

И. И. Гончар, Л. А. Литневский

АНАЛИЗ ПРОБЛЕМ И ПУТИ УЛУЧШЕНИЯ ПРЕПОДАВАНИЯ ТЕМЫ "ЭНТРОПИЯ" В ТЕХНИЧЕСКОМ ВУЗЕ

Возрастающие требования к уровню подготовки инженеров, расширение числа необходимых компетенций, которыми должны обладать выпускники технических университетов, ставят задачи поиска новых подходов к преподаванию, обеспечивающих глубокие профессиональные знания, умения и навыки, и, одновременно, широкую эрудицию, уверенное понимание физической картины мира. В статье рассмотрена методика изучения темы «Энтропия» и связанного с ней второго закона термодинамики. И энтропия, и второй закон термодинамики рассматриваются как базовые, основополагающие понятия общего курса физики. В предложенной методике наряду с принципом «от простого к сложному» реализуется принцип «повторения» – многократного возвращения к понятию энтропии в разных частях курса общей физики: дополнительно к стандартному изучению энтропии в термодинамике, приведены примеры вычисления энтропии в электродинамике, ядерной и атомной физике, в физике твердого тела. Подробно анализируется статистический и термодинамический смысл энтропии, показана их взаимосвязь в рамках математических преобразований приемлемой для студентов первого курса сложности, рассмотрен пример работы с очень большими числами. Приводится сравнение энтропии и потенциальной энергии, отмечены их сходства и различия. В частности, обе эти физические величины определяют равновесное состояние системы экстремумом своих значений. Рассмотрен цикл Карно не только в координатах «давление – объем», но и в координатах «температура – энтропия», что позволяет получить коэффициент полезного действия цикла буквально «в одно действие». При этом не нужно прибегать к характеристикам конкретного рабочего тела тепловой машины, что отражает одно из важнейших открытий Карно, которое состоит в том, что коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины не зависит от природы рабочего тела. В заключительных параграфах статьи, в которых рассматривается энтропия ферми-газа и RC-цепочки, подробно анализируется ряд физических аспектов, связанных с вычислением энтропии и ее изменением в необратимых релаксационных процессах, в том числе понятие энтропии как функции состояния. Предполагается, что статья будет полезна преподавателям и студентам технических университетов, поможет лучше усвоить понятие энтропии, которое является одним из наиболее сложных понятий при изучении физики на первых курсах университетов.

Ключевые слова: энтропия, второй закон термодинамики, статистический вес, цикл Карно, преподавание физики во ВТУЗе.

ВВЕДЕНИЕ

Большая часть физических величин, с которыми сталкиваются студенты инженерных специальностей при изучении физики во ВТУЗе, уже знакома им по школьному курсу. Это энергия, импульс, сила, момент силы и др. Для физических величин, которые в школьном курсе не упоминаются, часто есть полезные аналоги. Например, момент инерции аналогичен массе, момент импульса – импульсу, угловая скорость АТТ – скорости частицы. Но есть одна исключительно важная для понимания физической картины мира физическая величина, которую не упоминают в школьном курсе и для которой нет никаких аналогов – это энтропия.

Один из авторов интенсивно использовал энтропию в своих научных исследованиях в области ядерной физики. Не раз после его доклада на научной конференции, в котором звучало слово «энтропия», к нему подходили коллеги и, потихоньку, чтобы не услышали окружающие, просили объяснить, что же такое энтропия. Более

того, в научной литературе имеются публикации, в которых вместо энтропии неправомерно используется потенциальная энергия, зависящая от температуры [8], [9], [10].

Во ВТУЗовских учебниках соответствующие разделы присутствуют, однако в основном энтропия обсуждается в связи с идеальным тепловым двигателем [1], [5], [7]. Объем текста, посвящённого энтропии, как будто вполне достаточен, однако большинство студентов уже через год после успешной сдачи соответствующих экзаменов (зачётов) ничего не могут сказать об энтропии и втором законе термодинамики.

Первая проблема, по нашему мнению, состоит в том, что ни энтропия, ни тесно связанный с ней второй закон термодинамики (ВЗТ) не выделяются в учебниках как базовые, основополагающие понятия. Вторая проблема связана с тем, что энтропия и ВЗТ изучаются в отрыве от остального материала и после «первого прохода» больше не упоминаются. Цель настоящей статьи – помочь преподавателям и студентам преодолеть эти проблемы. При работе над рукописью мы сильно опирались на замечательные книги [2], [6].

1. МИНИМАЛЬНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Начнём с ответа на вопрос, что такое энтропия, в соответствии с классификацией физических частей речи (см. [3], [4]). Энтропия – скалярная физическая величина, и этим она похожа на кинетическую энергию.

Чтобы понять, что такое энтропия, полезно ввести понятия микро- и макросостояния. Рассмотрим наглядный пример, поясняющий эти понятия. Пусть система, которую мы изучаем, состоит из этажерки с четырьмя полочками, на которых стоят книги. Макросостояние системы (МАС) определяется числом книг, которое равно, например, восьми. На каждую полку можно поставить от 0 до 8 книг. Микросостояние системы (МИС) определяется числом книг, стоящих на каждой из полок, т.е. распределением книг по полочкам. Полное число микросостояний, реализующих данное макросостояние, называется статистическим весом макросостояния и обозначается заглавной греческой буквой Γ . Обычно статистический вес (статвес) очень велик ($\Gamma \gg 1$), $[\Gamma] = 1$. Формульное определение Γ отсутствует. Подчеркнём, что статистический вес не имеет никакого отношения к привычному весу тела, измеряемому в ньютонах. Поэтому в некоторых книгах вместо термина «статистический вес» используется термин «термодинамическая вероятность».

Мы видим, что ещё одна трудность при изучении энтропии состоит в том, что студенту нужно усвоить не только сведения о ней самой, но и несколько совершенно неизвестных ранее понятий: МИС, МАС и статвес. Только теперь мы готовы дать общее определение энтропии. Оно выражается формулой:

$$S = k_B \ln \Gamma. \quad (1)$$

В формуле (1) k_B – постоянная Больцмана.

Теперь ясно, что энтропия характеризует состояние системы из нескольких объектов, фактически – из огромного количества молекул или атомов. В этом её коренное отличие от энергии или импульса. Все экспериментальные данные указывают на то, что все МИС, имеющие одинаковую энергию, равновероятны. Отсюда интуитивно ясно, что равновесным МАС замкнутой системы будет её наивероятнейшее состояние, т.е. состояние с максимальным статистическим весом, а значит и с максимальной энтропией. Понятно, что S – скалярная физическая величина, $[S] = \text{Дж К}^{-1}$.

Согласно второму закону термодинамики, любая макроскопическая замкнутая система может переходить самопроизвольно только из неравновесного состояния в равновесное, иными словами, из состояния с меньшей энтропией в состояние, соответствующее максимальной энтропии. Поэтому ВЗТ можно сформулировать как закон неубывания энтропии, который утверждает, что в замкнутых макроскопических системах возможны лишь процессы, идущие с

увеличением энтропии. Это – процессы релаксации, которые переводят систему из неравновесного состояния в равновесное. Равновесное состояние системы является наиболее хаотичным (т.е. наименее упорядоченным), т.к. ему отвечает максимальный статистический вес и максимальная энтропия.

Мы понимаем теперь, что энтропия есть количественная мера неупорядоченности, хаотичности системы. В этом состоит статистический смысл энтропии.

Если система состоит, например, из двух не взаимодействующих подсистем, 1 и 2, то

$$\Gamma = \Gamma_1 \Gamma_2. \quad (2)$$

В соответствии со свойством логарифма

$$S = S_1 + S_2. \quad (3)$$

В формулах (2), (3) $\Gamma_1(\Gamma_2)$ – статистический вес подсистемы 1(2), а $S_1(S_2)$ – энтропия подсистемы 1(2). Таким образом, энтропия является аддитивной величиной. Работать с аддитивными величинами, такими как импульс, кинетическая энергия и энтропия намного легче, чем с неаддитивными, такими как потенциальная энергия или статистический вес.

Есть и ещё одно обстоятельство, заставляющее пользоваться не самим статистическим весом, а его логарифмом, т.е. энтропией. Дело в том, что даже для 1 мкм^3 воздуха при комнатной температуре статистический вес настолько велик, что производить вычисления с ним совершенно невозможно. Использование логарифма статвеса, т.е. энтропии, решает эту проблему.

Рассмотрим несколько случаев, для которых мы сможем вычислить энтропию. Для этого нужно «всего лишь» уметь вычислять логарифм статистического веса. Пусть в комнате имеется N_c стульев. В неё входит человек и садится на произвольный стул. Для этого у него есть N_c возможностей. Второй человек, входящий в эту комнату, имеет только $N_c - 1$ стульев на выбор, следующий за ним – лишь $N_c - 2$ стульев и т.д. В итоге оказывается, что N_m человек могут разместиться на N_c стульях числом способов, которое выражается формулой

$$\Gamma = \frac{N_c!}{(N_c - N_m)!}. \quad (4)$$

Это и есть статистический вес МАС, определяемого так: « N_m человек размещены в комнате на N_c стульях по одному». МИС же определяется тем, какие стулья заняты, и кто на каком стуле сидит.

В формуле (4)

$$N! = N \cdot (N - 1) \cdot (N - 2) \cdot \dots \cdot 1 \quad (5)$$

читается « N факториал». По определению для упрощения записи $0! = 1$.

Для вычисления логарифма от факториала большого числа часто удобно использовать приближённую формулу Стирлинга

$$\ln(N!) \approx N \cdot \ln N - N. \quad (6)$$

Определение энтропии (1) является самым общим, однако найти статистический вес МАС часто очень трудно. Для квазистатистических процессов (изотермического, изобарического, изохорического и адиабатического) приращение энтропии тела удобнее рассчитывать с помощью формулы

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (7)$$

Формулу (7) можно назвать термодинамическим определением энтропии, δQ – малое количество теплоты, переданное телу при температуре T .

Любой квазистатистический процесс обратим: его можно осуществить в точности в обратном направлении так, что тело будет проходить через те же состояния, что и при прямом процессе. Чтобы эта абстракция соответствовала какому-нибудь реальному процессу, он должен происходить достаточно медленно. Если процесс не квазистатистический, то приращение энтропии тела выражается неравенством Клаузиуса

$$dS > \frac{\delta Q}{T}. \quad (8)$$

Для замкнутой системы из (7), (8) получаем формульное выражение второго закона термодинамики

$$dS \geq 0, \quad (9)$$

которое означает, что в такой системе могут протекать только процессы, приводящие к усилению хаоса (процессы релаксации), а в состоянии равновесия энтропия этой системы максимальна.

Используя формулу (7), можно переписать первый закон термодинамики в виде

$$TdS = dW_{in} + PdV. \quad (10)$$

В формуле (10) dS – приращение энтропии тела, которое происходит при получении телом теплоты δQ , идущей на увеличение его внутренней энергии на dW_{in} и совершении телом работы PdV .

С энтропией тесно связан и третий закон термодинамики. Собственно, если первый и второй законы могут быть сформулированы с использованием энтропии, а можно без неё и обойтись, то третий закон без энтропии просто не может быть сформулирован. Итак, третий закон термодинамики гласит: «При стремлении температуры тела к нулю его энтропия также стремится к нулю». Интуитивно это очевидно: при охлаждении тела хаотичность уменьшается; в конце концов, всякое тепловое движение прекращается и остаётся лишь квантовое.

Теперь читатель, который знает, что законы термодинамики ещё называют «началами», поймёт физическую присказку о том, что всякая палка – о двух концах, и только термодинамика – о трёх началах.

В заключении этого раздела приведём сравнительную характеристику энтропии и потенциальной энергии, которая, не являясь аналогом энтропии, обладает при этом рядом похожих признаков. Составление сравнительных характеристик – один из эффективных способов освоения новых понятий. Дело в том, что проблема «непонимания» чего-то нового состоит в том, что наш мозг подсознательно сопротивляется непривычному, а сравнительная характеристика позволяет «склеить» непривычное с привычным.

Таблица 1

Сравнительная характеристика энтропии и потенциальной энергии

Признак	Энтропия	Потенциальная энергия системы частиц
Что это?	скалярная ФВ	алгебраическая ФВ
Обозначение	S	W_{ps}
Размерность	Дж / К	Дж
Определение	$S = k_B \ln \Gamma, \quad dS = \frac{\delta Q}{T}$	Количественное определение отсутствует, качественно – энергия взаимодействия
Аддитивность	аддитивна для невзаимодействующих подсистем	не аддитивна
Функция состояния	да, зависит только от термодинамических параметров P, V, T	да, зависит только от взаимного расположения частиц
Сохраняется ли в замкнутой системе (закон сохранения)?	нет	нет
Использование	ПЗТ: $TdS = dW_{in} + \delta A$	ЗСМЭ: $W_{ksa} + W_{psa} = W_{ksb} + W_{psb}$
Изменение важнее значения	да, $\Delta S_{10} = \int_0^1 \frac{dW_{in}}{T} + \int_0^1 \frac{PdV}{T}$, начало отсчета постулируется	да, $A = -\Delta W_{ps}$, начало отсчета произвольно
Условие равновесия системы частиц	максимальна в равновесном состоянии термодинамический системы	минимальна в состоянии равновесия механической системы

2. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ТЕПЛОВОЙ МАШИНЫ

Вначале обсудим вкратце принцип действия тепловой машины. На первом этапе нагреватель должен передать некоторое количество теплоты рабочему телу. Если при этом рабочее тело и нагреватель имеют разные температуры, то неизбежно возникает необратимый процесс теплопроводности. Таким образом, в идеальной тепловой машине нагреватель и рабочее тело должны иметь одинаковые температуры, т.е. процесс передачи тела должен быть изотермическим. То же относится к теплообмену между рабочим телом и холодильником.

Напомним, что идеальная тепловая машина – модель, придуманная Сади Карно в 1824 году. Она работает по циклу, состоящему из двух изотерм и двух адиабат. Именно такой цикл обеспечивает максимальный КПД при заданных температурах нагревателя T_n и холодильника T_x . Максимальным КПД получается потому, что в цикле процессы теплообмена происходят при без разности температур рабочего тела и термостатов.

Общеизвестно, что КПД идеальной тепловой машины η можно вычислить по формуле

$$\eta = 1 - \frac{T_x}{T_n} \quad (11)$$

Часто на лекциях во ВТУЗе эту формулу выводят, используя определение КПД тепловой машины

$$\eta = 1 - \frac{Q_x}{Q_n}, \quad (12)$$

первое начало термодинамики (10), в котором TdS заменено на δQ , и уравнение состояния идеального газа

$$PV = Nk_B T. \quad (13)$$

При этом теряется одно из важнейших открытий Карно, которое состоит в том, что КПД идеальной тепловой машины не зависит от природы рабочего тела. Иногда даже приходится слышать от лекторов, что рабочим телом идеальной тепловой машины является идеальный газ.

Между тем, получить формулу (11) можно чрезвычайно просто, если использовать термодинамическое определение энтропии (7). Для этого сравним рисунки, на которых изображён цикл Карно в координатах «давление – объём» (рис.1) и «температура – энтропия» (рис.2).

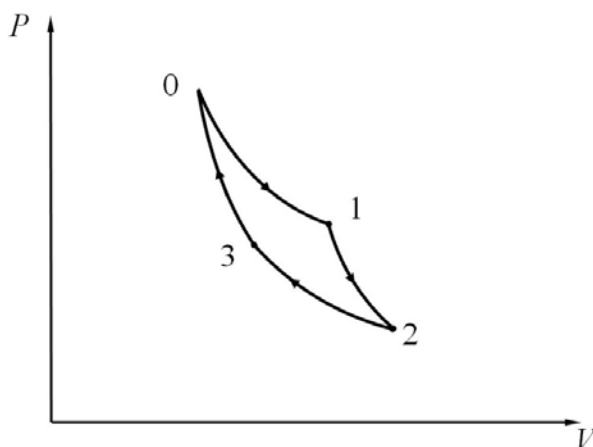


Рис. 1 Цикл Карно в координатах «давление – объём» (P - V – координатах)

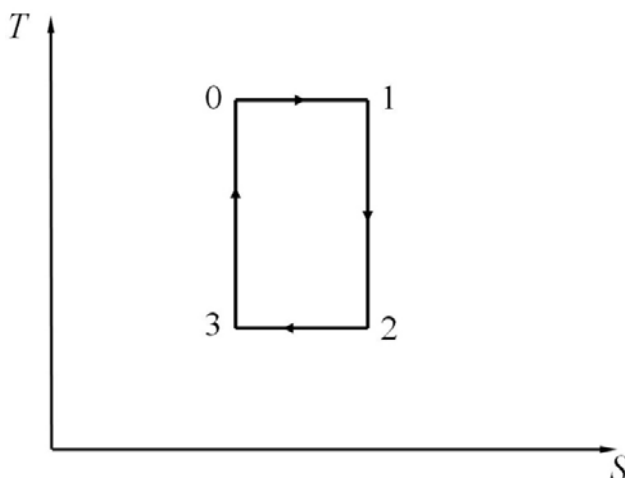


Рис. 2 Цикл Карно в координатах «температура – энтропия» (T - S – координатах)

Вычислить Q_n и Q_x на рис.1 без интегрирования (а, следовательно, и без знания

уравнения состояния рабочего тела) нельзя. Для рис.2 с помощью формулы площади прямоугольника получаем

$$Q_n = T_n(S_1 - S_0), \quad Q_x = T_x(S_1 - S_0). \quad (14)$$

В формулах (14) мы учли, что $S_1 = S_2$, а $S_0 = S_3$. Подставляя (14) в (12), немедленно получаем (11) и, автоматически, независимость КПД идеальной тепловой машины от рода рабочего тела.

Хочется отметить, что полезный рис.2 отсутствует в книгах [1], [2], [7].

3.ЭНТРОПИЯ КЛАССИЧЕСКОГО ОДНОАТОМНОГО ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Согласно Р. Фейнману, понять означает привыкнуть и научиться использовать. Поэтому полезно разобрать несколько случаев, в которых энтропию удаётся выразить через более привычные термодинамические параметры: давление, объём, температуру.

Получим формулу для энтропии одноатомного идеального классического газа (ИКГ) в изобарическом процессе. Точнее, как следует из формулы (7), найти удастся лишь приращение энтропии при переходе ИКГ из состояния 0 в состояние 1. Выражаем из формулы (10) дифференциал энтропии и интегрируем от исходного состояния 0 до конечного состояния 1:

$$\Delta S_{10} = \int_0^1 \frac{dW_{in}}{T} + \int_0^1 \frac{PdV}{T}. \quad (15)$$

Известно, что внутренняя энергия газа зависит от температуры линейно

$$W_{in} = 1.5Nk_B T, \quad (16)$$

поэтому первый интеграл в формуле (15) вычисляется без проблем. Чтобы найти второй интеграл, надо выразить dV через dT . Для этого используем УСИГ (13). Учтывая, что давление не меняется, получаем

$$PdV = Nk_B dT \quad (17)$$

Выражаем dV из (17), а dW_{in} – из формулы (16), затем полученные дифференциалы подставляем в (15). В результате получаем

$$\Delta S_{10} = 1.5Nk_B \int_0^1 \frac{dT}{T} + Nk_B \int_0^1 \frac{dT}{T}. \quad (18)$$

Выполняем интегрирование и подставляем пределы:

$$\Delta S_{10} = 2.5Nk_B \ln \frac{T_1}{T_0}. \quad (19)$$

Проанализируем формулу (19). Во-первых, энтропия – аддитивная величина – оказалась пропорциональна числу частиц N , как и должно быть. Во-вторых, если $T_1 = T_0$, то $\Delta S_{10} = 0$, что соответствует здравому смыслу.

Формулу (15) можно использовать, чтобы найти приращение энтропии ИКГ при изохорическом процессе (второй интеграл равен нулю) или при изотермическом процессе (первый интеграл равен нулю). Правда, если тело – не идеальный газ, а, например, жидкость, которая кристаллизуется, то первый интеграл уже не равен

нулю, хотя температура и постоянна. Просто в этом случае

$$\Delta W_{in} = -\lambda m \quad (20)$$

(λ – удельная теплота плавления), и энтропия тела убывает. Оно и понятно: ведь кристалл более упорядочен, чем жидкость.

Покажем теперь, как получить приращение энтропии ИКГ с помощью самого общего определения (1). Пусть в начальном состоянии газ занимает объём V_0 , а в конечном состоянии – объём $V_1 > V_0$. Оба эти объёма не менее 1 мкм^3 , а давление порядка атмосферного.

Считаем температуру постоянной, тогда на изменение энтропии влияет только пространственное распределение атомов. Слегка отходя от стандартного понимания модели идеального газа, будем считать, что один его атом занимает объём V_a . Разумеется, $NV_a \ll V_0, V_1$. Тогда число пространственных ячеек, доступных для атомов в начальном состоянии $N_0 = V_0/V_a$, а в конечном – $N_1 = V_1/V_a$.

В соответствии с формулой (4)

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= \frac{N_0!}{(N_0 - N_a)!} \cdot \Gamma_1 \\ &= \frac{N_1!}{(N_1 - N_a)!}. \end{aligned} \quad (21)$$

Приращение энтропии при переходе из начального в конечное состояние, вычисляемое с помощью формулы (1), равно

$$\begin{aligned} \Delta S_{10} &= k_B (\ln \Gamma_1 - \ln \Gamma_0). \end{aligned} \quad (22)$$

Подставляем (21) в (22):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta S_{10}}{k_B} &= \ln N_1! - \ln(N_1 - N_a)! - \ln N_0! \\ &\quad + \ln(N_0 - N_a)!. \end{aligned} \quad (23)$$

Поскольку N_a, N_1, N_0 очень велики, то можно воспользоваться формулой Стирлинга. Формула (23) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\Delta S_{10}}{k_B} &= N_1 \ln N_1 - (N_1 - N_a) \ln(N_1 - N_a) - N_0 \ln N_0 \\ &\quad + (N_0 - N_a) \ln(N_0 - N_a) \end{aligned} \quad (24)$$

При выводе формулы (24) мы учли, что $N_0 \ln N_0 \gg N_0$ и т.д. Далее надо воспользоваться тем, что N_1 и N_0 намного больше, чем N_a . Как известно, $\ln(1 + \alpha) \approx \alpha$ при $\alpha \ll 1$. Следовательно

$$\begin{aligned} \ln(N_1 - N_a) &= \ln N_1 + \ln(1 - N_a/N_1) \approx \ln N_1 \\ &\quad - N_a/N_1 \end{aligned} \quad (25)$$

Аналогично

$$\begin{aligned} \ln(N_0 - N_a) &= \ln N_0 + \ln(1 - N_a/N_0) \approx \ln N_0 \\ &\quad - N_a/N_0 \end{aligned} \quad (26)$$

Подставляя (25) и (26) в (24), получаем

$$\frac{\Delta S_{10}}{k_B} = N_a + N_a \ln N_1 - N_a - N_a \ln N_0 \quad (27)$$

(самые большие слагаемые при этом взаимно уничтожаются). После сворачивания разности логарифмов и сокращения на объём атома V_a получаем

$$\Delta S_{10} = k_B \ln \frac{V_1}{V_0} \quad (28)$$

То же выражение получается, если пользоваться первым законом термодинамики и УСИГ для изотермического процесса. Так перекидывается мостик между двумя определениями энтропии (1) и (7), которые внешне не имеют ничего общего.

4. ЭНТРОПИЯ ИДЕАЛЬНОГО ФЕРМИ-ГАЗА

Модель идеального ферми-газа (ИФГ) используется для описания тепловых свойств электронов проводимости в металле или нуклонов в возбуждённом атомном ядре. Объём тела в этих случаях изменяется незначительно, так что первый закон термодинамики (10) принимает вид

$$TdS = dW_{in}. \quad (29)$$

Внутренняя энергия ИФГ выражается через энергию Ферми W_F и температуру:

$$W_{in} = \frac{3}{5} W_F N \left[1 + \frac{5}{12} \left(\frac{\pi k_B T}{W_F} \right)^2 \right]. \quad (30)$$

Подставляя (30) в (29), получаем

$$dS = \frac{\pi^2 k_B^2 N dT}{2 W_F}.$$

Интегрируя (31e320) с учётом третьего начала термодинамики, получаем для энтропии ИФГ

$$S = \frac{\pi^2 k_B^2 N T}{2 W_F}.$$

Приведём для полноты изложения формулу для энергии Ферми

$$W_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m_0} \left(\frac{3N}{\pi V} \right)^{2/3} \quad (33)$$

Заметим, что если в формуле (33) сократить π и 3 в скобках, то ей можно дать простую интерпретацию, которая облегчает запоминание формулы. Представим, что каждая частица ИФГ занимает кубик объёмом V/N . Тогда $(V/N)^{2/3}$ есть квадрат его ребра, b^2 , и формула (33) принимает вид

$$W_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m_0 b^2}. \quad (34)$$

Это не что иное, как энергия основного состояния частицы в бесконечно глубокой одномерной прямоугольной потенциальной яме. Так перекидывается мостик между одночастичной и многочастичной простейшими квантовыми задачами.

Если формулы (30), (32), (33) используются для электронов проводимости в металле, то под N/V следует понимать концентрацию этих электронов, а под m_0 – эффективную массу электрона проводимости. Эти формулы можно использовать и для нуклонов в атомном ядре. Тогда следует приближённо считать, что число протонов Z равно числу нейтронов, Z равно половине массового числа A , а под m_0 нужно понимать массу протона, которая очень близка к массе нейтрона. Считаем ядро сферическим и используем для его радиуса формулу

$$R = r_0 A^{1/3}. \quad (35)$$

Здесь $r_0 = 1.2$ фм имеет смысл радиуса нуклона.

Тогда формула (33) принимает вид

$$W_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8 m_0 r_0^2} \left(\frac{9}{\pi^2} \right)^{2/3}. \quad (36)$$

Оказалось, что энергия Ферми для нуклонов в ядре в первом приближении не зависит от массы и заряда ядра. При вычислении энтропии возбуждённого ядра необходимо принять во внимание, что, в нашем приближении, N в формуле (32) равно A , температура в ядерной физике измеряется в энергетических единицах (МэВ), а энтропия – величина безразмерная. Последнее обстоятельство заставляет опустить постоянную Больцмана, и формула для энтропии возбуждённого ядра принимает вид

$$S = \frac{\pi^2 A T}{2 W_F} \quad (37)$$

В научной литературе обычно связь энтропии ядра с температурой записывают в виде

$$S = 2 a T \quad (38)$$

(31) Величина “ a ” в формуле (38) называется параметром плотности одночастичных уровней. Сравнивая формулу (38) с формулой (37) и производя вычисления по формуле (36), находим, что $a = A/13$, $[a] = \text{МэВ}^{-1}$.

(32) Сравнение формул (32) и (19) показывает, что энтропия ИФГ растёт с температурой гораздо быстрее, чем энтропия ИКГ. Причина этого в том, что ИФГ при нулевой температуре представляет собой чрезвычайно упорядоченную систему (на каждом одночастичном уровне по два фермиона), так что даже небольшой нагрев сильно увеличивает хаотичность. Напротив, ИКГ представляет собой уже весьма хаотичную систему, и нагрев усиливает этот хаос лишь слегка.

5. ЭНТРОПИЯ РС-ЦЕПОЧКИ

Традиционно, во всех разделах втузовского курса общей физики обсуждаются энергетические соотношения (энергия электрического поля, энергия катушки с током, вектор Пойнтинга для

электромагнитного излучения и т.д.). Энтропия же, если и упоминается, то только в связи с тепловым двигателем.

Поэтому, чтобы ещё раз проиллюстрировать универсальность энтропии, представляется интересным найти приращение энтропии RC-цепочки при разрядке конденсатора. Резистор сопротивлением R присоединяют к конденсатору емкостью C , заряженному до напряжения U_0 . В результате разряда конденсатора в резисторе будет выделена теплота. Заряженный конденсатор – упорядоченная система, его разрядка – релаксационный процесс, идущий самопроизвольно и приводящий, очевидно, к возрастанию энтропии.

Разрядка конденсатора – скоротечный процесс, длительность которого характеризуется временем релаксации $\tau = RC$. Пренебрегая рассеиванием теплоты за время разряда и полагая удельную теплоемкость резистора $c = \text{const}$, для малого количества теплоты запишем

$$\delta Q = c m dT. \quad (39)$$

Подставляя (39) в определение энтропии (7e160) интегрируя, получим:

$$\Delta S_{10} = \int_0^1 \frac{\delta Q}{T} = \int_0^1 \frac{c m dT}{T} = c m \ln \frac{T_1}{T_0}. \quad (40)$$

Поскольку в тепло перешла запасенная в конденсаторе энергия, то конечную температуру T_1 выразим из соотношения

$$Q = c m (T_1 - T_0) = \frac{C U_0^2}{2}. \quad (41)$$

Подставляя T_1 из (41) в (40), окончательно для изменения энтропии при разряде конденсатора получим

$$\Delta S_{10} = c m \ln \left(1 + \frac{C U_0^2}{2 c m T_0} \right). \quad (42)$$

В соответствии с тем, что энтропия является функцией состояния, оказалось, что её приращение для резистора не зависит от его сопротивления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многие физические величины, с которыми сталкиваются студенты при изучении физики во ВТУЗе, уже встречались им в школьном курсе. Это

работа, внутренняя энергия, сила тока, напряжённость электрического поля и т.д. Лишь энтропия не только не упоминается в стандартном школьном курсе, но и не имеет в нём никаких аналогов.

Почти в каждом ВТУЗовском учебнике имеется раздел, посвящённый энтропии, однако этот вопрос в основном рассматривается в связи с идеальным тепловым двигателем. В результате у большинства студентов уже через год после сдачи соответствующего экзамена (зачёта) никаких представлений об энтропии и втором законе термодинамики не остаётся.

Проблема состоит в том, что ни энтропия, ни тесно связанный с ней второй закон термодинамики не выделяются в учебниках как базовые, основополагающие понятия. Кроме того, эти понятия изучаются в отрыве от остального материала и после «однократного прохода» больше не упоминаются. Цель настоящей статьи – помочь преподавателям и студентам преодолеть эти трудности.

В разделе, посвящённом теоретическим сведениям, мы делаем упор на статистическое и термодинамическое определения энтропии. Для облегчения восприятия мы приводим сравнительную характеристику энтропии и потенциальной энергии системы частиц. Мы показываем, как легко и просто получается КПД идеального теплового двигателя с помощью энтропии. Энтропия классического идеального газа получена двумя способами: комбинаторным, который опирается на статистическое определение, и термодинамическим, опирающимся на соответствующее определение энтропии.

Затем рассматривается энтропия идеального ферми-газа – системы, которая во ВТУЗе обычно обсуждается, но в полном отрыве от энтропии. Подробнее обсуждаются два соответствующих примера: электроны проводимости в металле и нуклоны в возбуждённом атомном ядре.

Мы надеемся, что материал настоящей статьи принесёт пользу преподавателям и студентам при изучении соответствующего раздела физики.

Библиографический список

1. Астахов, А. В. Курс физики в 2-х томах. Том 1. Механика. Кинетическая теория материи / А. В. Астахов. – Москва : Наука, 1977. – 384 с. – Текст : непосредственный.
2. Волькенштейн, М. В. Энтропия и информация / М. В. Волькенштейн. – Москва : Наука, 1986. – 191 с. – Текст : непосредственный.
3. Гончар, И. И. Иерархия определений физических величин и основные положения молекулярно - кинетической теории / И. И. Гончар, М. В. Чушнякава. – Текст: непосредственный // АЭТЕРНА Взаимодействие науки и общества: проблемы и перспективы. – 2016. – 2 (34). – С. 91-94.
4. Гончар, И. И. Физические части речи: вопросы изучения законов физики / И. И. Гончар, С. Н. Крохин, М. В. Чушнякава, Н. А. Хмырова. – Текст : непосредственный // Омский научный вестник. Сер. Общество. История. Современность. – 2017. –1. – С. 52-57. – Текст : непосредственный.
5. Иродов, И. Е. Физика макросистем. Основные законы. / И. Е. Иродов. – Москва : БИНОМ, 2010. – 209 с. – Текст: непосредственный.
6. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – Москва, 1973-1987. Т. 5 :

Статистическая физика. Ч. 1. – 1976. – 583 с.

7. Савельев, И. В. Курс физики в 3 т. Т. 1. Механика. Молекулярная физика: учебное пособие для вузов / И. В. Савельев. – 6-е изд., стер. – Москва : Лань. – 2021. – Текст : непосредственный.

8. Aritomo, Y. Fission mechanism inferred from nuclear shape fluctuation by the Langevin equation / Y. Aritomo, A. Iwamoto, K. Nishio, M. Ohta. – Текст : непосредственный // Physical Review C. – 105. – 2022. – P. 034604(8) DOI: [10.1103/PhysRevC.105.034604](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.034604)

9. Aritomo, Y. Fission process of nuclei at low excitation energies with a Langevin approach / Y. Aritomo, S. Chiba. – Текст : непосредственный // Physical Review C. – 88. – 2013. – P. 044614(7) DOI: [10.1103/PhysRevC.88.044614](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044614)

10. Eslamizadeh, H. Examination of different features of fission fragments of the excited compound nucleus ^{236}Np produced in the $p + ^{235}\text{U}$ reaction at $10.3 \leq E_p \leq 30.0$ MeV within a stochastic approach // H. Eslamizadeh. – Текст : непосредственный // Physical Review C. – 104. – 2021. – P. 034601(7) DOI: [10.1103/PhysRevC.104.034601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.034601)

References

1. Astakhov, A. V. Kurs fiziki. Tom 1. *Mekhanika. Kineticheskaya teoriya materii* [Physics course. Volume 1. Mechanics. Kinetic theory of matter]. Moscow, 1977, 384 p.

2. Vol'kenshtayn, M. V. *Entropiya i informacija* [Entropy and information]. – Moscow : Nauka, 1986. – 191 с. – Текст : непосредственный.

3. Gonchar, I. I. *Iyerarkhiya opredeleniy fizicheskikh velichin i osnovnyye polozheniya molekulyarno - kineticheskoy teorii* [Hierarchy of definitions of physical quantities and basic provisions of molecular - kinetic theory] / I. I. Gonchar, M. V. Chushnyakova. – Текст : непосредственный // AETERNA Vzaimodeystviye nauki i obshchestva: problemy i perspektivy. – 2016. – 2 (34). – P. 91-94.

4. Gonchar, I. I. *Fizicheskie chaste rechi: voprosy izucheniya zakonov fiziki* [Physical parts of speech: questions of studying the laws of physics] / I. I. Gonchar, S. N. Krokhin, M. V. Chushnyakova, N. A. Khmyrova. – Текст : непосредственный // Omskij nauchnyj vestnik. Ser. Obshchestvo. Istorija. Sovremennost'. – 2017, – 1. – S. 52-57.

5. Irodov, I. E. *Fizika makrosistem. Osnovnye zakony* [Physics of macro systems. Basic laws]. Moscow, 2010, – 209 p. – Текст : непосредственный.

6. Landau, L. D. *Teoreticheskaja fizika* [Theoretical physics] / L. D. Landau, E. M. Lifshic. – Moscow, 1973-1987. Т. 5 : Statisticheskaja fizika [Statistical physics]. Ch. 1. – 1976. – 583 p. – Текст : непосредственный.

7. Savel'ev, I. V. *Kurs fiziki* [Physics course] : Т. 1. Механика. Молекулярная физика [Mechanics. Molecular physics]. Moscow. – 2021. . – Текст : непосредственный.

8. Aritomo, Y. Fission mechanism inferred from nuclear shape fluctuation by the Langevin equation / Y. Aritomo, A. Iwamoto, K. Nishio, M. Ohta. – Текст : непосредственный // Physical Review C. – 105. – 2022. – P. 034604(8) DOI: [10.1103/PhysRevC.105.034604](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.034604)

9. Aritomo, Y. Fission process of nuclei at low excitation energies with a Langevin approach / Y. Aritomo, S. Chiba. – Текст : непосредственный // Physical Review C. – 88. – 2013. – P. 044614(7) DOI: [10.1103/PhysRevC.88.044614](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044614)

10. Eslamizadeh, H. Examination of different features of fission fragments of the excited compound nucleus ^{236}Np produced in the $p + ^{235}\text{U}$ reaction at $10.3 \leq E_p \leq 30.0$ MeV within a stochastic approach // H. Eslamizadeh. – Текст : непосредственный // Physical Review C. – 104. – 2021. – P. 034601(7) DOI: [10.1103/PhysRevC.104.034601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.034601)

ANALYSIS OF THE PROBLEMS AND WAYS TO IMPROVE THE TEACHING OF THE TOPIC "ENTROPY" IN A TECHNICAL UNIVERSITY

I.I. Gontchar

Physics and Chemistry Department, Omsk State Transport University, Omsk, Russia

L.A. Litnevsky

Physics and Chemistry Department, Omsk State Transport University, Omsk, Russia

Abstract. The increasing requirements for the level of training of engineers, the expansion of the number of necessary competencies that graduates of technical universities should possess, pose the task of finding new approaches to teaching that provide deep professional knowledge, skills and abilities, and, at the same time, broad erudition, a confident understanding of the physical picture of the world. The article discusses the methodology of studying the topic «Entropy» and the related second law of thermodynamics. Both entropy and the second law of thermodynamics are considered as basic, fundamental concepts of the general course of physics. In the proposed methodology, along with the principle of «from simple to complex», the principle of «repetition» is implemented – repeated return to the concept of entropy in different parts of the general physics course: in addition to the standard study of entropy in thermodynamics, examples of entropy calculation in electrodynamics, nuclear and atomic physics, in solid state physics are given. The statistical and thermodynamic meaning of entropy is analyzed in detail, their interrelation within the framework of mathematical transformations of complexity acceptable to first-year students is shown, an example of

working with very large numbers is considered. Entropy and potential energy are compared, their similarities and differences are noted. In particular, both of these physical quantities determine the equilibrium state of the system by the extremum of their values. The Carnot cycle is considered not only in the «pressure – volume» coordinates, but also in the «temperature – entropy» coordinates, which allows us to obtain the efficiency of the cycle literally «in one action». At the same time, it is not necessary to resort to the characteristics of a specific working fluid of a heat engine, which reflects one of the most important discoveries of Carnot, which is that the efficiency of an ideal heat engine does not depend on the nature of the working fluid. In the final paragraphs of the article, in which the entropy of the Fermi gas and the RC circuit is considered, a number of physical aspects related to the calculation of entropy and its change in irreversible relaxation processes are analyzed in detail, including the concept of entropy as a function of state. It is assumed that the article will be useful to teachers and students of technical universities, will help to better understand the concept of entropy, which is one of the most difficult concepts in the study of physics in the first years of universities.

Keywords: entropy, the second law of thermodynamics, statistical weight, Carnot cycle, teaching physics at higher technical institutions.

Сведения об авторах:

Гончар Игорь Иванович – д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры «Физика и химия» ФГБОУ ВО «Омский государственный университет путей сообщения» (644046, Российская Федерация, г. Омск, проспект Маркса, д. 35, e-mail: vigichar@hotmail.com)

Литневский Леонид Аркадьевич – к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры «Физика и химия» ФГБОУ ВО «Омский государственный университет путей сообщения» (644046, Российская Федерация, г. Омск, проспект Маркса, д. 35; e-mail: LitnevskyLA@yandex.ru).

Статья поступила в редакцию 20.02.2023 г.