
ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

УДК 378.147:372.853

Л.С.Бадаева, Л.Ф.Ильина

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
(E-mail: leilya88@mail.ru)*

Изучение нетрадиционных разделов физики в средней школе (на примере молекулярной физики)

В статье рассмотрена проблема изучения нетрадиционных разделов физики в курсе средней школы. Показан пример того, как можно преподнести вузовский материал по молекулярной физике, не используя сложный математический аппарат. Кратко изложена тема «Основы статистической теории идеальных газов». Проанализирована максвелловская функция распределения молекул по скоростям. Рассмотрено I начало термодинамики и понятие энтропии в школьном курсе физики.

Ключевые слова: нетрадиционные разделы физики, молекулярная физика, основы статистической теории идеальных газов, физико-математические классы.

В Парламенте Республики Казахстан 22 января 2015 г. Министр образования и науки А.Саринжипов сообщил, что переход на 12-летнее образование отложен на неопределенное время. Отложен из-за многих факторов, в числе которых: экономические трудности в стране, отсутствие соответствующей учебно-методической литературы, нехватка педагогических кадров и многое другое.

В 2014 г. нами было выпущено учебно-методическое пособие для физико-математических классов 11-летней школы «Физика. Часть 1. Механика. Молекулярная физика» [1]. Оно рассчитано на изучение физики на профильном уровне и посвящено механике и молекулярной физике. Речь идет о нетрадиционных разделах физики, таких как неинерциальные системы отсчета, силы инерции; статика; динамика твердого тела, в то время как классическая механика — это механика материальной точки и инерциальных систем отсчета. Используются своеобразные подходы в механике жидкостей и газов. Детально анализируются механические колебания и волны.

Известно, что молекулярная физика состоит из двух основных частей: молекулярно-кинетической теории и термодинамики. При классических, т.е. общепринятых, подходах не учитывается тот факт, что любая система, в том числе и идеальный газ, — это статистическая система, в основе изучения которой необходимо введение математической вероятности случайного события, теорем о вероятностях, эргодической гипотезы, формул элементарной комбинаторики, распределений — гауссовского, максвелловского, больцмановского.

В термодинамике достаточно традиционно излагаются вопросы, связанные с I началом, но упор делается, например, на удельные теплоемкости, хотя гораздо удобнее вводить молярные, базирующиеся на теореме о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул. Что касается II начала термодинамики и его приложений, введения таких понятий, как энтропия, то на школьном уровне, т.е. доступно, изложить этот материал весьма непросто.

Без изучения молекулярно-кинетических свойств жидкостей молекулярная физика не может быть полноценной частью общего курса физики, а переход от идеальных газов к жидкостям невозможен без рассмотрения газов реальных.

Все эти разделы изложены понятным языком, без использования сложного математического аппарата, что значительно упрощает понимание нетрадиционных разделов школьниками.

Рассмотрим более подробно тему «Основы статистической теории идеальных газов».

Идеальный газ не подчиняется динамическим законам, так как это статистическая система. В основе статистической теории лежит понятие вероятности.

Математической вероятностью случайного события называется предел отношения числа случаев, приводимых к осуществлению данного события, к общему числу случаев, если общее число случаев стремится к ∞ , т.е.

$$W_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N}.$$

Очевидно, $0 \leq W_i \leq 1$.

По теореме сложения вероятностей: вероятность осуществления любого из нескольких независимых событий равна сумме вероятностей каждого события, т.е.

$$W = \sum_{(i)} W_i.$$

Из теоремы сложения вероятностей следует условие нормировки, в соответствии с которым вероятность осуществления любого из всех возможных независимых событий равна 1.

По теореме умножения вероятностей вероятность осуществления нескольких независимых событий равна произведению вероятностей каждого события, т.е.

$$W = \prod_{(i)} W_i.$$

Среднее значение случайной физической величины, меняющейся дискретно, определяется так:

$$\langle A \rangle = \sum_{(i)} A_i W_i,$$

где W_i — вероятность того, что физическая величина принимает значение A_i [2].

Среднее значение случайной физической величины, меняющейся непрерывно, определяется следующим образом:

$$\langle x \rangle = \int_{(x)} x dW(x),$$

где $dW(x) = w(x)dx$ определяет вероятность того, что физическая величина x имеет значение в интервале от x до $x + dx$; $w(x)$ — плотность вероятности.

Среднее по ансамблю равно среднему во времени — так гласит эргодическая гипотеза.

Отклонение от среднего называется флуктуацией.

$$M - \langle M \rangle,$$

где M — значение случайной физической величины; $\langle M \rangle$ — её среднее значение.

Очевидно

$$\langle M - \langle M \rangle \rangle = 0.$$

Среднее значение квадрата отклонения от среднего называется дисперсией, т.е.

$$D = \langle (M - \langle M \rangle)^2 \rangle.$$

Квадратный корень из дисперсии называется абсолютной флуктуацией, или среднеквадратичным отклонением (СКО):

$$\delta = \sqrt{D}.$$

А отношение абсолютной флуктуации к среднему значению физической величины называется относительной флуктуацией

$$\gamma = \frac{\delta}{\langle M \rangle}.$$

Пусть в некотором объеме газа содержится N молекул. Из них ΔN молекул обладает скоростями в интервале от v до $v + \Delta v$. Тогда $\frac{\Delta N}{N}$ определяет долю выделенных молекул от их общего числа, т.е. вероятность того, что молекулы обладают скоростями от v до $v + \Delta v$,

$$\frac{\Delta N}{N \cdot \Delta v} = f(v; T)$$

называется максвелловской функцией распределения молекул по скоростям. Ее физический смысл — это доля от общего числа выделенных молекул в единичном интервале скоростей вблизи данной скорости [3], с точностью до постоянных

$$f(v; T) = Av^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (1)$$

где $e = 2,7$.

Эта формула выводится на основе теории вероятностей и представляет собой распределение молекул по кинетическим энергиям. Ее графическое представление дано на рисунке 1.

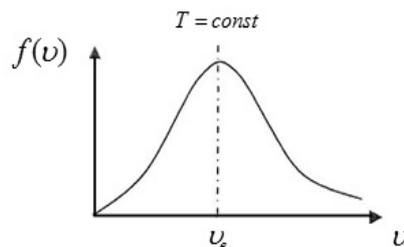


Рисунок 1. Графическое представление формулы (1)

Вывод формулы (1) требует использования достаточно сложного математического аппарата. Поэтому легче проанализировать её графически. Фиксируем температуру (рис. 1) и представляем зависимость $f(v)$ от v из следующих соображений:

- 1) очевидно, доля молекул с малыми скоростями мала;
- 2) доля молекул с большими скоростями также мала;
- 3) максвелловская функция положительна, значит, она имеет *max*.

Скорость, на которую приходится максимум максвелловской функции распределения, называется наивероятнейшей. Можно показать, что

$$v_s = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}.$$

По смыслу $\Delta W(v) = f(v)\Delta v$, а это значит, что средняя арифметическая скорость определяется так:

$$\langle v \rangle = \int_{(v)} v f(v) dv.$$

Соответствующие выкладки показывают, что

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}.$$

Проанализируем, как изменится график максвелловской функции при изменении температуры (рис. 2).

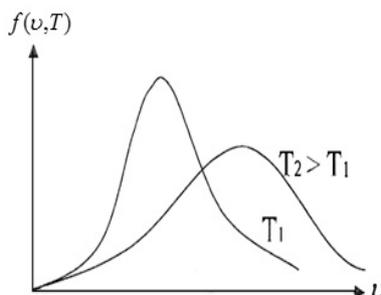


Рисунок 2. Изменение графика максвелловской функции при изменении температуры

При увеличении температуры, например, доля молекул с малыми скоростями уменьшается, с большими — увеличивается, график смещается вправо, т.е. в сторону больших скоростей, и «размывается», так как усиливается «хаос».

Наивероятнейшая, средняя арифметическая и средняя квадратичная скорости называются характерными газовыми скоростями. На основе максвелловского распределения по кинетическим энергиям можно получить больцмановское распределение по потенциальным энергиям, например, в поле тяготения Земли, т.е.

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} = n_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad (2)$$

где n_0 — концентрация молекул на нулевой высоте [3].

А из формулы (2) следует барометрическая формула Больцмана:

$$p = p_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} = p_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad (3)$$

где справедливость максвелловского распределения подтверждается в опытах Штерна и Ламмерта, больцмановского — в опытах Перрена.

Отметим только два факта. Во-первых, соотношение (2) и (3) справедливы, если $g \neq g(h)$ и $T \neq T(h)$. Во-вторых, больцмановское распределение справедливо не только в поле тяготения Земли, но и в любом консервативном поле сил [4].

Теперь перейдем к основам термодинамики.

Термодинамика изучает внутреннюю энергию системы, ее изменение и способы передачи от одной системы к другой.

Внутренняя энергия идеального газа — это сумма кинетических энергий хаотического движения его молекул, обозначаемая буквой U . Изменить или передать внутреннюю энергию можно двумя способами: за счет теплообмена и за счет совершения работы, т.е. работа (A) и теплота (Q) — это две единственные возможные формы изменения энергии, причем теплота — это микроскопическая форма (на уровне каждой молекулы), а работа — макроскопическая форма (на уровне всей системы). Пусть система (идеальный газ) переходит из состояния I, характеризуемого энергией U_1 , в состояние II, характеризуемое энергией U_2 , причем $U_2 > U_1$. Тогда изменение внутренней энергии

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Q + A',$$

где Q — тепло, сообщаемое системе; A' — работа, совершаемая внешними силами, приложенными к системе. Отсюда

$$Q = \Delta U - A'.$$

Введем работу A , совершаемую системой против внешних сил.

На основании III закона Ньютона

$$A = -A'. \quad (4)$$

И тогда (4) переписывается в следующем виде:

$$Q = \Delta U + A.$$

Это и есть первое (I) начало термодинамики в интегральной форме: *количество теплоты, сообщаемое системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение работы против внешних сил.*

Нетрудно видеть, что I начало термодинамики — это закон сохранения энергии в термодинамике.

Если $T = const$, то $U = const$ и $Q = A$.

Так выглядит I начало термодинамики для изотермического процесса.

Если $V = const$, то $A = 0$ и $Q = \Delta U$.

Так выглядит I начало термодинамики для изохорического процесса.

Если $p = const$, то $A = p(V_2 - V_1)$ и $Q = \Delta U + p(V_2 - V_1)$.

Так выглядит I начало термодинамики для изобарического процесса.

В термодинамике широко используются теплоемкости — удельная, молярная, системы. Наиболее употребительна молярная теплоемкость C . Это количество теплоты, которое надо сообщить 1 моль вещества, чтобы изменить его температуру на 1 К:

$$[C] = \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \times \text{К}}.$$

Чаще других используются две теплоемкости: C_V (при $V = const$) и C_p (при $p = const$).

Но прежде введем понятие о числе степеней свободы.

Число степеней свободы — это число возможных движений, которые может совершать молекула (i).

У одноатомной молекулы $i = 3$ (3 поступательных движения), у двухатомных $i = 5$ (3 поступательных и 2 вращательных), у многоатомных $i = 6$ (3 поступательных и 3 вращательных). При этом мы не учитываем возможность колебательного движения.

Из основного уравнения МКТ получено соотношение

$$\langle w \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

При получении этого уравнения учитывалось только поступательное движение молекул, т.е. речь шла о трех степенях свободы. В силу изотропности пространства на каждую степень свободы приходится энергия

$$w_0 = \frac{1}{2} kT. \quad (5)$$

Формула (5) оформляет теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы, но тогда

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} kT,$$

а энергия моля

$$U = N_{A6} \langle w \rangle = \frac{i}{2} kT.$$

По определению

$$C_V = Q|_{\Delta T=1K} = \Delta U|_{\Delta T=1K} = \frac{i}{2} R.$$

$$C_p = Q|_{\Delta T=1K} = \Delta U|_{\Delta T=1K} + A|_{\Delta T=1K} = \left. \begin{array}{l} A = p\Delta V \\ = R\Delta T \end{array} \right| = C_V + R.$$

$$C_p = C_V + R.$$

Это формула Майера.

$$C_p = \frac{i+2}{2} R.$$

Отношение газовых теплоемкостей

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}$$

зависит только от числа степеней свободы, т.е. от числа атомов в молекуле.

Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, называется адиабатическим. В этом случае по I началу термодинамики

$$A = -\Delta U.$$

Используя I начало термодинамики для адиабатического процесса в дифференциальной форме и уравнение состояния идеального газа, можно получить уравнение адиабаты:

$$pV^\gamma = Const \text{ или } V^{\gamma-1}T = Const.$$

Поэтому γ еще называют показателем адиабаты.

Если теплоемкость системы не меняется, то процесс называется политропным.

Используя I начало термодинамики и уравнение состояния идеального газа, получаем:

$$\begin{aligned} V^{n-1}T &= Const, \\ pV^n &= Const, \end{aligned}$$

где $n = \frac{C_p - C}{C_V - C}$ — показатель политропы.

Нетрудно видеть, что:

- 1) при $p = const$ $C = C_p$, $n = 0$ (изобарический процесс);
- 2) при $T = const$ $C \rightarrow \infty$, т.е. $n = 1$ (изотермический процесс);
- 3) при $Q = 0$ $C = 0$, т.е. $n = \gamma$ (адиабатический процесс);
- 4) при $V = const$ $C = C_v$, т.е. $n \rightarrow \infty$ (изохорический процесс).

Таким образом, изопроецессы являются частными случаями политропного процесса [1].

Также можно ввести такое сложное понятие, как энтропия, при этом не углубляясь в высшую математику.

Отношение количества теплоты, которым обменивается система с каким-то резервуаром, к температуре этого резервуара называется приведенным количеством теплоты.

Отсюда сумма приведенных количеств тепла, которыми обменивается система с окружающими телами, совершая цикл, меньше или равна нулю (неравенство Клаузиуса).

Рассмотрим обратимый цикл (рис. 3):

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{I} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{II} \frac{\Delta Q}{T} = 0,$$

$$\sum_{(I)} \frac{\Delta Q}{T} = -\sum_{(II)} \frac{\Delta Q}{T}, \text{ или } \sum_{(I)} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{(II)} \frac{\Delta Q}{T}, \quad (6)$$

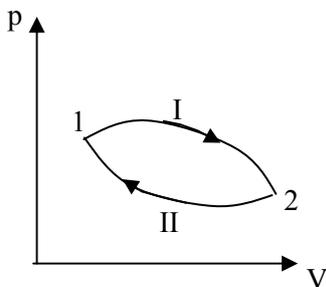


Рисунок 3. Обратимый цикл

Согласно (6), сумма приведенных количеств тепла, которыми обменивается система с окружающими телами, совершая обратимый процесс, не зависит от формы пути перехода, а только от начального и конечного состояния системы, а это значит, что она определяет изменение какой-то физической величины, характеризующей состояние системы и называемой энтропией:

$$\sum_{\substack{1 \rightarrow 2 \\ (обр)}} \frac{\Delta Q}{T} = \Delta S,$$

где S — энтропия состояния. Таким образом, энтропия связана со связанной энергией, т.е. с той ее частью, которая может быть передана только в форме тепла [1].

Энтропия измеряется в Джоуль на Кельвин $[S] = \frac{Дж}{К}$.

Из изложенного выше следует, что можно рассмотреть нетрадиционные разделы молекулярной физики, используя минимальный математический аппарат, не в ущерб физической сути представленных явлений. Предлагаемый нами материал апробирован в процессе преподавания соответствующих разделов как в университете, так и в школе и может быть использован в физико-математических классах средней школы.

Список литературы

- 1 Ильина Л.Ф., Бадаева Л.С. Физика. Ч. 1. Механика. Молекулярная физика: Учеб.-метод. пособие для физ.-мат. классов 11-летней школы. — Караганда: Изд-во КарГУ, 2014. — 97 с.
- 2 Телеснин Р.В. Молекулярная физика. — 3-е изд. — СПб.: Лань, 2009. — 368 с.

- 3 Кикоин А.К., Кикоин И.К. Молекулярная физика. — 2-е изд. — М.: Наука, 1976. — 480 с.
- 4 Савельев И.В. Курс общей физики. Молекулярная физика и термодинамика. — 3-е изд. — М.: Наука, 2001. — 207 с.

Л.С.Бадаева, Л.Ф.Ильина

Орта мектепте физиканың дәстүрлі емес бөлімдерін оқыту (молекулалық физика мысалында)

Мақалада физиканың дәстүрлі емес бөлімдерінің мәселесі мектептің курсына қарастырылды. Молекулалық физика бойынша университет мәліметінде күрделі математикалық аппарат қолданбай-ақ өткізу мүмкіндігі көрсетілді. «Статистикалық нағыз газдардың негізін қолдану» тақырыбы қысқаша түрде баяндалды. Молекулаларды жылдамдықпен үлестіру максвеллдық функциясына талдау жасалған. Авторлар термодинамика бастауын және «энтропия» ұғымын мектептің физика курсына қарастырды.

L.S.Badayeva, L.F.Il'ina

The study non-traditional partitions of the physics in secondary school (using the example of molecular physics)

The article deals with problem of the study non-traditional partitions of the physics in secondary school. There is showing example how can be introduce the molecular physics of university course with using minimum of mathematical apparatus. It is briefly described the basis of the statistical theory of ideal gases. It is analyzed Maxwell function of distribution for the velocity. It is introduced the first law of thermodynamics and the concept of entropy in school course of the physics.

References

- 1 Il'ina L.F., Badayeva L.S. *The physics. Part 1. The mechanics. The molecular physics*: School-methodical book for physical and mathematical classes of 11-year school, Karaganda: KarSU publ., 2014, 97 p.
- 2 Telesnin R.V. *Molecular physics*, 3 publ., St. Petersburg: Lan', 2009, 368 p.
- 3 Kikoin A.K., Kikoin I.K. *Molecular physics*, 2 publ., Moscow: Nauka, 1976, 480 p.
- 4 Savel'ev I.V. *General physics course. Molecular physics and thermodynamics*, 3 publ., Moscow: Nauka, 2001, 207 p.