

Обобщение понятия температуры на случай произвольного термодинамического состояния.

ЛАРИН Ю.Б.

Т.8-926-7204925 larin173@yandex.ru

*Рассматривается возможность замены скалярного значения температуры **температурной функцией**, которую в частном случае равновесного состояния и при отсутствии потенциалных полей можно преобразовать и представить в привычном скалярном виде. Замечено сходство температурной функции с волновой. Высказано пожелание практического использования температурной функции.*

Известно, что температура является одним из интенсивных (т.е., независящих от массы) параметров системы: она является мерой средней кинетической энергии теплового движения молекул или атомов.

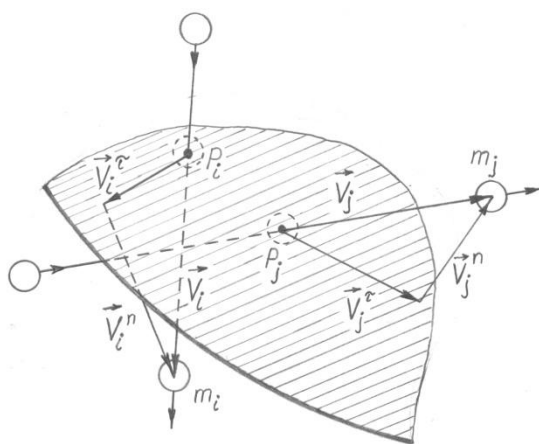
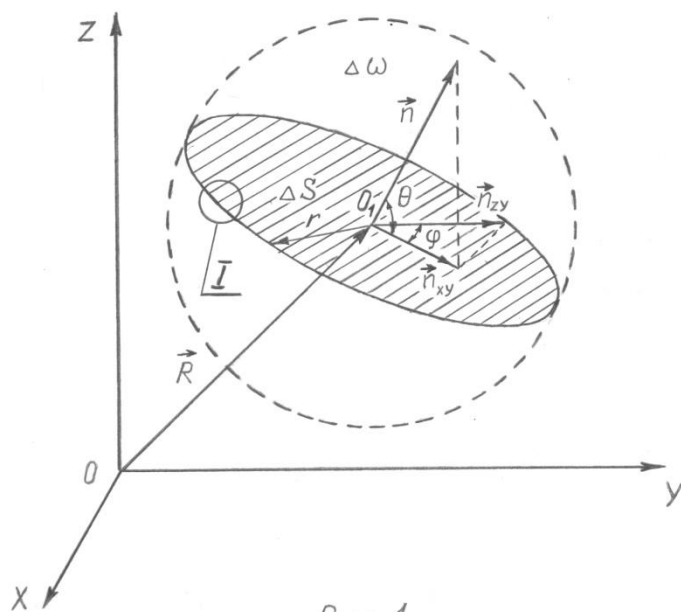
Для неравновесной системы понятие температуры не имеет смысла [1]. Мы попытаемся таким образом обобщить это понятие, чтобы оно имело смысл для любого, в том числе и неравновесного термодинамического состояния. При этом температура как скалярная величина, понимаемая в обычном смысле, оказывается лишь частным случаем более общего термодинамического понятия, названного нами **температурным состоянием**.

На рисунке 1 изображена прямоугольная система координат $OXYZ$. Она неподвижно связана с границами системы, если система – твёрдое тело, и со стенками сосуда, если система – жидкость или газ. Вектор $\vec{R}$ определяет координаты точки O_1 , в которой мы собираемся исследовать температурное состояние.

Будем считать не имеющим смысла выражение «температура в точке O_1 ». Правильно говорить: «температурное состояние в окрестности точки O_1 ». На рисунке эта окрестность изображена в виде сферы радиусом r с центром в точке O_1 . Обозначим её $\Delta\Omega$. Размеры окрестности $\Delta\Omega$ выбираются в зависимости от конкретно решаемой задачи и определяются в соответствии с допустимым значением флуктуаций интересующих нас параметров. Чем больше $\Delta\Omega$, тем меньше флуктуации, и наоборот. По аналогичным соображениям бессмысленно определять какие-либо температурные параметры в момент времени t . Следует определять их в некоторой окрестности момента времени t . Интервал времени, содержащий в себе момент t , обозначим Δt и назовём временным интервалом. Его величина, также как и величина размера $\Delta\Omega$, выбирается из условия допустимого значения флуктуаций.

Теперь проведём через точку O_1 плоскость произвольным образом, которая, пересекаясь с границей $\Delta\Omega$, образует площадку в виде круга радиусом r . Обозначим эту площадку ΔS и сделаем её ориентированной с помощью перпендикулярного ей единичного вектора

$\vec{n}$. Спроектируем вектор $\vec{n}$ на плоскость XOY и получим вектор $\vec{n}_{xy}$. Угол между векторами $\vec{n}$ и $\vec{n}_{xy}$ обозначим θ . Теперь спроектируем вектор $\vec{n}_{xy}$ на плоскость ZOY и получим вектор $\vec{n}_{zy}$. Угол φ есть угол между векторами $\vec{n}_{xy}$ и $\vec{n}_{zy}$. Таким образом, углы φ и θ полностью определяют положение площадки ΔS , привязанной к точке O_1 . Ориентированная площадка ΔS имеет две стороны.



Назовём сторону, наблюдаемую из конца вектора $\vec{n}$, лицевой стороной, а противоположную ей сторону обратной стороной.

На рисунке 2 изображен фрагмент площадки ΔS в увеличенном виде. Площадку ΔS мы будем использовать в качестве «термометра». От обычного термометра она выгодно отличается тем, что, будучи воображаемой, никак не влияет на движение частиц. За время Δt нашу площадку успевает пересечь некоторое количество частиц, причем пересекли они её как лицевым образом, то есть, приближаясь к площадке ΔS , находясь в полусфере, из которой видна лицевая сторона ΔS , так и обратным образом, то есть, наоборот. Всем частицам, пересекшим ΔS лицевым образом и параметрам, к ним относящимся, мы присвоим индекс i . Частицам, пересекшим ΔS обратным образом, присвоим, соответственно, индекс j . За время Δt одна и та же частица может пролететь сквозь площадку ΔS несколько раз, причем какие-то пролёты будут лицевыми, а какие-то обратными. Эту многократность мы учитывать не будем. Для статистического учета одна частица, пересекшая ΔS несколько раз, будет засчитана как несколько частиц, пересекших ΔS по одному разу каждая, причем с соответствующим способу пересечения индексом.

Обозначим буквой N_1 число частиц, пересекших площадку ΔS за время Δt лицевым образом. Через N_2 обозначим число частиц, пересекших ту же площадку за тот же интервал времени Δt , но обратным образом. Понятно, что в общем случае N_1 не равно N_2 . Также очевидно, что в общем случае и N_1 , и N_2 зависят от ориентации площадки ΔS , то есть от углов φ и θ . Заметим, что выбрав окрестность $\Delta\Omega$ сферической и, соответственно, ΔS круглой, мы избавили себя от необходимости учитывать угол поворота площадки в своей плоскости, то есть вокруг вектора $\vec{n}$. Нетрудно, однако, сообразить, что несферичность окрестности $\Delta\Omega$ отразится лишь на величине флуктуаций, которые станут зависеть от ориентации теперь уже не круглой площадки ΔS , а не на значении интересующих нас величин. К сожалению, мы пока ещё не объяснили, какие именно величины подразумеваются, но сейчас как раз о них пойдет речь.

Обратимся к рисунку 2. На нём схематически изображен пролёт сквозь площадку ΔS двух частиц. Одна из них массой m_i пересекает её в точке P_i . Другая массой m_j пересекает её в точке P_j . Обозначим скорость i -той частицы в точке P_i как $\vec{V}_i$. Соответственно, j -той частицы в точке P_j как $\vec{V}_j$. Величина и направление векторов $\vec{V}_i$ и $\vec{V}_j$ имеют, естественно, случайный характер. Спроектируем вектор $\vec{V}_i$ сначала на плоскость нашей площадки и получим вектор $\vec{V}_i^\tau$, а затем на нормаль к ней и получим проекцию $\vec{V}_i^n$. При этом соблю-

дается векторное равенство: $\vec{V}_i^n + \vec{V}_i^\tau = \vec{V}_i$. Аналогичное разложение вектора $\vec{V}_j$ на компоненты $\vec{V}_j^n$ и $\vec{V}_j^\tau$ имеет место для j -той частицы.

Компоненту скорости с верхним индексом n будем называть нормальной составляющей скорости, а с индексом τ – тангенциальной составляющей скорости.

Сформулируем теперь некое утверждение, взятое аксиоматически за основу всех рассуждений, хотя оно и может вызвать возражения. Представим себе сосуд с газом. Выделим на внутренней поверхности сосуда небольшую площадку. Будем считать, что стенка сосуда находится в тепловом равновесии с газом, наполняющим сосуд. Выделенная нами площадка находится как бы под “обстрелом” молекул газа, находящихся в состоянии хаотического теплового движения. Молекулы газа претерпевают столкновение с нашей площадкой под разными углами. Поставим мысленный эксперимент. Заменим частицы газа, сталкивающиеся с площадкой, такими же, но падающими на неё нормально к поверхности со скоростью, равной нормальной составляющей скорости реальных частиц. Вопрос в том, будет ли такая замена эквивалентна с точки зрения теплового равновесия? В основу нашей работы положена гипотеза о том, что да, такая замена термодинамически эквивалентна. Другими словами, мы считаем, что наша экспериментальная площадка не “чувствует” тангенциальных составляющих ударяющих в неё частиц.

Если бы площадка была идеально гладкой и отсутствовало бы трение, то этот факт был бы достаточно очевиден, но реальная стенка сосуда тоже состоит из отдельных частиц – молекул, поэтому столкновение молекул газа с молекулами стенки сосуда не так просто описать как столкновение частиц с плоскостью. В данном случае вопрос эквивалентности требует специального рассмотрения.

Вернёмся к нашей площадке ΔS . Так как она воображаемая, то, естественно, она идеально гладкая и лишена всякого трения. Правда, она не обладает способностью отражать падающие на неё частицы. Но нам это как раз и не надо. Мы хотим, чтобы наш “термометр” был идеальным, то есть не вносил никаких погрешностей в измеряемую величину. Так как температура есть мера средней кинетической энергии частиц, то мы должны определиться в том, как определять эту самую кинетическую энергию для частиц, не ударяющихся в реальную материальную площадку, а пролетающих сквозь мысленно воображаемую площадку.

Нам показалось наиболее разумным, и это мы взяли за основу логических рассуждений, в вычислении значения кинетической энергии частиц использовать только нормальную составляющую скорости пролёта частицей площадки ΔS . В самом деле, если предположить, что наша площадка вдруг волшебным образом стала материальной и идеально жесткой, то в силу вступает принятая нами гипотеза термодинамической эквивалентности. В связи с вышеизложенным возникает интересная ситуация. Оказывается, средняя кинетическая энергия частиц, “наблюдаемая” площадкой ΔS , зависит от её ориентации. Более того, она зависит от временной эволюции вектора $\vec{R}$. И что совсем уже принципиально новое – наша площадка в общем случае разными сторонами “ощущает” разную температуру! Возникает естественный вопрос. Какая же температура в окрестности точки? Мы считаем, что отвечать на него необходимо следующим образом. Температурное состояние

в точке O_1 надо определять не каким-то одним числом, а совокупностью бесконечного количества чисел, являющихся функцией двух переменных φ и θ .

Такому определению легко дать наглядную геометрическую интерпретацию. По направлению вектора $\vec{n}$ проведем луч и отложим на нём отрезок, длину которого обозначим T^n и вычислим по формуле:

$$T^n = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{m_i (\vec{V}_i^n)^2}{2} \quad (1)$$

Понятно, что величина T^n есть не что иное, как среднее значение кинетической энергии частиц, пересекших нашу площадку за время Δt с учетом принятой за основу гипотезы о термодинамической эквивалентности.

Другими словами, T^n определяет температуру, “ощущаемую” лицевой стороной площадки ΔS для данной ориентации вектора $\vec{n}$. Вычислив значение T^n для всех лучей во всем полном телесном угле, мы получим множество отрезков. Один из концов этих отрезков будет совпадать с точкой O_1 , а другие концы своей совокупностью образуют некоторую поверхность, которую мы далее будем называть температурной поверхностью. Уравнение этой поверхности, которое, по-видимому, удобнее всего записывать в сферических координатах, даёт, по нашему мнению, полную информацию о температурном состоянии в окрестности точки O_1 и в окрестности момента времени t .

Легко понять, что в случае термодинамического равновесия и при отсутствии потенциальных полей наша температурная поверхность будет представлять собой сферу, радиус которой определяет с точностью до коэффициента температуру в общепринятом скалярном смысле. Таким образом, мы утверждаем, что в общем случае термодинамического состояния температура как мера средней кинетической энергии частиц в какой-то конкретной точке O_1 является функцией угловых переменных φ и θ , то есть зависит от направления.

В связи с вышеизложенным попутно мы приходим и к другому интересному заключению. Так как в неравновесной системе, по определению, имеют место тепловые потоки, то, следовательно, через элементарную площадку, мысленно помещенную в какую-либо произвольную точку системы, будет иметь место тепловой поток, величина которого естественно зависит от ориентации площадки. Понятно, что всегда можно так сориентировать площадку, чтобы поток тепла через неё стал равен нулю. Однако, теперь у нас есть основание выразить эту мысль по-другому. Поток тепла через любую элементарную площадку следует понимать как разность тепловых потоков, идущих в прямом и обратном направлениях в соответствии с выбранным положительным. Таким образом, если поток тепла через площадку отсутствует, то это значит, что прямой и обратный потоки равны между собой, а не что их нет вовсе. В равновесной системе тепловые потоки во всех направлени-

ях одинаковые, поэтому как бы мы не ориентировали нашу элементарную площадку, поток тепла через неё будет отсутствовать. Если, конечно, площадка неподвижна относительно стенок сосуда или границ тела, в зависимости от вида термодинамической системы. За рамками нашего внимания остались тангенциальные составляющие скоростей. Кажалось бы, они не играют никакой роли в формировании температурной поверхности. Однако не будем спешить. Рассмотрим векторную функцию $\vec{T}(\varphi, \theta)$, определяемую следующим образом:

$$\vec{T}(\varphi, \theta) = T^n(\varphi, \theta) \vec{n} + T^\tau(\varphi, \theta) \vec{\tau}, \quad (2)$$

где T^n определяется по формуле (1), а T^τ - по аналогичной формуле:

$$T^\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{m_i (\vec{V}_i^\tau)^2}{2} \quad (3)$$

Единичный вектор $\vec{\tau}$, очевидно, задаётся выражением:

$$\vec{\tau} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{V}_i^\tau}{\left| \sum_{i=1}^N \vec{V}_i^\tau \right|} \quad (4)$$

(На рисунках он не показан.)

Понятно, что $\vec{\tau}$ лежит в плоскости площадки ΔS . Физический смысл рассмотренной функции $\vec{T}(\varphi, \theta)$ затруднительно выразить словами, точно так же как затруднительно объяснить физический смысл волновой функции в квантовой механике. Однако, зная функцию $\vec{T}(\varphi, \theta)$, нетрудно определить вид температурной поверхности, физический смысл которой уже ясен и изложен нами выше. Аналогично можно заметить, что квадрат модуля волновой функции также имеет известный физический смысл (плотность вероятности). В объеме данной работы мы не беремся дать строгое математическое доказательство однозначности соответствия функции $\vec{T}(\varphi, \theta)$ своей температурной поверхности, считая этот факт достаточно очевидным. В самом деле, если считать температурную поверхность замкнутой и гладкой, что справедливо для реальных физических объектов, то в каждой её точке существует и только одна касательная плоскость.

Легко сообразить, что угловая ориентация касательной плоскости относительно луча, проведенного из точки O_1 , в точку касания, содержит в себе информацию о наличии (или отсутствии) тангенциальной составляющей, определяемой формулой (3). В частности, если температурная поверхность – правильная сфера и касательная плоскость с лучом ортогональны, то $T^r = 0$ для любого значения φ и Θ . Назовем функцию $\vec{T}(\varphi, \Theta)$ по аналогии с волновой функцией - **температурной функцией**.

Функцию $T^n(\varphi, \Theta)$ назовем нормализованной температурной функцией. По ней строится температурная поверхность. Таким образом, предложенная нами температурная функция полностью определяет характер теплового движения частиц в произвольном случае термодинамического состояния.

Обратим внимание на замеченную нами особенность соотношения величин $\Delta\Omega$ и Δt . Ранее мы указали, что их величины определяются по нашему желанию в зависимости от допустимого значения флуктуаций. Следует уточнить это утверждение. Рассуждения качественного характера приводят к выводу, что на величину флуктуаций влияет отношение $1/\Delta\Omega\Delta t$. Это отношение, по нашему мнению пропорционально величине флуктуации умозрительно измеряемой величины.

Этой величиной в нашем случае является значение $T^n(\varphi_0, \Theta_0)$, где φ_0 и Θ_0 – любые конкретные значения углов φ и Θ .

Логическим следствием наших рассуждений является следующее качественно новое прогнозирующее предположение. Допустим, что мы имеем дело не с газом или жидкостью, а с твердым телом, и, более того, с кристаллом. Атомы в узлах его решетки в результате теплового движения совершают колебания относительно некоторого положения равновесия. Благодаря наличию осей и (или) плоскостей симметрии движение атомов в решетке вполне может иметь предпочтительные направления. По этой причине температурная поверхность в кристалле даже при наличии теплового равновесия может не быть сферичной. Эту несферичность можно попытаться обнаружить экспериментально, срезав под определенными углами тело кристалла. Наверное, можно найти такие кристаллы, в которых несферичность была бы выражена наиболее сильно. Возможно, есть смысл подумать о практическом использовании таких кристаллов для непосредственного преобразования тепловой энергии окружающей среды в электрическую, например, энергию. То есть, такой кристалл фактически был бы вечным двигателем второго рода. Однако, это выходит за рамки нашей работы.

Мы изложили лишь основную идею обобщенного понятия температуры и надеемся пробудить интерес к этой теме у других специалистов. Любые замечания, конструктивные предложения, советы и пожелания будут восприняты нами с искренней благодарностью.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. *Справочник по элементарной физике*. М.: Наука, 1980, с.51

Подпись:

= Ларин Ю.Б.=