# ВОЗМОЖНА ЛИ ТЕРМОДИНАМИКА ВСЕЛЕННОЙ?

**Ихлов Б. Л.**

**Аннотация**

Дана подробная критика термодинамического подхода ко Вселенной, например, за 13,8 млрд. лет во вселенной так и не установилось равновесие между реликтовым излучением и межзвездным газом.
Указаны нарушения 2-го закона термодинамики, как в классическим случае, так и в квантово-полевом плане.
Показано противоречие термодинамики с процессом расширения Вселенной: нельзя отождествлять разбегание галактик с расширением газа в пустоту.
Показано, что формулы Отта и Эйнштейна для релятивистской температуры неверны.
Отмечено, что термодинамика, вопреки мнению Хокинга, не имеет отношения к выделению стрелы времени.
Предложено видоизменение 1-го начала термодинамики для ньютоновской гравитации.
Получены формулы для релятивистских температуры, теплоты и плотности вероятности.

**Ключевые слова:** энтропия, энергодоминантность, температура, релятивизм

**Введение**

Термодинамическая система – система многих сталкивающихся частиц, что позволяет ввести длину свободного пробега и средний квадрат скорости, что дает возможность выразить плотность энергии системы через температуру. Внутри себя Галактики практически бесстолкновительны, если исходить из частоты соударений молекул в газе, частота соударений галактик порядка $10^{-14}$ в год, реально – на два порядке меньше, нет столкновений, приводящих к усреднению квадратов скоростей, невозможно ввести термостат и понятия равновесия и температуры. Можно говорить лишь о термодинамике электронов, реликтового излучения, облаков газа, но температура смеси газов:

$$T = \sum_i \frac{p_i V_i}{C_{pi}/C_{vi} - 1} \Big(\sum_j \frac{T_j p_j V_j}{C_{pj}/C_{vj} - 1}\Big)^{-1} \text{ или } T = \sum_{i \neq j} \rho_i T_j \Big(\sum_k \rho_k\Big)^{-1}$$

Для одноатомных газов, когда сумма внутренних энергий не меняется, равновесная температура определяется из легко получаемого соотношения:

$$T = \sum_i m_i^{-1} T_i / \sum_k m_k^{-1} \text{ или } T = \overline{m_i / Ti} \cdot \overline{m_k}$$

где $\overline{x}$ - среднее гармоническое $x$. Между тем температура межзвездного пространства – 4 *K*, в то время как температура реликтового излучения – 2,7 *K*, т.е. за миллиарды лет равновесие так и не установилось (см. также [1, с. 150-151]). За счет обратного эффекта Комптона энергия реликтовых фотонов должна увеличиваться, за миллиарды лет его *T* должна была сравняться с *T* межзвездного вещества. В космосе есть нити из высоко ионизированных атомов кислорода при температуре 60 млн град. [2].
Во всех необратимых процессах энтропия изолированной системы возрастает: $dS > 0$. Вселенная, являясь изолированной системой, не обменивается теплом, поэтому $\delta Q = 0$, $dS = 0$ и $S = const$.
Адиабатический процесс с $S = const$ обратим. В отличие от расширения газа в пустоту в случае Вселенной пустота отсутствует. Т.е. представления о невозможности вечного двигателя 2-го рода ограничены локальными системами. Наконец, если говорить о сингулярном состоянии, температура и плотность не могут быть одновременно бесконечными, т.к. при бесконечной плотности энтропия стремится к нулю, чего при бесконечной температуре не может быть.

**Расширение Вселенной**

Если считать Вселенную термодинамической системой, ее расширение - адиабатический процесс, когда система не отдает теплоту и не получает ее извне. При адиабатическом расширении идеального газа $pV^{\gamma} = k$, где $k$ – константа, $\gamma = C_p / C_v$. При увеличении объема $p$ уменьшается. Уравнение имеет вид:

$$dU = -kV^{-\gamma} dV$$

Отсюда снижение внутренней энергии при расширении имеет несколько иной характер:

$$U = -kV^{1-\gamma} / (1-\gamma) + c_1$$

Поскольку гравитационные силы на много порядков слабее ван-дер-ваальсовых, можно представить Вселенную как идеальный газ. Однако дело в том, что если представить содержимое Вселенной как идеальный газ, то его внутренняя энергия при расширении не зависит от объема. В реальном газе

$$(V-b)(p+a/V^2)=\nu RT$$

Постоянные Ван-дер-Ваальса $a$ и $b$ учитывают притяжение между молекулами на больших расстояниях (постоянная а) и сильное отталкивание на малых (постоянная $b$). Во Вселенной $b$ = 0:

$$V(p+a/V^2)=\nu RT$$

Причем постоянная $a$ перестает быть постоянной: $a \sim 1/\mathrm{r}^2$ , $a \to a'$ , и

$$V(p+a'/r^2V^2)=\nu RT\ ,$$

где $r$ – радиус Вселенной, $\nu$ - число молей, $a'$ - новая константа. В реальном газе при расширении в пустоту среднее расстояние между молекулами увеличивается, силы притяжения совершают отрицательную работу, потенциальная энергия увеличивается. Т.к. полная внутренняя энергия остается постоянной, кинетическая энергия молекул и температура газа уменьшаются. Во Вселенной роль сил Ван-дер-Ваальса играют силы гравитации, но нет снижения кинетической энергии элементов, составляющих Вселенную, наоборот, галактики относительно Земли увеличивают скорости по закону Хаббла.

**Термодинамика и гравитация**

Введение только классического гравитационного поля нарушает 2-й закон термодинамики (в известной задаче о нагреве двух шаров, на подставке и на нити, см. [3]. Закон можно спасти, как это и предлагается в [4], путем введения энергии шаров в гравитационном поле Земли во внутреннюю энергию. Следовательно, в общем виде внутренняя энергия

$$U \to U + \frac{1}{2}\int \rho\varphi dV\ ,$$

Где $\rho$ - плотность, $\varphi$ - потенциал внешнего гравитационного поля. Тогда можно записать видоизмененный 1-й закон термодинамики:

$$\delta Q = d(U + \frac{1}{2}\int \rho\varphi dV) + \delta A$$

Но поскольку хаббловское расширение совершает работу против гравитационных сил, и, поскольку внешние источники расширения отсутствуют, Вселенная представляет собой вечный двигатель 1-го рода. Кроме того, 1-й закон термодинамики – не эволюционный, фиксирует начальное и конечное состояние, потому не может быть записан в ковариантном виде.

**Релятивистская температура**

У Планка и Эйнштейна получалось, что система будет холоднее с точки зрения наблюдателя, движущегося относительно ее, а поток тепла будет меньше, $T = T_0\sqrt{1-v^2/c^2}$ . Отт в 1963 году пришел к законам преобразования, в точности обратным тем, которые получил Планк. Если за $\delta Q$ принять полную переданную энергию [5], то $T = T_0(1-v^2/c^2)^{-1/2}$. Тогда для движущегося наблюдателя система горячее, а тепловой поток больше: $\delta Q_v = dE = \delta Q_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$

Утверждается, что разночтения связаны с произволом в определении количества теплоты. Передаваемую теплоту в СТО можно определить либо при постоянном импульсе (как предложили Планк и Эйнштейн), либо при постоянной скорости. Ландсберг полагал, что температуру следует считать лоренцевым инвариантом, тогда как для переданного тепла остается верным старое планковское преобразование. Ван-Кампен предложил схему с инвариантной температурой и инвариантным потоком тепла. Балеску показал, что существует целый класс преобразований, который не противоречит обобщению термодинамики в рамках специальной теории относительности [6]. Авторы вывели, что температура и прочие интенсивные параметры – лоренц-инвариантны. В планковской же релятивистской термодинамике молярный объем становится интенсивным параметром, а давление – экстенсивным. Появляются работы, где объем лоренц-инвариантен, но экстенсивен [4]. Толмен следует Планку и Эйнштейну и аргументирует следующим образом: в СТО импульс может меняться и при постоянной скорости, если изменяется энергия системы, следовательно, должна существовать внешняя сила, которая производит работу и поддерживает постоянную скорость:

$$dA = pdV - (u^2/c^2)d(U+pV)$$

где $u$ – скорость движения относительно наблюдателя [7, с. 163].

Передача энергии от одной системы к другой связана с изменением импульса и массы.
Количество тепла определяется как количество энергии за вычетом работы $c(v^2/c^2)dp$ ($p$ – импульс). В системе покоя при постоянном объеме $dE_0 = \delta Q_0$. В движущейся системе координат [там же, с. 165]:

$$dE = \frac{\delta Q_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}},\ dp = \frac{1}{c}\frac{v^2}{c^2}\frac{\delta Q_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$\text{и } dQ_p = dE - c(v^2/c^2)dp = \sqrt{1-v^2/c^2}\,\delta Q_0$$

Далее Толмен переходит к ОТО и логично утверждает, что и теплота, и температура являются скалярами и потому их значения никак не связаны с системой отсчета. Однако далее он после некоторых вычислений приходит к выводу, что инвариантом является отношение $\delta QT = \delta Q_0 / T_0$ [там же, с. 304, 306]. Несмотря на то, что температура – скаляр, Толмен вычисляет распределение температур в гравитирующей жидкой сфере в состоянии равновесия – при перемещении в радиальном направлении, [там же, с. 320], и указывает на релятивистский 1-й закон термодинамики, но он им так и не сформулирован. Однако такого не может быть, чтобы температура удаляющихся звезд становилась ли в СТО больше, меньше или не менялась при преобразованиях Лоренца, это бы сказалось на спектрах. Дело в том, что в СТО кинетическая энергия определяется как разность полной энергии и энергии покоя: $E_к = E_{полн} - mc^2$. В системе покоящихся частиц температура равна нулю, а энергия покоя – нет. Следовательно, вычитать нужно не таинственную работу внешних сил, а энергию покоя, которая к термодинамике не имеет отношения. Можно показать, что в СТО преобразования координат сохраняют усредненный импульс. Температура же является экстенсивной величиной и определяется в точке через усредненный по малому элементу системы квадрат скорости частиц, например: $m\overline{v^2} = 3kT$
При преобразованиях Галилея сохраняется усредненный квадрат скорости, сохраняется и квадрат проекции скорости на вектор скорости движущейся системы, поскольку температура не меняется:

$$\overline{v_u^2} = \overline{(v_u' + u)^2} = \overline{v_u'^2}$$

То есть: постоянная скорость при усреднении отбрасывается.
В СТО скорость преобразуются следующим образом:

$$v_u = (v_u' + u)/(1 + uv_u'/c^2)$$

При $v_u$ □ $u$ соотношение сводится к виду: $v_u = v_u'(1-u^2/c^2) + u$, при усреднении, поскольку постоянная скорость системы отбрасывается, получим

$$T = T'(1-u^2/c^2)^2$$

То есть, температура в движущейся системе для покоящегося наблюдателя будет меньше, чем в сопутствующей. В ультрарелятивистском пределе, но при малых $u$ соотношение сохраняется. Таким образом, уравнение, например, Клапейрона-Менделеева не является Лоренц-инвариантным.

**Локальные системы**

Гиббонс и Хокинг для описания черной дыры включают в действие $S_g = k\int R\sqrt{-g}\,d^4x$ свободную энергию $F = E - TS$, но для свободной энергии используют классическое выражение. Кроме того, Гиббонс и Хокинг использовали классический канонический ансамбль Гиббса, где вероятность реализации данного конкретного состояния с энергией $E_\tau$: $\omega_\tau = e^{E_\tau/kT}/Z$ где нормирующая статистическая сумма $Z = \sum_\tau e^{-E_\tau/kT}$. Энтропия системы по Гиббсу: $S = -k\int \rho \ln \rho\, d\tau$, где $\rho$ - плотность вероятности (из дискретного уравнения Шеннона). $S$ – положительная величина, при нулевой температуре обращающаяся в нуль. Вероятность описывается распределением Пуассона, Гаусса, биномиальным распределением и т.д.; через распределение Гаусса можно вычислять энтропию. Т.е. у Гибсона и Хокинга тепловая энергия просто добавляется к механической энергии системы. Однако теплота и механическая энергия преобразуются по-разному. 1-е начало термодинамики:

$$\delta Q = dU - \delta W$$

где $Q$ – теплота, $U$ – внутренняя энергия, $W$ – работа, в равновесных процессах $W = -PdV$, $P$ – давление, $V$ – объем; в неравновесных процессах $dW$ не является дифференциалом. Это линейная дифференциальная форма Пфаффа для 2 независимых переменных, нее условие интегрируемости Эйлера не выполняется, $\delta Q$ - функционал, не полный дифференциал несуществующей функции $Q(U,W)$.

Приращения работы и теплоты не являются полными дифференциалами, их бесконечно малые приращения не могут быть представлены в виде суммы попарных произведений частных производных на дифференциалы соответствующих переменных. 2-е начало термодинамики постулирует недоказуемое положение, что пфаффова форма $\delta Q$ при любом числе переменных всегда голономна и для любой закрытой термодинамической системы существуют энтропия. Неравновесная термодинамика бездоказательно переносит определение энтропии, данное для равновесия, на неравновесные состояния; уравнение для производства энтропии: $\partial S / \partial t + \nabla \cdot J = \sigma$, $\sigma \geq 0$, $J$ – поток энергии. Закон имеет форму уравнения Гиббса - Дюгема, со скоростью центра масс системы, но не содержащего гравитационного поля. Очевидно, что указанные выше постулаты могут быть отменены в ОТО. Уравнения, описывающие систему в ОТО, не обязаны быть голономными, говорить о возрастании энтропии бессмысленно. В космологическом смысле это может означать либо усиление диссипативных процессов во Вселенной, либо, наоборот, некие ограничения диссипации. В расширенной термодинамике нет локального равновесия. Если в космологии учесть вклад вакуума, 2-й закон термодинамики $\partial S / \partial t \geq 0$ выполняется, если и только если не нарушается энергодоминантность [8]. Однако нарушение энергодоминантности в полевых моделях – не редкость [9]. Хотя есть разные взгляды на определение температуры, связанной с движущимся телом [10], если ввести лоренц-инвариантную температуру, можно придать второму началу термодинамики $dQ = TdS,$ где энтропия $S$ - инвариант, релятивистскую форму, ввести 4-скорость $u$ и записать первое начало термодинамики:

$$\delta Q = dU - \delta W = dU - pdV + udp$$

где $U$ – внутренняя энергия, $W$ – работа внешних сил. В общем случае в уравнение входят обобщенные внешние силы, химический потенциал $\mu$ и изменение числа частиц $dN$. Т.к. границы влияют на систему, в качестве термодинамического потенциала удобно брать энтальпию. Для такой системы «обычная» энтальпия и импульс системы $\vec{g}$ образуют 4-вектор и за определение инвариантной энтальпии, одинаковой во всех системах отсчёта, берётся инвариантная функция этого 4-вектора:

$$H = \sqrt{(U + pV)^2 - c^2 \vec{g}^2}$$

Введем $\beta = \sqrt{1 - v^2 / c^2}$. Основное уравнение релятивистской термодинамики записывается (см. [11]) через дифференциал инвариантной энтальпии следующим образом:

$$dH = TdS + VdP / \beta + \mu dN$$

Поскольку объем преобразуется как $V = \beta V'$, из уравнения Клапейрона-Менделеева следует, что давление преобразуется следующим образом: $p = \beta^3 p'$. Тогда из 1-го начала термодинамики следует, что теплота и внутренняя энергия преобразуются так же, как и температура:

$$Q = \beta^4 Q' \text{ и } U = \beta^4 U'.$$

Поскольку $dN$ – инвариант, то $\mu = \beta^4 \mu'$. Однако сложность в переводе уравнений для энтропии или 2-го начала термодинамики в ковариантный вид так же и в том, что в ОТО тоже не существует равновесия и нет понятия термостата. Можно перейти к кинетическим уравнениям [12], уравнениям сплошной среды с температурой, [13] и т.д. Но 2-й закон термодинамики не меняется в классическом гравитационном поле, т.к. в его основе лежит симметрия эвклидова пространства. Но сильно искривленные пространства описываются иными группами симметрии, группой Бонди-Метцнера-Сакса и др. Т.е. теория вероятности в ОТО – другая, в ней распределения Гаусса (нормальное распределение Пирсона типа IX), Коши, Фишера, логнормального, Пуассона – не симметричны. В [2, с. 112] распределения Бозе и Ферми получают, исходя из классической функции распределения с релятивистским аргументом. Однако при преобразованиях Лоренца в распределении случайной величины вдоль вектора скорости системы отсчета смещается математическое ожидание $M = (M' + ut) / \beta$ и в формуле для плотности вероятности $f(x) = (\sigma\sqrt{2\pi})^{-1} \exp[-(x - M)^2 / 2\sigma^2]$ сокращается дисперсия $\sigma$ :

$$f(x) = (\gamma\sigma'\sqrt{2\pi})^{-1} \exp[-(x' - M')^2 / 2\beta^2\sigma'^2]$$

**Заключение.**

Таким образом, термодинамический подход не применим к Вселенной как к целому.

В термодинамическом подходе Хокинга и др. к черным дырам используется классическая схема, что тоже неприемлемо.

Классическая термодинамика не прим

Отметим, что термодинамика не имеет отношения к стреле времени. Термодинамика – это запрет на обратное движение атомов или молекул в ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ времени.
Система найденных элементов релятивистской термодинамики может позволить сделать шаг к ее ковариантной формулировке для локальных систем.

**Литература**

1. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975. 736 с.
2. Nicastro F, Kaastra J., Krongold Y. et al. Observations of the missing baryons in the warm–hot intergalactic medium. Nature. V. 558. P. 406–409 (2018). DOI https://doi.org/10.1038/s41586-018-0204-1
3. Palma G., Normale S., Sormani M. C., Peierls R. Counterintuitive effect of gravity on the heat capacity of a metal sphere: re-examination of a well-known problem https://arxiv.org/pdf/1502.01337.pdf
4. Даныльченко П. Релятивистская термодинамика с лоренц-инвариантным экстенсивным объемом, Универсум-Винница, 2006. С. 27-41.
5. Ott H. Z. f. Phys. 175, 70, 1963.
6. Каллен Г., Горвиц Дж. Релятивистская термодинамика. УФН. 1972. Т. 107. вып. 3. С. 489–502
7. Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. М.: Наука, 1974. 520 с.
8. Жоу Д., Касас-Баскес Х., Лебон Дж. Расширенная необратимая термодинамика. Ижевск, 2006. 487 с.
9. Ихлов Б. Л. Хиггсовский вакуум в калибровочной теории гравитации: Автореф. дисс. канд. физ. мат. наук, М., 1988. 14 с. http://ufn.ru/ufn72/ufn72_7/Russian/r727g.pdf
10. Шмутцер Э. «Симметрии и законы сохранения в физике». М.: Мир, 1974. 159 с.
11. Болгарский А. В. и др. Термодинамика и теплопередача. М.: Высшая школа, 1975. 495 с.
12. Де Гроот С., ван Леувен В., ван Верт Х. Релятивистская кинетическая теория. М.: «Мир», 1983.
13. Черный Л. Т. Релятивистские модели сплошных сред. М.: «Наука», 1983.