

РЕШАЮЩИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПРЯМОМУ ОПРЕДЕЛЕНИЮ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР В СТАЦИОНАРНОМ СОСТОЯНИИ В ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ

Опарин Е.Г.

Предлагаемый проект относится к области классической физики и неразрывно связан с насущной мировой проблемой получения экологически чистого, неисчерпаемого источника энергии, не вносящего теплового загрязнения в окружающую среду.

Решающий эксперимент возможен лишь в случае, если по одному и тому же вопросу имеются две конкурирующие, диаметрально противоположные теории, приводящие к двум прямо противоположным выводам. Именно такая ситуация существует в настоящее время в теории стационарного состояния газа в поле тяжести.

Ещё в 1866 году Дж.К. Максвелл показал: чтобы второе начало термодинамики было абсолютно справедливым для любых макроскопических систем, в том числе и находящихся в поле тяжести, необходимо, чтобы для всех газов, находящихся в стационарном состоянии в поле тяжести, стационарный вертикальный температурный градиент был одинаков [1].

Считая, что второе начало термодинамики является абсолютным, Максвелл совершенно необоснованно постулировал следующее гипотетическое утверждение: вертикальный температурный градиент для всех газов, находящихся в стационарном состоянии в поле тяжести равен нулю, то есть любой газ в стационарном состоянии в поле тяжести изотермичен. То есть, Максвелл основывался не на экспериментальном научном факте, а на введённом им гипотетическом утверждении. К сожалению, следует констатировать, что это гипотетическое утверждение Максвелла об изотермичности газа в стационарном состоянии в поле тяжести до сих пор не было подтверждено экспериментально, хотя и поддаётся экспериментальной проверке. Поэтому современная наука не может дать точный, однозначный ответ, основанный на экспериментальном научном факте, - на фундаментальный вопрос общей физики: **существует ли отличный от нуля вертикальный температурный градиент в газе в стационарном состоянии в поле тяжести, или же он для всех газов равен нулю?**

* * *

Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц, не утруждая себя доказательствами, предлагают принять на веру «... *постоянство температуры вдоль тела*», находящегося в стационарном состоянии в поле тяжести [2]. Также без доказательств К.А. Путилов [3] и Д.В. Сивухин [4] утверждают, что газ в стационарном состоянии в поле тяжести должен быть изотермичен. В 1923 году доказательству изотермичности газа, находящегося в стационарном состоянии в поле тяжести, П. Эренфест посвятил специально статью [5]. Однако, это доказательство П. Эренфеста нельзя признать строгим, так как в нём по существу - молчаливо - постулируется то, что требуется доказать, то есть **изотермичность** газа.

Действительно, в доказательстве П. Эренфест использует распределение Максвелла по скоростям молекул. Но распределение Максвелла получено и справедливо лишь для систем, находящихся в **термостате**. При строгом доказательстве следует иметь в виду, что как только мы воспользовались распределением Максвелла, - мы в дальнейшем будем иметь дело с термостатом, где **ни о каком распределении температур не может быть и речи.**

Аналогичную ошибку в доказательстве изотермичности газа в поле тяжести допустил В.Г. Левич [6, стр. 395]. Это доказательство основано на распределении Гиббса, которое, как известно, также получено и справедливо лишь для термостата. В.Г. Левич приводил также доказательство изотермичности газа в стационарном состоянии в поле тяжести на основании распределения Больцмана [6, стр. 485-486]. Но распределение Больцмана также получено и справедливо **лишь для термостата**.

Действительно, распределение Больцмана легко можно получить из дифференциального уравнения:

$$dP/P = - (m \cdot g \cdot H) / k \cdot T, \quad (1)$$

где: P - давление, m - масса молекулы, g - ускорение свободного падения, H - высота, k - постоянная Больцмана, T - температура.

Уравнение (1) можно решить для различных условий. Если задать условием постоянство температуры ($T = \text{const}$), то решением уравнения (1) будет:

$$P = P_0 \cdot e^{-(mgH/kT)}. \quad (2)$$

Так как $P = n \cdot k \cdot T$, то, подставляя значение P в (2), получим распределение Больцмана:

$$N = n_0 \cdot e^{-(mgH/kT)}.$$

Следовательно, распределение Больцмана получено из условия постоянства температуры. Поэтому, **доказывать изотермичность газа в поле тяжести на основании распределения Больцмана - бессмысленно**.

Также (молчаливо) постулировали то, что требуется доказать, - Дж. Ферцигер и Г. Капер [7], ссылаясь в доказательстве изотермичности газа в поле тяжести в стационарном состоянии на Н-теорему Больцмана, отмечая при этом, что в случае равновесного состояния - решением уравнения Больцмана «... является известная максвелловская функция распределения», полученная и справедливая, как известно, для термостата.

Доказательство изотермичности газа в стационарном состоянии в поле тяжести приведено и в известных фейнмановских лекциях по физике [8]. Однако, и это доказательство нельзя признать строгим, так как при этом (молчаливо) предполагается, что в металлическом вертикальном стержне, находящемся в поле тяжести, вертикальный температурный градиент равен нулю; и температура металлического вертикального стержня на разных высотах одна и та же. На этом основании делается вывод о равенстве температур в газе, находящемся в стационарном состоянии в поле тяжести на разных высотах.

* * *

Но наряду с этой общепризнанной теорией существуют и другие теории, доказывающие прямо противоположное. Так, ещё в 1886 году выдающийся русский аналитик Н.Н. Пирогов привёл аналитическое доказательство второго начала термодинамики [9]. Но при этом Пирогов также показал, что второе начало термодинамики применимо лишь для систем, на которые действуют лишь внутренние (относительно системы) силы и не применимо для систем, на которые действуют далекодействующие силы, например, сила поля тяжести [10]. Анализируя действие на систему внешних далекодействующих сил, Пирогов пришёл к выводу: «... температура системы (или тела), на которую действуют внешние или далекодействующие силы, при стационарном

состоянии системы, не одинакова во всем пространстве, занимаемом системой или телом» [10, стр. 166].

Независимо от Пирогова, в 1897 году К.Э. Циолковский пришёл к выводу, заключающемуся в том, что в газе - в стационарном состоянии - поле тяжести может вызывать «... страшную разницу температур между внутренними и наружными частями небесных тел» [11]. Этот вывод К.Э. Циолковский развил в работе «Второе начало термодинамики» [12].

В наши дни выводы Пирогова и Циолковского были подтверждены в ряде работ проф. В.Ф. Яковлева, который привёл ряд доказательств того, что в газе в стационарном состоянии в поле тяжести должен быть отличный от нуля вертикальный температурный градиент [13-17]. Яковлев показал, что при обратимых изоэнтропических перемещениях газа по высоте в поле тяжести ($dQ = 0$) возникает изоэнтропический вертикальный температурный градиент, который равен адиабатическому вертикальному температурному градиенту, являющемуся рабочим понятием в метеорологии, геофизике, физике атмосферы, физике атмосфер планет [15]:

$$(dT/dH)_{из.} = (dT/dH)_{ад.} = -g/C_p, \quad (3)$$

где: C_p - теплоёмкость газа при постоянном давлении. По закону Фурье, любой температурный градиент, в том числе и адиабатический вертикальный, вызывает поток тепла в сторону, противоположную градиенту температуры. То есть в вертикальном столбе газа в поле тяжести возникает поток тепла снизу вверх, обусловленный адиабатическим вертикальным температурным градиентом:

$$g = \Delta Q / (F \cdot \Delta t) = -\alpha \cdot (dT/dH)_{ст.}, \quad (4)$$

где: ΔQ - количество теплоты, переносимое через поперечное сечение столба газа F за время Δt ; α - коэффициент теплопроводности газа. В стационарном состоянии газа этот поток тепла компенсируется равным ему по мощности, но противоположным по направлению потоком тепла сверху вниз, обусловленным изменением потенциальной энергии газа в поле тяжести, то есть градиентом потенциала и сопротивлением среды, определяемой вязкостью газа [13]:

$$G = \Delta A / (F \cdot \Delta t) = -\xi \cdot (d\phi/dH), \quad (5)$$

где: ΔA - изменение потенциальной энергии газа в столбе газа с поперечным сечением F за время Δt ; $d\phi/dH$ - градиент потенциала ($d\phi/dH = -g$).

В стационарном состоянии потоки (4) и (5) взаимно уравниваются, то есть $g + G = 0$. Отсюда, стационарный вертикальный температурный градиент в газе в поле тяжести с учётом, теплопроводности газа будет равен:

$$(dT/dH)_{ст.} = (\xi/\alpha) \cdot g \quad (6)$$

Из молекулярно-кинетической теории газа следует, что $\alpha/\xi C_p = 3/2$. Следовательно, равенство (6) можно представить в виде:

$$(dT/dH)_{ст.} = -2/3 \cdot g/C_p = (dT/dH)_{ад.} \quad (7)$$

Расчётное по (7) значение стационарного вертикального температурного градиента хорошо согласуется с реально существующими стационарными вертикальными температурными градиентами тропосфер Земли [18] и Венеры, где в первом приближении можно считать, что газы находятся в стационарном состоянии [15]. Существование этих реально существующих градиентов тропосфер планет принимается без объяснений.

Необходимость существования стационарного вертикального температурного градиента в газе в поле тяжести в стационарном состоянии становится очевидной из рассмотрения следующего мысленного эксперимента. П. Эрэнфест рассматривал «... *самый простой предельный случай: соударений молекул газа друг с другом нет, отражение при ударе о верхнюю крышку и вертикальные стенки сосуда абсолютно упругое, но с дном, которое поддерживается при постоянной температуре T, - происходит обмен теплом*» [5].

Принимая все допущения П. Эрэнфеста, перевернём сосуд на 180° относительно горизонтальной оси и рассмотрим заполнение вакуумного сосуда сверху вниз, то есть пусть верхняя крышка сосуда поддерживается при постоянной температуре T, а отражение от дна и боковых стенок - абсолютно упругое. Тогда, после установления стационарного состояния в верхней части сосуда, - распределение молекул газа по скоростям будет максвелловским, с температурой T, а в нижней части сосуда - скорости всех без исключения молекул будут больше, чем вверху, за счёт увеличения вертикальных составляющих скоростей на величину $\sqrt{2 \cdot g \cdot H}$: Следовательно, средняя кинетическая энергия молекул газа, определяющая температуру газа, вверху и внизу сосуда будет не одинакова.

Таким образом, выводы Пирогова, Циолковского, доказательство Яковлева и рассмотренный мысленный эксперимент противоречат общепризнанной теории стационарного состояния газа в поле тяжести и ещё раз указывают на необходимость **суда эксперимента.**

Из [7] следует, что для двух вертикальных столбов газов, с различными теплоёмкостями и термоизолированных между собой, за исключением нижних оснований, находящихся в тепловом контакте, - между верхними основаниями столбов газов в стационарном состоянии будет разность температур:

$$\Delta T = 2/3 \cdot g \cdot \Delta H \cdot (1/C_{p1} - 1/C_{p2}), \quad (8)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют первому и второму газам соответственно.

Эта разность температур, определяемая по соотношению (8), может быть использована для получения энергии. Величины удельных теплоёмкостей газов и, следовательно, их вертикальные температурные градиенты существенно отличаются между собой. Так, например, удельные теплоёмкости водорода и астата соответственно равны 14 423 Дж/кг⁰К и 88,6 Дж/кг⁰К, а их адиабатические температурные градиенты соответственно равны 0,68⁰К/км и 111⁰К/км.

* * *

Для проведения решающего эксперимента нет принципиальных технических трудностей. С целью увеличения ожидаемой разности температур следует проводить исследования с тяжёлыми газами, например, с ксеноном, радоном и др. ($(dT/dh)_{ст.} \geq 50 \div 60^0\text{К/км}$).

Ориентировочная высота столба газа ~ 10 м. Причём, конструктивно следует предусмотреть возможность поочерёдного изменения положения столба газа и установки его - то в горизонтальное, то в вертикальное положение. Это можно обеспечить поворотом конструкции с исследуемым газом вокруг горизонтальной оси. При высоте столба газа ~ 10 м и ожидаемой разности температур 0,5⁰К можно получить уверенное измерение этой величины термопарой Cu-Konst. (5,36 милливольт на 100⁰К) при последовательном соединении пяти спаев-пар. При измерении компенсационным методом мощность в измерительной цепи термопар будет практически равна нулю.

За основу конструкции цилиндра с газом можно принять пластмассовую трубку из полиэтилена низкого давления или из полипропилена [19]. Ориентировочные размеры трубы: длина ~ 10 м, диаметр ~ 2 м., толщина стенки ~ 5 мм. К ней снаружи привариваются рёбра жёсткости и обечайки для упрочнения конструкции. Коаксиально с этой (внутренней трубой) на

некотором расстоянии от неё устанавливается наружная труба из того же материала. Пространство между трубами герметично; в нём создаётся вакуум форвакуумным и ртутным насосами для уменьшения теплопроводности. Примерный вес конструкции 1 тонна. Основания цилиндров съёмные (на болтах). На каждом из оснований крепятся вентили для ввода газа и ввода термодинамической энергии.

Основное необходимое оборудование, приборы:

- форвакуумные и ртутные насосы;
- цифровые микровольтметры (например, Ц1313);
- потенциометры класса 0,2;
- газовые баллоны с газом;
- резиновые шланги;
- подъёмное устройство (тельфер).

Для проведения эксперимента необходимы два изолированных помещения, разделённые стенкой. Помещение для проведения эксперимента: 12 м × 12 м × 12 м с кондиционером, обеспечивающим постоянство температуры $\pm 1^0$ С. Измерительная комната с баллонами, рабочим столом 5 м × 5 м × 3 м.

В случае получения положительного результата эксперимента (что наиболее вероятно) будут получены научные основы для получения принципиально нового, экологически чистого, не вносящего теплового загрязнения в окружающую среду неисчерпаемого по ресурсу источника энергии.

Значение и необходимость такого источника энергии для выживания и развития человечества нет необходимости доказывать.

Литература

1. Maxwell J.C. Philosophical Transactions of Royal society of London. - London. 157.1867.P. 49-88.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том 5. Статистическая физика. - М., «Наука», 1964, стр. 93.
3. Путилов К.А. Курс физики. Том 1. - М., «Физматгиз», 1962.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 2. - М., «Наука», 1979.
5. Эренфест П. Относительность. Кванты. Статистика. - М. «Наука». 1972, стр. 116-118.
6. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Том 1. - М., «Наука», 1969.
7. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. - М., «Мир», 1976.
8. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Том 4. - М., «Мир», 1967, стр. 26.
9. Пирогов Н.Н. Новое доказательство 2 начала термодинамики. / Журнал «ЖРФХО», 1886, т. 18, вып. 9, стр. 307-326.
10. Пирогов Н.Н. Применимость 2 начала к системам, на которые действуют внешние силы / Журнал «ЖРФХО», 1887, т. 19, отд. 1, стр. 100-120; 57-176.
11. Циолковский К.Э. Продолжительность лучеиспускания Солнца. / «Научное обозрение», № 7, 1987, стр. 46-61.
12. Циолковский К.Э. Второе начало термодинамики. - Калуга. 1914.
13. Яковлев В.Ф. О стационарных градиентах температур в газах, распределённых в потенциальных полях. // «Применимость ультразвуки к исследованию вещества», Вып. 25. - М., 1971.
14. Яковлев В.Ф. / «Журнал физической химии», 1984, Т. 58, стр. 1821.
15. Яковлев В.Ф. Курс физики. Теплота и молекулярная физика. - Москва, «Просвещение», 1976.

16. Яковлев В.Ф. / «Журнал физической химии», 1982. Том 46, стр. 2201.

17. Яковлев В.Ф. О стационарных градиентах температур в газовых средах, распределённых в потенциальных полях. / «Исследование динамических процессов в верхней атмосфере».- М., «Моск. отд. Гидрометеоиздата», 1983.

18. Атмосфера стандартная. Параметры. ГОСТ 4401-81. Государственный комитет СССР по стандартизации. - М., 1981.

19. Зайцев К.И. Пластмассовые трубы вместо стальных. / «Строительство трубопроводов», 1985, ? 7.

03.01.1989 г.

Опарин Евгений Григорьевич, – инженер-физик, действительный член Русского Физического Общества (1991).

Опубликовано: журнал «ЖРФМ», 1991, № 1, стр. 40-46.