРИВАТЬ ЭТИ ПРОЦЕССЫ КАК ЕДИНЫЙ ЦИКЛ, ТО ОН БУДЕТ НЕОБРАТИМЫМ, ТО ЕСТЬ:

$$\int_{P_1 \rightarrow P_2 (\text{необратимый})} \frac{d'Q}{T} + \int_{P_2 \rightarrow P_1 (\text{обратимый})} \frac{d'Q}{T} < 0$$

ВТОРОЕ СЛАГАЕМОЕ В ЛЕВОЙ ЧАСТИ НЕРАВЕНСТВА СООТВЕТСТВУЕТ ОБРАТИМОМУ ПРОЦЕССУ, ПОЭТОМУ ЕГО, КАК МЫ ТОЛЬКО ЧТО ВИДЕЛИ, МОЖНО ВЫРАЗИТЬ В ВИДЕ РАЗНОСТИ:

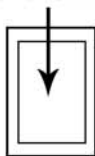
$$\int_{P_2 \rightarrow P_1 (\text{обратимый})} \frac{d'Q}{T} = S_1 - S_2$$

ТАКИМ ОБРАЗОМ, ДЛЯ ПЕРВОГО СЛАГАЕМОГО ВЫПОЛНЯЕТСЯ НЕРАВЕНСТВО:

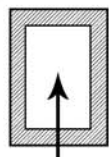
$$\int_{P_1 \rightarrow P_2 (\text{необратимый})} \frac{d'Q}{T} < S_2 - S_1$$

ТЕПЕРЬ
ПРЕДСТАВИМ, ЧТО
ПРИ НЕОБРАТИМОМ
ПРОЦЕССЕ СИСТЕМА
ИЗОЛИРОВАНА
ОТ ВНЕШНЕЙ
СРЕДЫ,

ИЗОЛИ-
РОВАННАЯ
СИСТЕМА



ИЛИ ЖЕ ЧТО ЭТОТ
НЕОБРАТИМЫЙ
ПРОЦЕСС ПРОИСХОДИТ
АДИАБАТИЧЕСКИ.



ТЕПЛОИЗОЛИР-
ОВАННАЯ СИСТЕМА

ВНЕШНЯЯ
СРЕДА

В ЭТОМ СЛУЧАЕ, ПОСКОЛЬКУ
ТЕПЛОВОГО ОБМЕНА
С ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ НЕ ПРОИСХОДИТ,
ПОЛУЧАЕМ $d'Q = 0$.

ЗАПИШЕМ
ЭТО ТАК:

$$\int_{P_1 \rightarrow P_2 (\text{необратимый})} \frac{d'Q}{T} = 0$$



ТОГДА, ЕСЛИ ПОДСТАВИТЬ ЭТО
В ПРЕДЫДУЩЕЕ НЕРАВЕНСТВО...

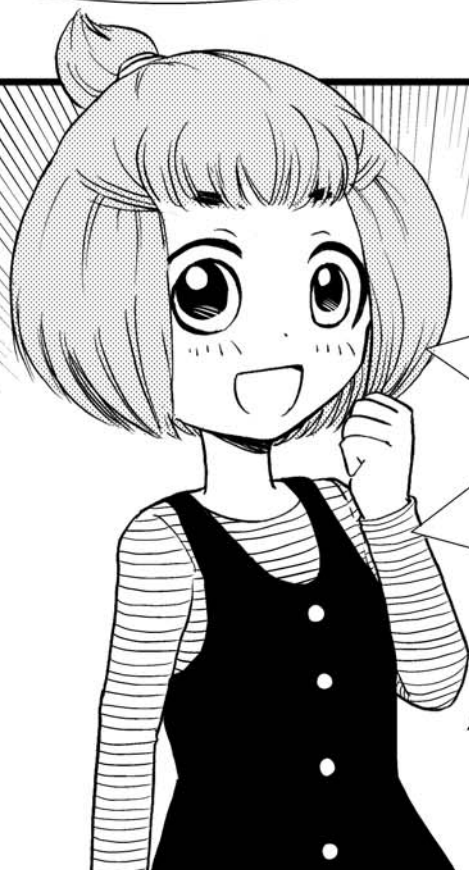


$$\int_{P_1 \rightarrow P_2 (\text{необратимый})} \frac{d'Q}{T} < S_2 - S_1$$

ПОНЯЛА!

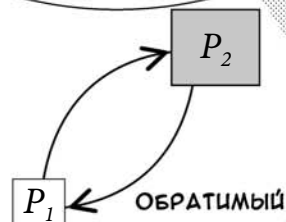
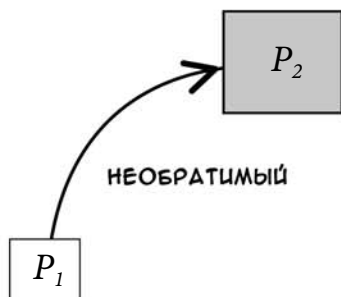
$$S_2 - S_1 > 0$$

ВОТ ЧТО ПОЛУЧИТСЯ!



ТОЧНО. ИНАЧЕ ГОВОРЯ, ЭНТРОПИЯ НЕОБРАТИМОГО ПРОЦЕССА, ПРОТЕКАЮЩЕГО В ИЗОЛИРОВАННОЙ ИЛИ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ, ВСЕГДА ВОЗРАСТАЕТ.

КСТАТИ, ЕСЛИ ПРОЦЕСС ПЕРЕХОДА ИЗ СОСТОЯНИЯ P_1 В СОСТОЯНИЕ P_2 ТОЖЕ ОБРАТИМЫЙ, ТО $S_2 - S_1 = 0$.



ПОАВЕДЁМ ИТОГИ...

В ИЗОЛИРОВАННОЙ ИЛИ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ ЭНТРОПИЯ НЕ УМЕНЬШАЕТСЯ. БОЛЕЕ ТОГО, ЕСЛИ ПРОЦЕСС В ИЗОЛИРОВАННОЙ ИЛИ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ ЯВЛЯЕТСЯ НЕОБРАТИМЫМ, ТО ЭНТРОПИЯ ВСЕГДА ВОЗРАСТАЕТ.

ЭТО НАЗЫВАЕТСЯ **ЗАКОНОМ ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ**. МЫ ПРИШЛИ К ТОМУ ЖЕ, О ЧЁМ ГОВОРИЛИ В САМОМ НАЧАЛЕ.

ЗАКОН ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ

В ИЗОЛИРОВАННОЙ ИЛИ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ ЭНТРОПИЯ НЕ УМЕНЬШАЕТСЯ. БОЛЕЕ ТОГО, ЭНТРОПИЯ НЕОБРАТИМОГО ПРОЦЕССА В ИЗОЛИРОВАННОЙ (ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ) СИСТЕМЕ ВСЕГДА ВОЗРАСТАЕТ.



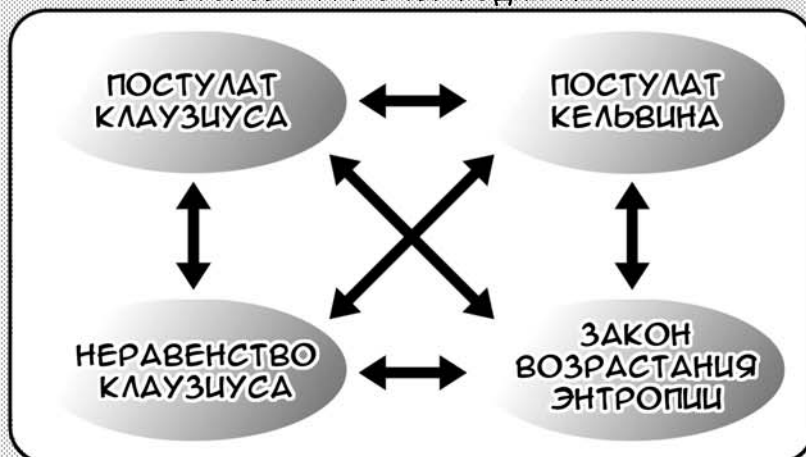
ОПЯТЬ ПОЯВИЛСЯ ЗАКОН
ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ...



ЭТО ОДНА
ИЗ ФОРМУЛИРОВОК ВТОРОГО
НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ.

ИНЫМИ СЛОВАМИ, ЭНТРОПИЯ – ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ,
ВЫРАЖАЮЩАЯ ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ.

ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ



4.6. ЭНТРОПИЯ И ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Мы только что дали определение энтропии, а теперь, используя его и применяя полный дифференциал, перепишем первое начало термодинамики.

Представим, что сейчас у нас есть два очень близких состояния 1 и 2. Положим, что внутренняя энергия, энтропия и объём первого состояния U, S, V , второго – $U + dU, S + dS, V + dV$. Если система перешла из состояния 1 в состояние 2, то по первому началу термодинамики для этого изменения выполняется

$$dU = d'Q + d'W.$$

Если рассматривать квазистатическое изменение от состояния 1 к состоянию 2, то $d'Q$ можно выразить как

$$d'Q = TdS.$$

С другой стороны, $d'W$ в случае гидростатического давления p можно выразить как $d'W = -pdV$.

Следовательно, выполняется

$$dU = TdS - pdV.$$

Поскольку уравнение содержит разности значений функций U, S, V для двух чрезвычайно близких состояний, оно будет выполняться вне зависимости от процесса. Это уравнение мы возьмём за основу, поэтому хорошенько запомните его.

Теперь продифференцируем это уравнение по S при постоянном V . Так как постоянство V означает, что $dV = 0$, мы получим выражение:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V.$$

Иначе говоря, температура – это отношение изменения внутренней энергии к изменению энтропии в изохорном процессе. С другой стороны, дифференцируя при постоянной S , получим

$$p = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S.$$

Поскольку ничтожно малое изменение при постоянной S – это квазистатический адиабатный процесс, можно сказать, что давление – это отношение изменения внутренней энергии к изменению объёма в квазистатическом адиабатном процессе, взятое с обратным знаком. В вышеприведённых рассуждениях мы полагали, что параметрами S и V можно свободно управлять, то есть они были независимыми параметрами.

С другой стороны, мы можем считать независимыми параметрами внутреннюю энергию U и объём V . В этом случае более понятной будет следующая запись:

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV.$$

Вычислив аналогичным образом частные производные от энтропии S , можно получить следующие соотношения:

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_V, \quad \frac{p}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_U.$$

4.7. ЭНТАЛЬПИЯ И СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ

Мы выяснили, что внутренняя энергия – удобная функция в том случае, когда независимыми параметрами выбраны энтропия и объём. Однако в некоторых случаях удобнее выбрать другие независимые параметры, например, давление и температуру. Для таких случаев вводятся различные функции.

Здесь мы введём понятие **энтальпии**. Слова энтальпия и энтропия очень похожи, однако необходимо помнить о том, что это совершенно различные понятия. Энтальпия H определяется следующим образом

$$H = U + pV.$$

Ничего сложного, верно? Продифференцировав это, получим

$$dH = dU + pdV + Vdp.$$

Первое начало термодинамики, записанное как

$$d'Q = dU + pdV,$$

с учётом этого можно переписать следующим образом:

$$d'Q = dH - Vdp.$$

Если считать независимыми параметрами температуру T и давление p , то можно записать:

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp.$$

Отсюда имеем:

$$d'Q = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - V \right] dp.$$

В изобарном процессе $dp = 0$, поэтому изобарная удельная теплоёмкость C_p равна

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p.$$

Иначе говоря, получаем, что изобарная теплоёмкость равна частной производной от энтальпии по температуре при постоянном давлении.

Чтобы немного прояснить физический смысл энтальпии, ещё раз запишем первое начало термодинамики.

$$d'Q = dU + pdV,$$

Если рассматривать это уравнение при постоянном объёме, то ясно, что увеличение внутренней энергии равно сообщённому количеству теплоты. Теперь рассмотрим случай постоянства давления. Из уравнения

$$d'Q = dH - Vdp$$

следует, что в этом случае увеличение энтальпии будет равно полученному количеству теплоты. Такой подход позволяет понять, что энтальпия при постоянном давлении играет роль, сходную с внутренней энергией при постоянном объёме. Поскольку в квазистатическом процессе $d'Q = TdS$, мы получим:

$$dH = TdS + Vdp.$$

Из этого уравнения, приняв энтропию и давление за независимые параметры, получим

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_S.$$

В случае, если в качестве независимых параметров выбраны температура и объём, удобно пользоваться **свободной энергией Гельмгольца**. Свободная энергия Гельмгольца F определяется как

$$F = U - TS.$$

Так как её дифференциал равен

$$dF = -SdT - pdV,$$

можно записать, что

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \quad p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T.$$

Свободную энергию Гельмгольца часто называют просто **свободной энергией**.

В случае, если за независимые параметры приняты температура и давление, удобно пользоваться **свободной энергией Гиббса**. Свободная энергия Гиббса G определяется как

$$G = U - TS + pV.$$

Дифференцируя, получим:

$$dG = -SdT + Vdp.$$

Отсюда следует, что

$$S = - \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T.$$

Различные термодинамические величины, которые мы рассматривали до сих пор, можно классифицировать на две группы. Дело в том, что систему, находящуюся в состоянии теплового равновесия, можно рассматривать как совокупность её отдельных частей.

- **Экстенсивная величина** – это величина, значение которой для системы в целом равно сумме значений для всех частей системы. Иными словами, рассматривая одну, две, три и т. д. одинаковых системы как единую систему, мы должны будем умножить величину на один, два, три и т. д. соответственно. В качестве примера приведём объём, внутреннюю энергию, энтропию, свободную энергию Гельмгольца, свободную энергию Гиббса.
- **Интенсивная величина** – это величина, значение которой для системы в целом равно значению для любой части этой системы. В этом случае, сколько бы одинаковых систем мы ни объединили в общую систему, значение величины не изменится. В качестве примера приведём температуру и давление.

Если одинаковых систем две, три и т. д., то мы должны умножить экстенсивные величины на два, три и т. д. соответственно, однако соотношение двух экстенсивных величин не изменится. Следовательно, величина, получившаяся при делении экстенсивной величины на экстенсивную величину, будет интенсивной. Также очевидно, что при делении экстенсивной величины на интенсивную величину получим экстенсивную величину. Это можно записать в виде следующих формул:

$$\frac{(\text{экстенсивная величина})}{(\text{экстенсивная величина})} = (\text{интенсивная величина}),$$

$$\frac{(\text{экстенсивная величина})}{(\text{интенсивная величина})} = (\text{экстенсивная величина})$$

Эти отношения справедливы и для производных. Экстенсивная величина, продифференцированная по экстенсивной величине, будет интенсивной; экстенсивная величина, продифференцированная по интенсивной, будет экстенсивной. Попробуйте сами убедиться, что это именно так.

4.8. СООТНОШЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

Мы уже отмечали, что температура при свободном расширении идеального газа не изменяется. А что будет происходить с реальным газом? Чтобы разобраться в этом, воспользуемся очень удобными соотношениями, которые носят название соотношений Максвелла. Сначала мы покажем их вывод, а затем с их помощью попробуем найти изменение температуры при свободном расширении реального газа.

Здесь мы воспользуемся равенством смешанных частных производных от функции двух переменных $f(x, y)$:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x},$$

то есть возможностью изменять порядок дифференцирования. Рассматривая $U = U(S, V)$, можно записать

$$\frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V} = \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial S},$$

из чего следует:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_V = - \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_S.$$

Аналогично для $H = H(S, p)$, $F = F(T, V)$, $G = G(T, p)$ можно вывести:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial S} \right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p.$$

Эти четыре соотношения и называются **соотношениями Максвелла**.

Используя соотношения Максвелла, можем прийти к некоторым другим полезным соотношениям. Для начала из уравнения

$$dU = TdS - pdV,$$

выразив отношение изменения внутренней энергии к изменению объёма при постоянной температуре, можно получить уравнение в частных производных:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T - p$$

Здесь, используя одно из соотношений Максвелла:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V,$$

получим

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p.$$

Это называется **уравнением энергии**. Его правую часть можно найти по известному уравнению состояния.

Если использовать уравнение энергии и уравнение состояния идеального газа

$$pV = R'T,$$

можно показать

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0.$$

Это означает, что внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры и не зависит от объёма.

Итак, что произойдёт в случае реального газа? Ещё раз рассмотрим уравнение Ван-дер-Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT.$$

Здесь a и b – положительные константы. Продифференцируем обе части этого уравнения по T при постоянном V . В таком случае можем записать

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{V - b}.$$

Подставив это выражение в правую часть уравнения энергии и снова используя уравнение Ван-дер-Ваальса, получим:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{a}{V^2}.$$

Следовательно, внутренняя энергия в случае реального газа зависит не только от температуры, но и от объёма. Поскольку правая часть уравнения положительна, очевидно, что при одинаковой температуре чем больше будет объём, тем больше станет внутренняя энергия.

Далее, используя соотношение частных производных

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_U \left(\frac{\partial T}{\partial U}\right)_V = -1,$$

а также

$$\left(\frac{\partial T}{\partial U}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V^{-1}, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_U = \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_U^{-1}, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_V,$$

можно вывести:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_U = -\frac{1}{C_V} \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T.$$

Поскольку левая часть – дифференциальный коэффициент зависимости температуры от объёма при постоянной внутренней энергии, это уравнение выражает изменение температуры при свободном расширении газа. В случае идеального газа мы получим

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_U = 0.$$

Следовательно, изменения температуры при свободном расширении не произойдёт. В случае же разреженного реального газа получим

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_U = -\frac{1}{C_V} \frac{a}{V^2},$$

и при свободном расширении температура понизится. То есть мы выяснили, что при свободном расширении идеального газа температура не изменится, однако при свободном расширении реального газа она понизится.

4.9. ОТ ТЕРМОДИНАМИКИ К СТАТИСТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ



АА, Я ЗНАЮ!
ПО ПРАВДЕ ГОВОРЯ,
Я ДУМАЛА, ЧТО
ВЫ УПОМЯНЕТЕ
ОБ ЭТОМ В КУРСЕ
ПО ТЕРМОДИНАМИКЕ.
НО ОШИБЕЛАСЬ...



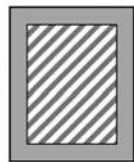
ЧТОБЫ ПОНЯТЬ СМЫСЛ ЭНТРОПИИ
КАК "МЕРЫ БЕСПОРЯДКА СИСТЕМЫ",
НЕОБХОДИМО РАССМАТРИВАТЬ
МАТЕРИЮ КАК МНОЖЕСТВО АТОМОВ
ИЛИ МОЛЕКУЛ, ИЗ КОТОРЫХ ОНА
СОСТОИТ.



СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА –
ЭТО НАУКА, КОТОРАЯ
УСТАНАВЛИВАЕТ СВОЙСТВА
МАТЕРИИ, РАССМАТРИВАЯ
ЕЁ НА УРОВНЕ АТОМОВ
ИЛИ МОЛЕКУЛ.

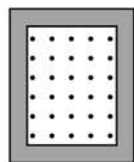
И ТЕРМОДИНАМИКА,
И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА
В ОСНОВНОМ РАССМАТРИВАЮТ ТЕПЛОВЫЕ
СВОЙСТВА БОЛЬШИХ, ВИДИМЫХ НЕООРУЖЁННЫМ
ГЛАЗОМ ОБЪЕКТОВ – МАКРОСКОПИЧЕСКИХ
СИСТЕМ (МАКРОСИСТЕМ). В ТЕРМОДИНАМИКЕ
ПОСТУПАЕТСЯ ВЕРНОСТЬ НЕСКОЛЬКИХ
ОСНОВНЫХ ЭМПИРИЧЕСКИХ
ЗАКОНОВ, КОТОРЫМ ДОЛЖНА
УДОВЛЕТВОРЯТЬ МАКРОСИСТЕМА, И НА ИХ
ОСНОВЕ ВЫВОДЯТСЯ СВОЙСТВА МАКРОСИСТЕМ.
В СТАТИСТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ СВОЙСТВА
МАКРОСИСТЕМ ВЫВОДЯТСЯ НА ОСНОВЕ
ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ
СИСТЕМ (МИКРОСИСТЕМ), ТАКИХ КАК
АТОМЫ ИЛИ МОЛЕКУЛЫ.

МАКРОСИСТЕМА



СВОЙСТВА
МАКРОСИСТЕМ
ВЫВОДЯТСЯ
ИЗ НЕСКОЛЬКИХ
ОСНОВНЫХ
ЭМПИРИЧЕСКИХ
ЗАКОНОВ.

МИКРОСИСТЕМЫ



СВОЙСТВА
МАКРОСИСТЕМ
ВЫВОДЯТСЯ
ИЗ ФИЗИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ
МИКРО-
СИСТЕМ.



ВОТ ОНО КАК! ЗНАЧИТ,
В СТАТИСТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ,
НАПРИМЕР КОГДА ИЗУЧАЕШЬ ГАЗ,
СПЕРВА НУЖНО УГЛУБИТЬСЯ
В ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ОЧЕНЬ БОЛЬШОГО ЧИСЛА
МОЛЕКУЛ, КОТОРЫЕ ЕГО
СОСТАВЛЯЮТ, ВЕРНО?

НО МОЖНО ЛИ ПОЛНОСТЬЮ
РАЗОБРАТЬСЯ В РАСПОЛОЖЕНИИ
И СКОРОСТИ ТАКОГО БОЛЬШОГО
КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ ИЛИ МОЛЕКУЛ?

КОНЕЧНО, ТОЧНО ЗНАТЬ
СОСТОЯНИЕ ВСЕХ ЧАСТИЦ
НЕВОЗМОЖНО. В ПОДОБНЫХ
СЛУЧАЯХ ЭФФЕКТИВЕН
МЕТОД **УВЕЛИЧЕНИЯ**
"ЗЕРНИСТОСТИ".



ЗЕРНИСТОСТИ?!



ВОТ ТЕБЕ ПРИМЕР. ПРЕДСТАВЬ,
ЧТО МЫ ХОТИМ УЗНАТЬ, ГДЕ
В ЯПОНИИ САМАЯ БОЛЬШАЯ
КОНЦЕНТРАЦИЯ НАСЕЛЕНИЯ.

ЕСЛИ МЫ СОБЕРЁМ ИНФОРМАЦИЮ
ОБ АДРЕСАХ ВСЕХ ЖИТЕЛЕЙ,
ТО ПОЛУЧИМ ОГРОМНЫЙ МАССИВ
ИНФОРМАЦИИ, КОТОРЫЙ, ОДНАКО,
НЕ ПОКАЖЕТ НАМ ОБЩУЮ
ТЕНДЕНЦИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ.

ВМЕСТО ЭТОГО ЛУЧШЕ РАЗБИТЬ
КАРТУ СТРАНЫ, НАПРИМЕР, НА
КВАДРАТЫ СО СТОРОНОЙ 10 КМ
И ВЫЯСНИТЬ, СКОЛЬКО ЛЮДЕЙ
ПРОЖИВАЕТ В КАЖДОМ ИЗ ЭТИХ
КВАДРАТОВ.

ЭТО ПОМОЖЕТ НАМ
ПОНЯТЬ, В КАКИХ РАЙОНАХ
КОНЦЕНТРИРУЕТСЯ
НАСЕЛЕНИЕ,
НЕ ТАК ЛИ?

КОНЕЧНО, ТАК И ЕСТЬ!
ЧТОБЫ СТАЛО ПРОЩЕ,
НУЖНО ОТБРОСИТЬ
НЕСУЩЕСТВЕННУЮ
ИНФОРМАЦИЮ.

ЭТО И ЕСТЬ
УВЕЛИЧЕНИЕ
"ЗЕРНИСТОСТИ",
ИСПОЛЬЗУЕМОЕ
В СТАТИСТИЧЕСКОЙ
МЕХАНИКЕ!

АА? ВОТ ОНО ЧТО...
СТАТИСТИЧЕСКАЯ
МЕХАНИКА - ЭТО ОТДЕЛЬНАЯ
ОТ ТЕРМОДИНАМИКИ
ОБЛАСТЬ НАУКИ.
ОНА, НАВЕРНОЕ,
ОЧЕНЬ СЛОЖНАЯ...

УВЕЛИЧЕНИЕ
"ЗЕРНИ-
СТОСТИ"

Эй!
В ЧЁМ ПРОБЛЕМА?
ТЫ ВЕДЬ УЖЕ ВПОЛНЕ
ПОДГОТОВИЛАСЬ К ИЗУЧЕНИЮ
СТАТИСТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ!

Э-Э... Я?!

ДО СИХ ПОР ТЫ УЧИЛА
ТЕРМОДИНАМИКУ. ТАК?



МЕТОД УВЕЛИЧЕНИЯ "ЗЕРНИСТОСТИ",
ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ
МЕХАНИКЕ, ПОЗВОЛЯЕТ РАССУЖДАТЬ
О ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ
МАКРОСИСТЕМ.

РАЗВЕ ТАКОЕ
ВОЗМОЖНО?!

ЭНТРОПИЯ
КАК МЕРА БЕСПОРЯДКА
МАКРОСИСТЕМ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ
МЕХАНИКА

ЭНТРОПИЯ КАК ФУНКЦИЯ
СОСТОЯНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЕМАЯ
НА ОСНОВЕ ТЕПЛООБМЕНА
В ОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССАХ

ТЕРМОДИНАМИКА

ЛУЧШИЙ СПОСОБ ПОНЯТЬ ЭТО -
ИЗУЧИТЬ СТАТИСТИЧЕСКУЮ
МЕХАНИКУ!

ТЫ ПОНЯЛА, ЧТО ТЕРМОДИНАМИКА
И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА НЕ ТАК УЖ
ДАЛЕКИ ДРУГ ОТ ДРУГА?

ЗАКОНЫ, КОТОРЫЕ ИЗУЧАЛИСЬ
В ТЕРМОДИНАМИКЕ,
ВПОЛНЕ ПРИМЕНИМЫ
И К СТАТИСТИЧЕСКОЙ
МЕХАНИКЕ, ТАК?

СДЕЛАЕМ-КА ЗАВАРНЫЕ ПИРОЖНЫЕ

КУХНЯ

хлоп

МУРАЯМА, ТЫ
В ПОРЯДКЕ?!

АЙ! БОЛЬНО...

ОДНАКО...
НУ И ПРИДУМАЕШЬ ТЫ
ИНОГДА.

ШЛК

ШЛК

ВОСПРОИЗВЕСТИ ЗОЛОТОЕ
ЗАВАРНОЕ ПИРОЖНОЕ
С ПОМОЩЬЮ
ТЕРМОДИНАМИКИ!

ХЦ-ХЦ!

ПРОСТО ВКУС ТОГО
ПИРОЖНОГО ИЗВЕСТЕН
ТОЛЬКО МНЕ...

И Я ПОДУМАЛА:
А ЧТО ЕСЛИ
ВОСПОЛЬЗОВАТЬСЯ
СВОИМИ ЗНАНИЯМИ
ИЗ КУРСА
ТЕРМОДИНАМИКИ...



ГОТОВИМ КРЕМ



ПРИГОТОВЛЕНИЕ ТЕСТА И ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

ТЕПЕРЬ ПРИГОТОВИМ ТЕСТО.

СМЕШИВАЕМ
ИНГРЕДИЕНТЫ
В КАСТРЮЛЕ И СТАВИМ
НА ОГОНЬ.

ИНГРЕДИЕНТЫ

- | | |
|-------------------|---------|
| ■ МОЛОКО | ■ СОЛЬ |
| ■ ВОДА | ■ САХАР |
| ■ ЯЙЦА | ■ МУКА |
| ■ СЛИВОЧНОЕ МАСЛО | |

КАК ТОЛЬКО МАСЛО
РАСТАЕТ, ВЫКЛЮЧАЕМ
КОНФОРКУ.

ШЁЛК

НУ НАДО ЖЕ!
КАК ПРИ
ПРИГОТОВЛЕНИИ
КРЕМА...

ЗАТЕМ РАЗОМ
ВСЫПАЕМ МУКУ.

ВУХ!

ЕСТЬ!
БЫСТРЕНЬКО
РАЗМЕШИВАЕМ!

ШУР-ШУР-ШУР

А? АА!..

ЕСЛИ ДОПУСТИТЬ ОШИБКУ
НА ЭТОМ ЭТАПЕ, ТЫ УЖЕ
НИЧЕГО НЕ ИСПРАВИШЬ!
ТАК ЧТО СМЕШИВАЙ
КАК СЛЕДУЕТ!

НУ ДА, ВТОРОЕ НАЧАЛО
ТЕРМОДИНАМИКИ...

ТО, ЧТО БЫЛО
СМЕШАНО,
К ИСХОДНОМУ
СОСТОЯНИЮ
НЕ ВЕРНУТЬ.

РАЗ!

ПОЧЕМУ РАЗДУВАЕТСЯ ТЕСТО?

ПОДНИМУТСЯ ЭТИ ЗАГОТОВКИ
ИЛИ НЕТ?...

ВСЁ БУДЕТ НОРМАЛЬНО!
ВЕДЬ ТЕСТО ТЫ
ХОРОШО ЗАМЕСИЛА...



КСТАТИ,
А ПОЧЕМУ ОНИ
РАЗДУВАЮТСЯ
ПРИ ПОДОГРЕВЕ?

ВЛАГА,
КОТОРАЯ
СОДЕРЖИТСЯ
ВНУТРИ,
ПРЕВРАЩАЕТСЯ
В ПАР.
ОН-ТО ИХ
И РАЗДУВАЕТ.

ГЛЮТЕН, СОДЕРЖАЩИЙСЯ
В МУКЕ, И ЖИРЫ
СЛИВОЧНОГО МАСЛА
ОСТАНАВЛИВАЮТ ПРОЦЕСС
РАЗДУВАНИЯ.

А ЕЩЁ, КАК Я ПОНИМАЮ,
ЯЙЦА В СОСТАВЕ ТЕСТА
ЗАТВЕРДЕВАЮТ И НЕ ДАЮТ
РАЗДУВШЕМУСЯ ТЕСТУ СНОВА
ОПАСТЬ.

ЖИРЫ
ОСТАНАВЛИ-
ВАЮТ
РАЗБУХАНИЕ



ЯЙЦА
ЗАТВЕРДЕВАЮТ,
ПОЭТОМУ ТЕСТО
НЕ ТЕРЯЕТ ФОРМУ

ПОНЯТНО!



ПОЛУЧИЛОСЬ!



МОЛОДЕЦ, МУРАЯМА!
У ТЕБЯ ЗАДОРОВО
ПОЛУЧИЛОСЬ!

КАТО-КУН!

ТЕПЕРЬ ОСТАЛОСЬ
ТОЛЬКО ПРОВЕРИТЬ,
КАКОВЫ ОНИ НА ВКУС!

АГА!

СПЕЦКУРС КАТО-КУНА. ЛЕКЦИЯ 5



ПРОФИТРОЛИ
И ТЕРМОДИНАМИКА



Ну-с! Итак, поскольку это важно, я задам тебе несколько задачек на заварные пирожные, хорошо?



Что-о-о?! Они хотя бы не сложные?..



Да не волнуйся! Считай, что это проверка усвоения всего ранее пройденного! Как помнишь, готовя заварные пирожные, мы сначала смешали воду, молоко, сливочное масло, соль, сахар, затем нагревали смесь и выключили плиту перед самым вскипанием. На самом деле с этим связана одна известная задача...

ЗАДАЧА № 1

50 г льда температуры 0° и при давлении 1 атм. путём нагревания превратили в пар с температурой 100° и давлением 1 атм. Определите потребовавшееся количество теплоты и приращение энтропии в этом процессе. Примем, что удельная теплота плавления льда – 80 кал/г, удельная теплота испарения воды при 100° – 540 кал/г, удельная теплоёмкость воды – 1 кал / (г \times К), 1 кал = 4,19 Дж.



Ого!..



Всё нормально?! Ты обязательно решишь, если разберёшься постепенно! 1 атм – это давление в одну атмосферу. Сперва попробуем вычислить количество теплоты:

$$50 \times 80 \times 4,19 + 50 \times 1 \times 4,19 \times 100 + 50 \times 540 \times 4,19 \approx 1,51 \times 10^5$$

Соответственно, ответ $1,51 \times 10^5$ Дж.

Что касается энтропии, то необходимо сложить приращения энтропии для каждого из трёх указанных процессов: плавления льда, нагревания воды,

испарения воды. Приращение энтропии в процессе нагревания воды, если считать теплоёмкость постоянной, составит:

$$\Delta S = \int_{T_i}^{T_f} \frac{cm dT}{T} = cm \ln \frac{T_f}{T_i},$$

где m – масса воды, c – удельная теплоёмкость воды, T_i и T_f – абсолютная температура воды до и после нагревания соответственно. С другой стороны, так как в процессах таяния льда, испарения воды температура является постоянной, для этих процессов можно записать:

$$\Delta S = \frac{Q}{T}.$$

Следовательно, полное приращение энтропии рассчитывается так:

$$\frac{50 \times 80 \times 4,19}{273,15} + 50 \times 1 \times 4,19 \times \ln \frac{273,15 + 100}{273,15} + \frac{50 \times 540 \times 4,19}{273,15 + 100} = 430.$$

Ответ будет 430 Дж/К. В этой задаче важно внимательно отнестись к единицам измерения. Кроме того, обычный калькулятор для вышеприведённых расчётов не подойдёт – нужен инженерный. (Но так умеет считать и калькулятор Google.)

Ну как, поняла?..



Гм... да, в общем и целом...



«В общем и целом»? Ну ладно, следующее задание будет почти практическим. Вопрос о молоке, которое нужно при приготовлении заварных пирожных. Но рассуждать о замерзающем или закипающем молоке слишком сложно, поэтому представим, что оно просто подогревается.

ЗАДАЧА № 2

50 г молока нагревали от температуры 5°C до температуры его закипания. Какое количество теплоты сообщили молоку? Насколько возросла его энтропия? Положим, что точка кипения молока – около $100,55^\circ$; для простоты примем его удельную теплоёмкость постоянной и равной около $0,93 \text{ кал} / (\text{г} \times \text{K})$.



Э-э... Эм. В основном можно же опираться на предыдущее решение, да? Сперва количество теплоты... Кажется, должно быть вот так:

$$50 \times 0,93 \times (100,55 - 5) \times 4,19 = 1,86 \times 10^4,$$

поэтому количество теплоты, полученное молоком, будет $1,86 \times 10^4$ Дж. Затем, если считать удельную теплоёмкость молока постоянной, то приращение энтропии можно вычислить по той же формуле, которую мы использовали для случая нагревания воды:

$$\Delta S = 4,19 \times 0,93 \times 50 \times \ln \frac{273,15 + 100,55}{273,15 + 5} = 57,5.$$

Значит, ответ 57,5 Дж/К!



Точно! Совершенно верно!

Итак, ещё одна задача. Подумаем о реальном способе приготовления. Мы должны смешать молоко, сливочное масло, соль, сахар, однако такая смесь будет обладать достаточно сложными тепловыми свойствами. Её удельная теплоёмкость, несомненно, будет заметно зависеть от температуры, поэтому использованная выше простая формула здесь не подойдёт. Пусть это будет задача на вывод абстрактной формулы... Как ты на это смотришь?

ЗАДАЧА № 3

Для приготовления профитролей нужно, смешав 50 г молока, 50 г воды, 50 г несолёного сливочного масла и 1 г поваренной соли, нагреть полученную смесь до определённой температуры. Пусть масса смеси равна m , а зависимость теплоёмкости смеси от температуры выражается функцией $c(T)$. Вычислить количество теплоты, необходимое для нагревания от температуры T_i до температуры T_f , а также приращение энтропии смеси в этом случае.



Ладно, если рассуждать абстрактно...

Количество теплоты Q равно

$$Q = \int_{T_i}^{T_f} c(T) m dT,$$

приращение энтропии, пожалуй, будет таким?

$$\Delta S = \int_{T_i}^{T_f} \frac{c(T) m}{T} dT$$



Точно! Идеально!



Фу-ух! Ну, теперь я спокойна – и с пирожными смогла справиться, и задачи решила...



Хорошо поработала! Ну, тогда нас ждут заварные пирожные с чаем!

ИТОГИ ГЛАВЫ 4

- **Термодинамическая температура:** температура, определяемая через отношение количеств теплоты, которые цикл Карно получает от нагревателя и отдаёт холодильнику. Совпадает с абсолютной температурой, которую показывает идеальный газовый термометр.

- **КПД цикла:** если цикл принимает от нагревателя теплоту Q_2 , совершает над внешней средой работу W и отдаёт холодильнику теплоту Q_1 , то КПД этого цикла равен

$$\eta = \frac{W}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2}.$$

- **КПД цикла Карно:** обозначив температуру нагревателя как T_2 , а температуру холодильника как T_1 , получим максимально возможный КПД цикла:

$$1 - \frac{T_1}{T_2}.$$

КПД любого необратимого цикла меньше, чем этот.

- **Неравенство Клаузиуса:** для любого цикла выполняется

$$\sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{T_i} \leq 0 \text{ или же } \oint \frac{d'Q}{T} \leq 0.$$

Для обратимых циклов справедливо равенство.

- **Энтропия:** энтропия состояния P при условии, что P_0 принято за опорное состояние, равна

$$S = \int_{P_0 \rightarrow P (\text{обратимый})} \frac{d'Q}{T}$$

Здесь интеграл от P_0 до P берётся вдоль пути обратимого процесса.

- **Закон возрастания энтропии:** в изолированной или теплоизолированной системе энтропия не может уменьшаться. В необратимом процессе энтропия всегда возрастает.

- **Энтропия и первое начало термодинамики:** для двух бесконечно близких состояний теплового равновесия справедливо

$$dU = TdS - pdV.$$

- **Экстенсивные и интенсивные величины:** экстенсивные величины – те, которые при рассмотрении одной системы, состоящей из одной, двух, трёх и т. д. совершенно одинаковых систем, умножаются на один, два, три и т. д. соответственно. Интенсивные величины – те, которые в подобном случае не изменяются.

- **Статистическая механика:** наука, изучающая поведение макросистем, отталкиваясь от статистического характера микросистем.

ПРИЛОЖЕНИЕ





С ЧЕГО ВАРУГ ТАКИЕ
НАСТРОЕНИЯ?



ТЫ ЖЕ СДЕЛАЛА
ЗАВАРНЫЕ ПИРОЖНЫЕ!



КАТО-КУН, ПРОШУ ТЕБЯ, НИКОМУ
НЕ ГОВОРИ, ЧТО ЭТО СДЕЛАЛА
Я. ПРОСТО ПЕРЕДАЙ ПИРОЖНЫЕ
РЕБЯТАМ.

КАК ЖЕ ТАК,
МУРАЯМА?



Я ДОСТАВИЛА ВСЕМ
СТОЛЬКО НЕУДОБСТВ
И ХОЧУ ПОНЕСТИ ЗА ЭТО
ОТВЕТСТВЕННОСТЬ.

ПРИГОТОВИВ ПИРОЖНЫЕ,
Я СОБИРАЛАСЬ
ЗАГЛАДИТЬ СВОЮ ВИНУ
ПЕРЕД КЛУБОМ.

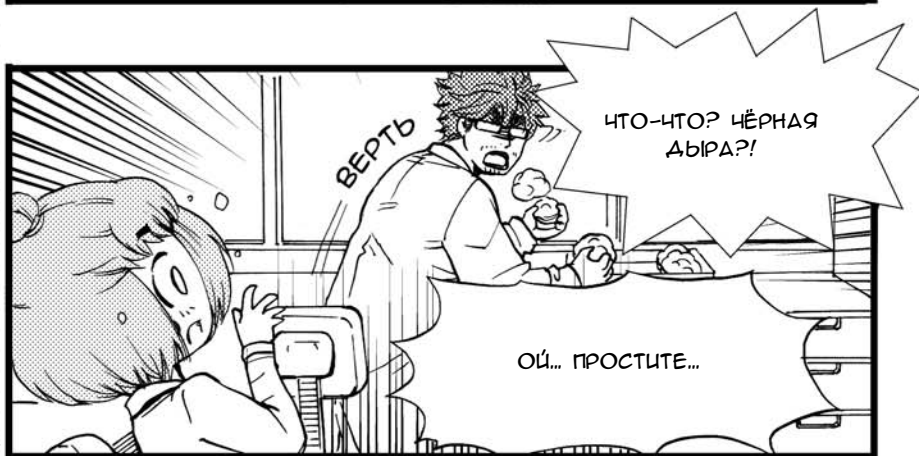


АМ-АМ-АМ
ХРУМ-ХРУМ



НУ И НУ... У МАСУНАГИ-
СЭНСЭЯ НЕ ЖЕЛУДОК,
А ПРЯМО ЧЁРНАЯ ДЫРА
КАКАЯ-ТО!

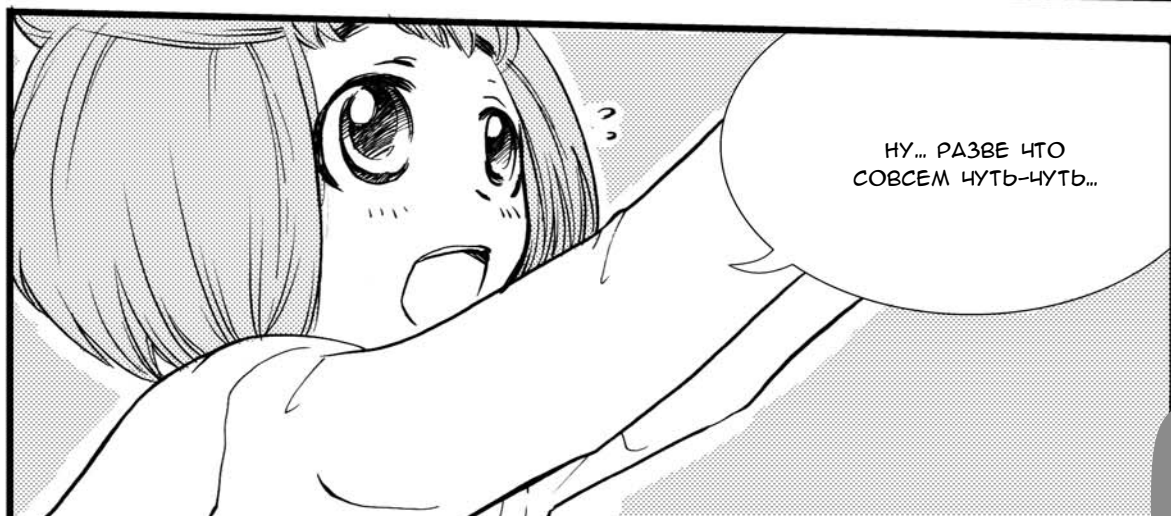
ХИ-ХИ!



ВЕРТЬ

ЧТО-ЧТО? ЧЁРНАЯ
ДЫРА?!

ОУ... ПРОСТИТЕ...



ЧЁРНЫЕ ДЫРЫ И ТЕРМОДИНАМИКА



ДЛЯ НАЧАЛА ВЫЯСНИМ, ЗНАЕШЬ ЛИ ТЫ,
ЧТО ТАКОЕ ЧЁРНАЯ ДЫРА?

М-М... КАЖЕТСЯ, ЭТО ТАКОЕ ЯВЛЕНИЕ
В КОСМОСЕ, КОТОРОЕ ВСЁ ПОГЛОЩАЕТ...

ЕСЛИ Я НЕ ОШИБАЮСЬ,
ГРАНИЦЫ ЭТОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НАЗЫВАЮТСЯ
ГОРИЗОНТОМ СОБЫТИЙ...

М-ДА... ОБЫЧНО ТАК
ВСЕ И ОТВЕЧАЮТ.

Я ПРОСТО ОЧЕНЬ МАЛО ЗНАЮ
О ЧЁРНЫХ ДЫРАХ.

ЧЁРНЫЕ ДЫРЫ ТОЖЕ
ПОДРАЗДЕЛЯЮТСЯ НА
ТИПЫ. СУЩЕСТВУЮЩАЯ
В ВАКУУМЕ ЧЁРНАЯ ДЫРА,
КОТОРАЯ НЕ ИЗМЕНЯЕТСЯ
ВО ВРЕМЕНИ, НАЗЫВАЕТСЯ
ЧЁРНОЙ ДЫРОЙ КЕРРА.
ВООБЩЕ ЖЕ НЕИЗМЕНЯЕМОСТЬ
ВО ВРЕМЕНИ НАЗЫВАЕТСЯ
СТАЦИОНАРНОСТЬЮ.

КРОМЕ ТОГО, ЭТА ЧЁРНАЯ
ДЫРА ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ
ТОЛЬКО МАССОЙ M И
МОМЕНТОМ ИМПУЛЬСА J .

М-М... ЭТО...

ДА. ЭТО ПОХОЖЕ НА ТО,
О ЧЁМ МЫ ГОВОРИЛИ РАНЬШЕ:
СОСТОЯНИЕ ТЕПЛОВОГО
РАВНОВЕСИЯ В СЛУЧАЕ
ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ
ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ВНУТРЕННЕЙ
ЭНЕРГИЕЙ И
И ОБЪЕМОМ V .

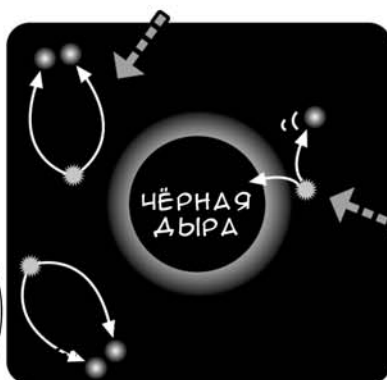
БОЛЬШЕ ТОГО, ЧЁРНАЯ
ДЫРА НЕ ТОЛЬКО
ПОГЛОЩАЕТ, НО ЕЩЁ
И ИЗЛУЧАЕТ СВЕТ
И ЧАСТИЦЫ.

О!
ЭТО ПРАВДА?

ЭТО БЫЛО
УСТАНОВЛЕНО ПО КВАНТОВЫМ
СВОЙСТВАМ И НАЗЫВАЕТСЯ
**ИЗЛУЧЕНИЕМ
ХОКИНГА.**

СВЕРХ ТОГО, ЧАСТИЦЫ,
ИЗЛУЧАЕМЫЕ ИЗ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ,
ИМЕЮТ ТЕПЛОВОЙ СПЕКТР.
СООТВЕТСТВУЮЩАЯ ТЕМПЕРАТУРА
НАЗЫВАЕТСЯ
ТЕМПЕРАТУРОЙ ХОКИНГА
(T_H).

① БЛИЗКО К ГОРИЗОНТУ СОБЫТИЙ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ СУЩЕСТВУЮТ
МНОГОЧИСЛЕННЫЕ ПАРЫ ВИРТУАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ.



② ОБЫЧНО
ВИРТУАЛЬНЫЕ
ПАРЫ СРАЗУ ЖЕ
АННИГИЛИРУЮТСЯ.

③ ОДНАКО
В ОКРЕСТНОСТЯХ
ЧЁРНОЙ ДЫРЫ ИНОГДА
ПРОИСХОДИТ ТАК, ЧТО
ОДНА ИЗ ЧАСТИЦ ПАРЫ
ЗАТЯГИВАЕТСЯ ЧЁРНОЙ
ДЫРОЙ, А ДРУГАЯ ВЫЛЕТАЕТ НАРУЖУ.

ИТАК, ЕСЛИ ПРЕДСТАВИТЬ, ЧТО ИЗМЕНЕНИЕ
МАССЫ И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ПРОИСХОДИТ
ОЧЕНЬ МЕДЛЕННО, ТО МОЖНО ГОВОРИТЬ О ТОМ,
ЧТО В КАЖДЫЙ МОМЕНТ ЭТОГО ИЗМЕНЕНИЯ
ЧЁРНАЯ ДЫРА ПРАКТИЧЕСКИ СТАЦИОНАРНА.

КАЖЕТСЯ, ЭТО ПОХОЖЕ
НА КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ
ПРОЦЕСС?

МОЖНО И ТАК
СКАЗАТЬ.

В СЛУЧАЕ ТАКИХ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ
ЭНЕРГИЯ, ПЛОЩАДЬ ПОВЕРХНОСТИ
И МОМЕНТ ИМПУЛЬСА ЧЁРНОЙ ДЫРЫ
СВЯЗАНЫ ДРУГ С ДРУГОМ
СЛЕДУЮЩИМ УРАВНЕНИЕМ:

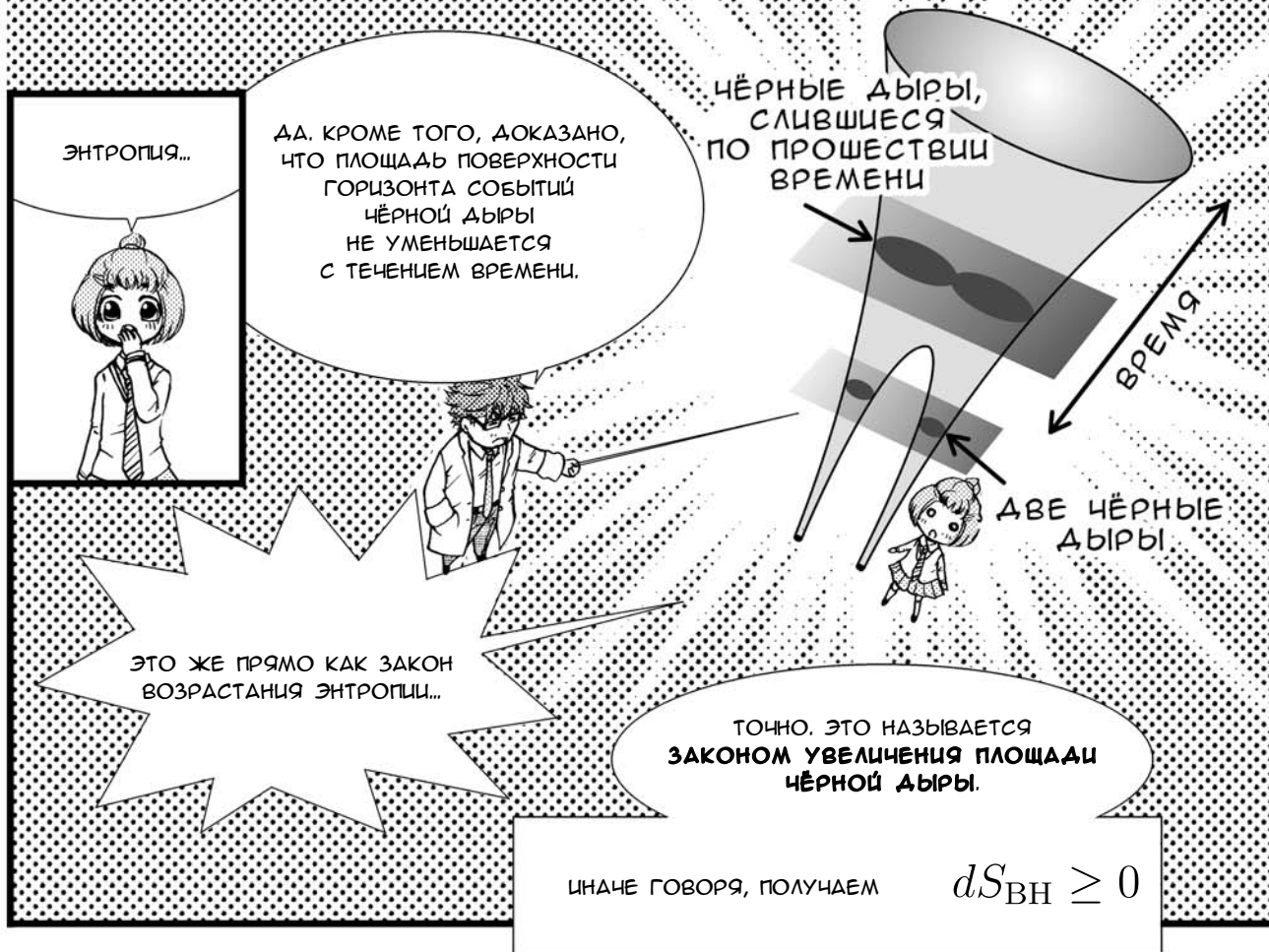
$$dE = T_H dS_{BH} + \Omega dJ$$

$E = Mc^2$ (ЭНЕРГИЯ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ)

$d'W = \Omega dJ$ (РАБОТА ВНЕШНИХ СИЛ)

Ω - УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ ВРАЩЕНИЯ
ЧЁРНОЙ ДЫРЫ


S_{BH} - ЭНТРОПИЯ БЕКЕНШТЕЙНА - ХОКИНГА
(ПРОПОРЦИОНАЛЬНА ПЛОЩАДИ
ПОВЕРХНОСТИ ГОРИЗОНТА СОБЫТИЙ)



- СТАЦИОНАРНОСТЬ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ = СОСТОЯНИЕ ТЕПЛОВОГО РАВНОВЕСИЯ
- ЭНЕРГИЯ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ = ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ
- ТЕМПЕРАТУРА ХОКИНГА = ТЕМПЕРАТУРА
- КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ = КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ
- ЭНТРОПИЯ БЕКЕНШТЕЙНА - ХОКИНГА = ЭНТРОПИЯ

ЕСЛИ СЛЕДОВАТЬ ЭТИМ СООТВЕТСТВИЯМ С ПОНЯТИЯМИ ТЕРМОДИНАМИКИ,

ТО ДЛЯ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ ДОЛЖНЫ ВЫПОЛНЯТЬСЯ ЗАКОНЫ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ПЕРВОМУ, ВТОРОМУ И ТРЕТЬЕМУ НАЧАЛАМ ТЕРМОДИНАМИКИ. ЭТО НАЗЫВАЕТСЯ **ТЕРМОДИНАМИКОЙ ЧЁРНОЙ ДЫРЫ.**



Я-ТО ДУМАЛА, ЧТО
УСТРОЙСТВО ЧЁРНОЙ ДЫРЫ
ГОРАЗДО БОЛЕЕ ЗАГАДОЧНО.
НО ОКАЗЫВАЕТСЯ, ЧТО ЕГО
ТОЖЕ МОЖНО
РАССМАТРИВАТЬ
С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ
ТЕРМОДИНАМИКИ!




ВОТ ИМЕННО!




ХЛОП!

ОДНАКО ТЫ,
НАВЕРНОЕ, ДУМАЕШЬ,
ЧТО ТЕРМОДИНАМИКА
НУЖНА ТЕБЕ
ТОЛЬКО ДЛЯ СААЧИ
ЗАЧЁТА...

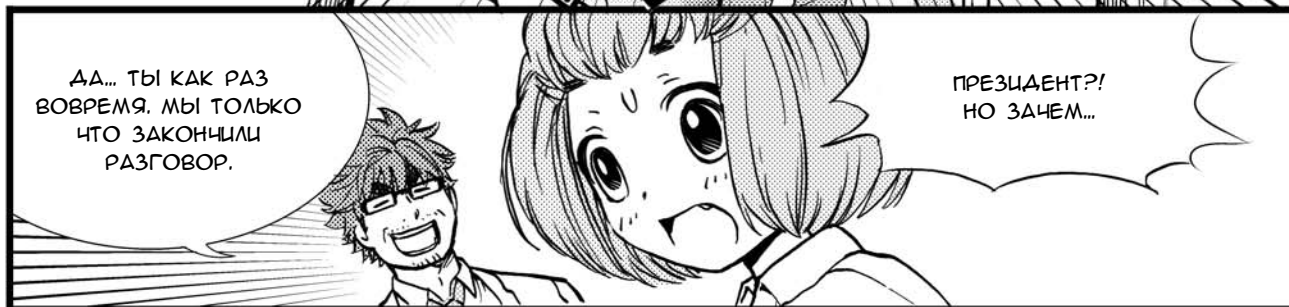
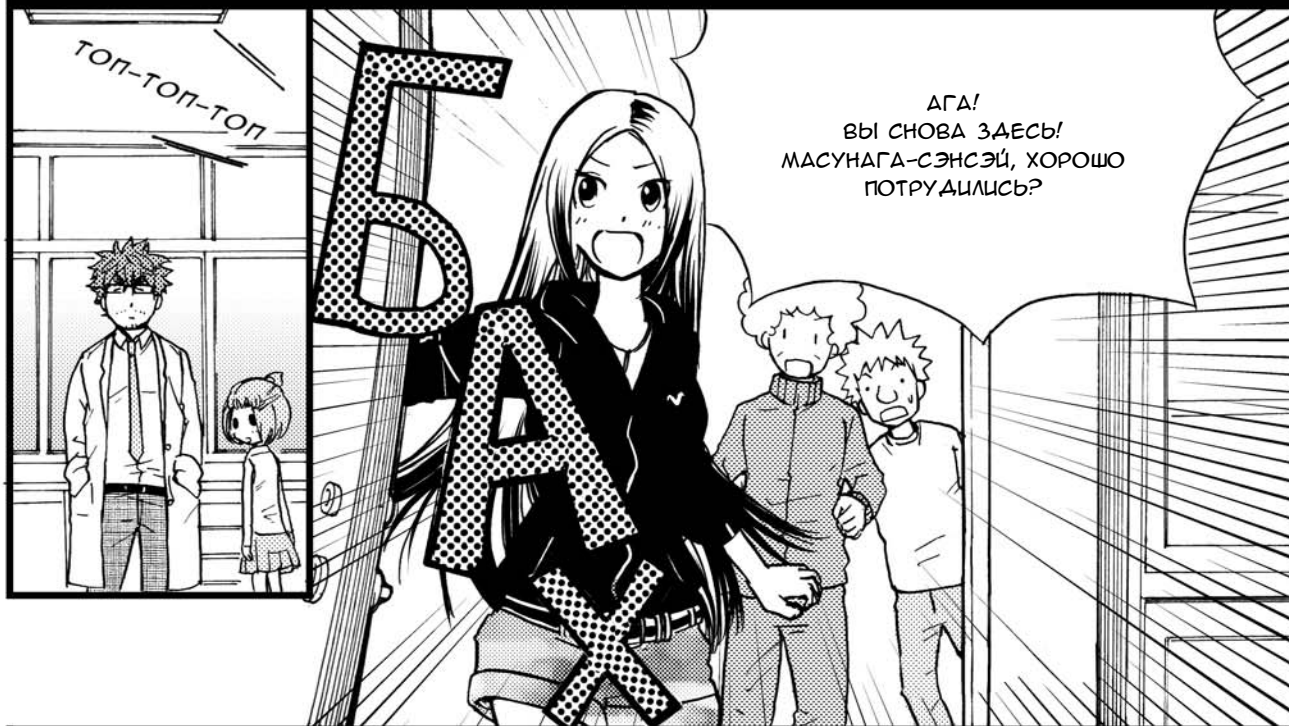


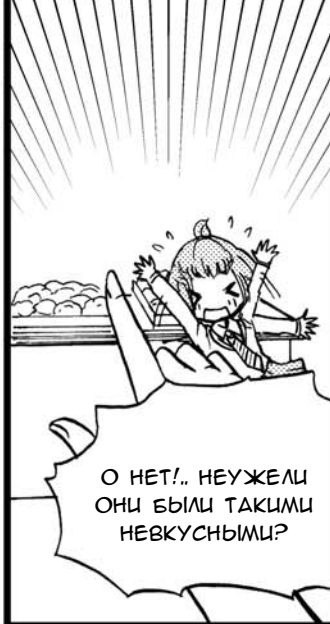
НЕТ! ЗА ЭТО ВРЕМЯ
Я КОЕ-ЧТО ПОНЯЛА!



ТЕРМОДИНАМИКА ИМЕЕТ
НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ ОТНОШЕНИЕ
КО ВСЕМУ НА СВЕТЕ - НАЧИНАЯ
С НАШЕЙ ПОВСЕДНЕВНОЙ ЖИЗНИ
И ЗАКАНЧИВАЯ КОСМИЧЕСКИМИ
ЯВЛЕНИЯМИ!

ЭПИЛОГ. «НЕБУЧ» ПРОДОЛЖАЕТ РАБОТУ





О НЕТ!.. НЕУЖЕЛИ
ОНИ БЫЛИ ТАКИМИ
НЕВКУСНЫМИ?



ПОСМОТРИ-КА
СЮДА!

Э?..



СПИСОК УЧАСТНИКОВ

СЛЕДУЮЩИЕ ЛИЦА ЯВЛЯЮТСЯ ЧЛЕНАМИ
КЛУБА «НЕОБУЧ»:

МУРАЯМА ЭЙМИ

НИСИДА МАЮ

КАТО НАОКИ

ОДА ФУТОСИ

НО ВЕДЬ ЭТО ЖЕ...



АГА. БЛАГОДАРЯ
ПИРОЖНЫМ,
КОТОРЫЕ ТЫ
ПЕРЕДАЛА КАТО,

РУКОВОДСТВО
УНИВЕРСИТЕТА ПРИЗНАЛО
НАШУ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ
"КУЛЬТУРНОЙ
И ПРОДУКТИВНОЙ".



ИТАК,
"НЕОБУЧ" СПАСЁН!

И ВСЁ БЛАГОДАРЯ
ТЕБЕ,
МУРАЯМА!

СПАСИБО, ЭЙМИ!

ОУ, РЕБЯТА...



МУРАЯМА!

КАТО-КУН!



ТЫ СЛЫШИШЬ, ВСЕ
ТЕБЯ ПРОСЯТ! ВЕРНИСЬ
ОБРАТНО!

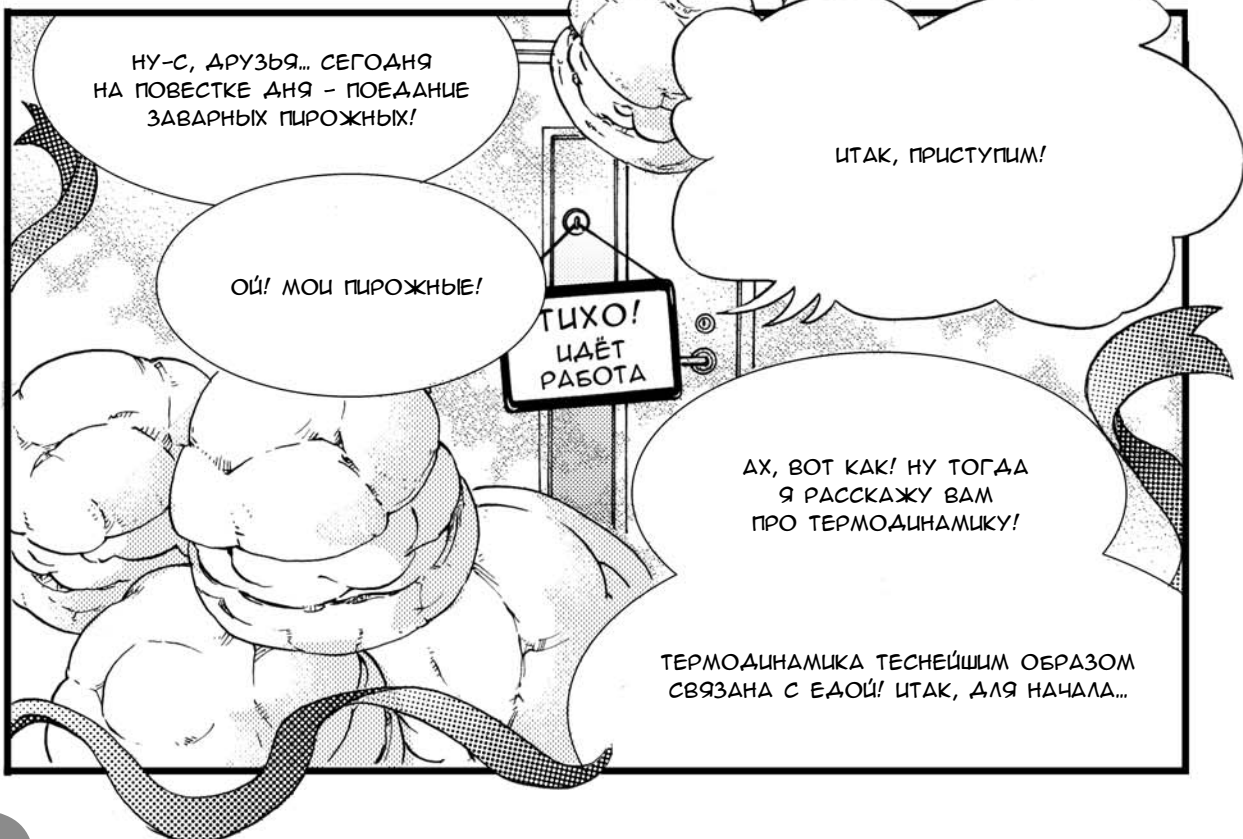
БЕЗ ТЕБЯ КЛУБ
СОВЕРШЕННО
ОСИРОТЕЛ...



КАТО-КУН!..



Я ЛЮБЛЮ ТЕБЯ!



НУ-С, ДРУЗЬЯ... СЕГОДНЯ
НА ПОВЕСТКЕ АНЯ - ПОЕДАНИЕ
ЗАВАРНЫХ ПИРОЖНЫХ!

ОЙ! МОИ ПИРОЖНЫЕ!

ТИХО!
ЦАЁТ
РАБОТА

ИТАК, ПРИСТУПИМ!

АХ, ВОТ КАК! НУ ТОГДА
Я РАССКАЖУ ВАМ
ПРО ТЕРМОДИНАМИКУ!

ТЕРМОДИНАМИКА ТЕСНЕЙШИМ ОБРАЗОМ
СВЯЗАНА С ЕДОЙ! ИТАК, ДЛЯ НАЧАЛА...



А

Абсолютная температура 33, 35, 39, 41, 56
на идеальном газовом термометре 151
Абсолютный нуль 40
Адиабатический процесс 68, 89
Атмосфера (единица измерения) 29, 37
Атмосферное давление 29

В

Вечный двигатель
второго рода 127, 138
первого рода 126
Внешняя среда 67
Внутренняя энергия 41, 65, 74, 96, 194, 200
приращение 82
Возрастание энтропии.
См. Закон возрастания энтропии
Второе начало термодинамики 21, 101, 112, 138, 173

Г

Гидростатическое давление 29, 56, 198
Горизонт событий 198, 200

Д

Давление 28, 29, 34, 41, 56.
См. также Гидростатическое давление
атмосферное 29
Джоуль (единица измерения) 82
Диатермическая стенка 84
Дифференциал. См. Полный дифференциал
Дифференциальный коэффициент 44
Дифференцирование 44
Доказательство от противного 112

З

Закон

Бойля-Мариотта 31, 34, 56
возрастания энтропии 21, 149, 173, 194
Гей-Люссака 33, 34, 56
объединённый газовый 34
сохранения механической энергии 61
сохранения энергии 21, 60
увеличения площади чёрной дыры 200

Законы термодинамики.

См. Второе начало термодинамики;
Нулевое начало термодинамики;
Первое начало термодинамики

Замкнутая кривая 164

И

Идеальный газ 31, 36, 56, 93
свободное расширение 94
уравнение состояния 38, 56
цикл Карно 122
Излучение Хокинга 199
Изобарная удельная теплоёмкость 41, 88
Изобарный процесс 88
Изотермический процесс 89
Изохорная удельная теплоёмкость 41, 88
Изохорный процесс 88
Интеграл 42
контурный 42, 50, 164
криволинейный 49, 52, 144
неопределённый 45
определённый 45
Интенсивная величина 178, 194

К

Калория (единица измерения) 82
Квазистатический процесс 84, 96, 138
условия 84
Кельвин (единица измерения) 33, 39
Кинетическая энергия 61
Контурный интеграл 42, 50, 164
КПД 41, 156, 194
тепловой 156
цикла Карно 156, 194
Криволинейный интеграл 49, 52, 144
Круговой процесс 109

Л

Логарифм 42, 43
натуральный 42–44

М

Макроскопические системы (макросистемы) 20, 183
Метод увеличения «зернистости» 183, 185
Механический эквивалент теплоты 42, 82
Микроскопические системы (микросистемы) 83
Моль (единица измерения) 37, 56
 число молей 41
Молярная теплоёмкость 95, 96
Мысленный эксперимент 121

Н

Натуральный логарифм 42, 44
 основание 44
Начала термодинамики.
 См. Второе начало термодинамики;
 Нулевое начало термодинамики;
 Первое начало термодинамики
Независимые параметры 87
Необратимость 101, 136
Необратимый процесс 107, 138
Неопределённый интеграл 45
Неравенство Клаузиуса 158, 194
 в виде интеграла 164
 в виде суммы 163
Неравенство между средним арифметическим
и средним геометрическим 42
Нестатический процесс 85
Нулевое начало термодинамики 21, 56

О

Обратимый процесс 106, 138
Обратная функция 45
Обратный цикл Карно 115, 138
Объединённый газовый закон 35
Объём 28, 41
Обычная производная 42
Определённый интеграл 45
Опыт
 Гей-Люссака – Джоуля 91, 94, 96
 Джоуля 80, 96
Основание
 натурального логарифма 42, 44
 степени 43

П

Паскаль (единица измерения) 29
Первое начало термодинамики 21, 60
 формулировка без использования теплоты 72, 96

формулировка с использованием
теплоты 78, 96

Показатель
 адиабаты 41
 степени 43
Полный дифференциал 42, 46, 47, 53, 56
Постоянная интегрирования 45
Постулат
 Кельвина 128, 138
 Клаузиуса 110, 116, 120, 138
 Оствальда 128
 Томсона. См. Постулат, Кельвина
Потенциальная энергия 61
Предел 44
Приращение 42. См. также
 Энергия внутренняя, приращение;
 Энтропия, приращение
Производная 44
 обратной функции 45
 обычная 42
 частная 42, 46, 53, 54, 56, 175
 второго порядка 48
Процесс
 адиабатический 68, 89
 изобарный (изобарический) 88
 изотермный (изотермический) 89
 изохорный (изохорический) 88
 квазистатический 84, 96, 138
 условия 84
 круговой 109
 необратимый 107, 138
 нестатический 85
 обратимый 106, 138
Прямой цикл Карно 114
Путь интегрирования 49

Р

Работа 41, 61
 гидростатического давления 96
Расширение газа
 адиабатическое 121, 122
 изотермическое 121, 122
 свободное 92, 94
Резервуар температуры 84

С

Свободная энергия
 Гельмгольца 41, 177
 Гиббса 41, 178
Свободное расширение газа 92
 идеального 94

Сжатие газа
 адиабатическое 121, 122
 изотермическое 121, 122
Система 66, 67
Соотношение Майера 95
Соотношения Максвелла 179
Среднее
 арифметическое 43
 геометрическое 43
Статистическая механика 183, 185, 194
Стационарность 198, 200
Стенка 67
 диатермическая 84
 теплонепроницаемая 68, 96
Степень 43

Т

Температура 23, 26
 абсолютная 33, 39, 40, 41, 56, 151
 измеренная идеальным газовым
 термометром 151
 абсолютный нуль 40
 по Цельсию 40
 термодинамическая 150, 151, 194
 Хокинга 199, 200
 эмпирическая 26, 41
Тепловая машина 109
Тепловое равновесие 24, 56
 принцип транзитивности 21
Тепловой
 КПД 156
 резервуар 84
Теплоёмкость 41, 82, 87, 96
 молярная 95, 96
 изохорная 95
 удельная 41, 82, 96
 воды 82
 изобарная 41, 88
 изохорная 41, 88
Теплонепроницаемая стенка 68, 96
Теплопроводность 85
Теплота 41, 65, 78, 96
Термодинамика чёрной дыры 200
Термодинамическая температура 150, 151, 194
Термометр 26
Трение 107, 134

У

Увеличение «зернистости» 183
Удельная теплоёмкость 41, 82, 87, 96
Универсальная газовая постоянная 37, 42, 95

Уравнение
 адиабатического процесса 95
Ван-дер-Ваальса 54
Пуассона 95
состояния 28, 53
 идеального газа 38, 56, 95
энергии 180

Ф

Физические константы 42

Ц

Цикл 109
 Карно 114, 138
 для идеального газа 121
 и работа 118
 обратный 115, 138
 прямой 114, 115
КПД 156, 194

Ч

Частная производная 42, 46, 53, 54, 56, 175
 второго порядка 48
 и полный дифференциал 46, 47, 56
Чёрная дыра 198, 199, 200, 201
 Керра 198
Число
 Авогадро 37, 42
 молей 41

Э

Эквивалентность теплоты и работы 82
Экстенсивная величина 178, 194
Энергия 60, 63, 73, 96
 внутренняя 41, 65, 74, 96, 194, 200
 приращение 76, 82
 кинетическая 61, 74
 потенциальная 61, 74, 116
 состояния 73, 96
 чёрной дыры 200
Энтальпия 41, 176
Энтропия 41, 142, 144, 168, 185, 194
 Бекенштейна–Хокинга 199, 200
 и первое начало термодинамики 174
 приращение 145, 147

ОБ АВТОРЕ

Харада Томохиро – адъюнкт-профессор естественно-научного отделения университета Риккё, доктор наук Киотского университета (естественные науки). Родился в 1971 году в префектуре Ямагата. В 1994 году окончил факультет естественных наук Киотского университета. В 1999 году окончил аспирантуру при кафедре естественно-научных исследований Киотского университета со специализацией по физике и астрофизике (PhD). После этого работал на факультете естественных наук Киотского университета и на факультете естественных наук и техники университета Васэда в качестве научного сотрудника Японского общества по продвижению науки (JSPS), научным сотрудником в Лондонском университете королевы Марии (в качестве зарубежного научного сотрудника JSPS), на кафедре естественно-научных исследований аспирантуры Киотского университета (в качестве преподавателя и научного сотрудника), на факультете естественных наук университета Риккё. Специализация – общая теория относительности, космология и астрофизика.

Книги издательства «ДМК Пресс» можно заказать в торгово-издательском холдинге «Планта Альянс» наложенным платежом, выслав открытку или письмо по почтовому адресу:

115487, г. Москва, 2-й Нагатинский пр-д, д. 6А.

При оформлении заказа следует указать адрес (полностью), по которому должны быть высланы книги; фамилию, имя и отчество получателя.

Желательно также указать свой телефон и электронный адрес.

Эти книги вы можете заказать и в интернет-магазине: www.aliants-kniga.ru.

Оптовые закупки: тел. (499) 782-38-89

Электронный адрес: books@aliants-kniga.ru.

Харада Томохиро (автор), Кавамото Риэ (художник)

Занимательная физика. Термодинамика. Манга

Издательство выражает благодарность *В. О. Панфилову*

Главный редактор *Д. А. Мовчан*
dmkpress@gmail.com

Перевод с японского *А. Б. Клионский*
Верстальщик *А. Ю. Татаринов*
Корректор *О. В. Готлиб*

Формат 70×100/16. Бумага офсетная.

Печать офсетная. Объём 13 п. л. Усл. п. л. 19,5. Тираж 1000 экз.

Веб-сайт издательства «ДМК Пресс»: www.dmkpress.com

ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ МАНГА

ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ МАТЕМАТИКА

ЗАНИМАТЕЛЬНОЕ ПРОГРАММИРОВАНИЕ



ПРОСТОЙ,
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ,
НАГЛЯДНЫЙ И
НЕОБРЕМЕНИТЕЛЬНЫЙ ПУТЬ
ИЗУЧЕНИЯ
ШКОЛЬНОЙ И
ИНСТИТУТСКОЙ
ПРОГРАММЫ!



ЧИТАЙ КОМИКСЫ И
СТАНОВИСЬ ОТЛИЧНИКОМ!

ВСЕ КНИГИ ПРОВЕРЕНЫ
ПРЕПОДАВАТЕЛЯМИ
И ПРОФЕССОРАМИ
ВЕДУЩИХ ПРОФИЛЬНЫХ
ВУЗОВ
ДЛЯ ТОЧНОГО ПЕРЕВОДА
И АДАПТАЦИИ.



ISBN 978-5-97060-118-1



9 785970 601181 >

КНИГИ СЕРИИ "ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ МАНГА"
МОЖНО ЗАКАЗАТЬ НА САЙТЕ ИЗДАТЕЛЬСТВА
WWW.DMKPRESS.COM ИЛИ WWW.DMK.RF

**Нет кризису! Весь 2015 год при заказе на сайте
цена 349 руб + доставка**

ЗАНИМАТЕЛЬНАЯ ФИЗИКА
ТЕРМОДИНАМИКА МАНГА



Томохиро Харада
Риз Кавамото
Universal Publishing