

"Sobre a aplicação do teorema da equivalência das transformações ao trabalho interno de uma massa de matéria", de Rudolph Clausius
Philos. Mag. Ser. 24, 14, 201 (1862)

Em um estudo publicado no ano de 1854, no qual eu tentei simplificar um tanto os desenvolvimentos que havia publicado anteriormente, eu deduzi, a partir de minha proposição fundamental que *o calor não pode por si mesmo passar de um corpo mais frio para um corpo mais quente*, um princípio que está bastante relacionado, mas não coincide inteiramente, com o princípio deduzido pela primeira vez por S.Carnot a partir de considerações de outra classe, baseadas em visões antigas da natureza do calor. [Este princípio] se refere às circunstâncias em que trabalho pode ser transformado em calor, e, inversamente, calor em trabalho; eu o chamei *Princípio da Equivalência das Transformações*.

Em geral, quando o estado de um corpo muda, há trabalho realizado tanto *externa* quanto *internamente* - o trabalho externo se refere às forças que outros corpos exercem sobre o corpo considerado, e o trabalho interno diz respeito às forças exercidas pelas moléculas constituintes do corpo umas sobre as outras. O trabalho interno é na sua maior parte tão pouco conhecido, além de ser ligado com outra quantidade igualmente desconhecida, que, ao tratá-lo, somos obrigados, em alguma medida, a confiar nas probabilidades; ao passo que o trabalho externo é imediatamente acessível à observação e à medida, e portanto permite um tratamento mais preciso. Em meu trabalho anterior, como quisesse evitar tudo que fosse hipotético, excluí completamente o trabalho interno, o que foi possível fazer me restringindo à consideração de *processos circulares*, ou seja, operações nas quais as modificações pelas quais o corpo passa são tais que ele retorna à sua condição inicial. Nestas operações, o trabalho interno que é efetuado durante as modificações específicas, umas positivas, outras negativas, se neutraliza, de forma que tudo que sobra é o trabalho externo, para o qual pode-se demonstrar o princípio em questão com precisão matemática, partindo da proposição fundamental mencionada acima.

Adiei até agora a publicação do restante de meu teorema, porque ele leva a consequências que estão em considerável dissonância com as idéias prevalentes até agora sobre o calor contido nos corpos, e portanto achei desejável testá-lo um pouco mais. No decorrer dos anos, fui me convencendo mais e mais que não devemos dar um peso muito grande àquelas idéias, que, afinal de contas, se fundam mais no uso do que numa base científica, e assim concluí que não devo mais hesitar a submeter ao público científico o teorema da equivalência das transformações em sua forma completa, com os princípios a ele associados. Arrisco a esperança de que a importância destes princípios, supondo-os verdadeiros, em relação à teoria do calor virão justificar sua publicação na presente forma hipotética.

Em todo caso, quero deixar claro que, independente das hesitações que possam haver em admitir verdadeiros os princípios que enunciarei a seguir, as conclusões às quais cheguei em meu trabalho anterior, referentes aos processos circulares, mantêm sua autoridade integral.

§1. Inicio por enunciar brevemente o princípio da equivalência das transformações, já desenvolvido por mim, para poder conectá-lo com as considerações feitas a seguir.

Quando um corpo passa por um processo circular, pode-se ganhar uma certa quantidade de trabalho externo, e nesse caso alguma quantidade de calor

deve ser gasta; inversamente, pode-se consumir uma certa quantidade de trabalho e ganhar uma certa quantidade de calor. Pode-se expressar esta idéia dizendo: *O calor pode ser transformado em trabalho, ou o trabalho em calor, por um processo circular.*

Pode haver também outro efeito de um processo circular: o calor pode ser transferido de um corpo para outro, pelo corpo que sofre modificações absorvendo calor de um corpo e emitindo-o de novo a outro. Nesse caso, os corpos entre os quais ocorre a transferência de calor podem ser vistos apenas como reservatórios de calor, e sobre eles não necessitamos saber nada, exceto suas temperaturas. Se suas temperaturas são distintas, o calor passa, ou do corpo mais quente para o corpo mais frio, ou do corpo mais frio para o corpo mais quente, de acordo com a direção em que ocorre a transferência de calor. Em nome da uniformidade, podemos designar essa passagem de calor de *transformação*, na medida em que podemos dizer que *o calor de uma temperatura é transformado em calor de outra temperatura.*

As duas formas de transformação mencionadas estão relacionadas de tal maneira que uma pressupõe a outra, de forma que uma pode substituir a outra. Se denominarmos equivalentes as transformações que podem substituir uma a outra, e procuramos expressões matemáticas que determinam a quantidade de transformação de tal maneira que transformações equivalentes se tornam iguais em magnitude, chegamos à seguinte expressão: *Se uma quantidade de calor Q da temperatura t é produzida a partir do trabalho, o valor equivalente desta transformação é*

$$Q/T$$

e se a quantidade de calor Q passa de um corpo cuja temperatura é t_1 para outro cuja temperatura é t_2 , o valor equivalente desta transformação é

$$Q(1/T_2 - 1/T_1),$$

onde T é uma função da temperatura que é independente do tipo de processo através do qual é efetuada a transformação, e T_1 e T_2 denotam os valores desta função correspondentes às temperaturas t_1 e t_2 . Mostrei em outras considerações que T é muito provavelmente nada mais do que a temperatura absoluta.

Essas duas transformações permitem-nos reconhecer os sentidos positivo e negativo das transformações. Em primeiro lugar, Q é tomado positivo quando trabalho é transformado em calor, e negativo quando calor é transformado em trabalho. Em segundo, podemos sempre tomar Q como positivo, pois o sentido inverso das transformações é indicado pela possibilidade de termos a diferença $1/T_2 - 1/T_1$ positiva ou negativa. Veremos que a passagem de calor de uma temperatura mais alta para uma temperatura mais baixa é vista como uma transformação positiva, e a passagem de uma temperatura mais baixa para uma temperatura mais alta como uma transformação negativa.

Se representamos as transformações que ocorrem em um processo circular por estas expressões, a relação que existe entre elas podem ser enunciadas de forma simples e definida. Se o processo que ocorre é reversível, as transformações que ocorrem devem ser em parte positivas e em parte negativas, e os valores equivalentes das transformações positivas devem, no total, serem iguais ao valor equivalente das transformações negativas, de forma que a soma algébrica dos valores equivalentes é $= 0$. Se o processo circular não é reversível, os valores equivalentes das transformações positivas e negativas não são necessariamente iguais, mas podem diferir de maneira que as transformações positivas predominem. A proposição a respeito dos valores equivalentes das transformações pode ser enunciado da seguinte forma: *A soma*

algébrica de todas as transformações que ocorrem em um processo circular só pode ser positiva, ou, em um caso extremo, igual a zero.

A expressão matemática desta proposição é a seguinte. Seja dQ um elemento de calor doado do corpo a qualquer reservatório durante sua modificação (calor que ele absorve de um reservatório é tido como negativo) e T a temperatura absoluta do corpo no momento de ceder este calor, então a equação

$$\int dQ/T = 0 \dots\dots\dots (I)$$

é verdadeira para todo processo circular reversível e a relação

$$\int dQ/T \geq 0 \dots\dots\dots (Ia)$$

deve ser verdadeira para todo processo circular possível.

§2. Embora a necessidade desta proposição admita prova matemática estrita, se partirmos do princípio fundamental mencionado acima, sua forma é abstrata e é difícil fazer a mente abraçá-la, e assim sentimo-nos compelidos a buscar sua causa física precisa, da qual essa proposição é uma consequência. Além disso, como não há diferença essencial entre o trabalho interno e externo, podemos supor com uma quase certeza que uma proposição que se aplica de forma tão geral ao trabalho externo não pode estar restrita a este, mas que, onde o trabalho externo se combina com trabalho interno, [a proposição] se aplica também ao último [trabalho interno].

Considerações dessa natureza me levaram, em minhas primeiras investigações da teoria mecânica do calor, a supor uma lei geral a respeito da dependência da temperatura da força ativa do calor. Entre as consequências desta lei está o princípio da equivalência das transformações em sua forma mais completa, além de outras conclusões importantes. Enunciarei de uma vez essa lei, e tentarei deixar claro seu significado através de alguns comentários. Quanto às razões para supô-la verdadeira, que não são imediatamente aparentes de sua probabilidade interna, ficarão mais claras no decorrer deste trabalho. Ela é :

Em todos os casos em que o calor faz trabalho mecânico sobrepondo-se a uma resistência, a magnitude da resistência que ele é capaz de superar é proporcional à temperatura absoluta.

Para entender o significado desta lei, devemos considerar mais de perto os processos através dos quais o calor pode realizar trabalho mecânico. Estes processos sempre podem ser reduzidos à alteração de uma forma ou de outra do arranjo das moléculas constituintes do corpo. Por exemplo, os corpos se expandem pelo calor, sendo suas moléculas separadas umas das outras: nesse caso, devem ser superadas as atrações mútuas entre as moléculas, por um lado, e, do outro, as forças externas. De novo, o estado de agregação dos corpos é alterado pelo calor, os corpos sólidos se tornam líquidos, e tanto corpos sólidos quanto líquidos se transformam em aeriformes: nesse caso também forças internas, e, em geral, também forças externas, devem ser superadas.

.....[menciona relação entre calor e eletricidade].....o arranjo das moléculas é alterado. Pois mesmo quando um corpo permanece no mesmo estado de agregação, suas moléculas não mantêm posições invariáveis fixas, mas estão permanentemente em um estado de movimento maior ou menor. Assim, quando falamos do *arranjo de moléculas* em um instante particular qualquer, compreende-se ou o arranjo que resultaria caso as moléculas fossem fixadas nas posições que ocupam no instante de tempo em questão, ou podemos supor que é o arranjo resultante da situação em que cada molécula ocupa sua posição média. Agora o efeito do calor sempre tende a diminuir as conexões entre as moléculas e a aumentar as distâncias médias entre

elas. Para sermos capazes de representar isto matematicamente, expressaremos o grau no qual as moléculas estão dispersas introduzindo uma nova grandeza que chamaremos *desagregação* do corpo, com a ajuda da qual podemos definir o efeito do calor como o de ser uma tendência para aumentar a desagregação. Podemos chegar a uma medida desta grandeza da forma que descreveremos a seguir.

....[discute o caso da eletricidade].....

§3. Se consideramos mais de perto os vários casos que ocorrem, em relação às forças que operam em cada um deles, o caso da expansão de gases permanentes se apresenta como o mais simples. Podemos concluir de certas propriedades dos gases que a atração mútua entre suas moléculas nas distâncias médias é muito pequena, e portanto a resistência à expansão do gás é muito pequena, de forma que a resistência das laterais do recipiente que contém o gás deve manter o equilíbrio com quase todo o efeito do calor. Assim, a pressão sensível externa de um gás forma uma medida aproximada da força separativa do calor contido no gás; portanto, de acordo com a proposição anterior, deve ser aproximadamente proporcional à temperatura absoluta. A probabilidade interna da verdade deste resultado é tão grande, que muitos físicos desde Gay-Lussac e Dalton têm suposto essa proporcionalidade sem nenhuma hesitação, e a têm utilizado para calcular a temperatura absoluta.

...[novamente caso elétrico]....

As forças exercidas pelas moléculas umas sobre outras não são tão simples a ponto de podermos substituir as moléculas por pontos; pois há muitos casos em que é fácil ver que não devemos considerar apenas as distâncias entre as moléculas, mas também suas posições relativas. Se tomamos, por exemplo, a fusão do gelo, não há dúvida que forças internas, exercidas pelas moléculas umas sobre as outras, têm que ser vencidas, e portanto ocorre a desagregação; no entanto, na água as moléculas não estão tão distantes entre si quanto no gelo, pois a água é o mais denso dos dois. De novo, o comportamento peculiar da água, que se contrai quando aquecida acima de 0°C , e que só se expande para temperaturas acima de 4°C , também mostra que na água líquida, nas proximidades do ponto de fusão a desagregação não está associada a um aumento das distâncias médias de suas moléculas. No caso das forças internas, seria muito difícil - mesmo se não quiséssemos medi-las, mas apenas representá-las matematicamente - encontrar uma expressão que permitisse uma determinação simples da grandeza. Essa dificuldade, no entanto, desaparece, se utilizarmos para o cálculo não as forças em si mesmas, mas o *trabalho mecânico* requerido para uma determinada alteração do arranjo. As expressões para as quantidades de trabalho são mais simples do que as [expressões] para as forças correspondentes; pois as quantidades de trabalho podem todas ser expressas, sem nenhuma consideração adicional, em números da mesma unidade, que podem ser adicionados ou subtraídos uns dos outros, quaisquer que sejam as forças envolvidas.

É então conveniente alterar a forma do teorema acima, introduzindo no lugar das forças o trabalho necessário para superá-las. Nessa forma ele lê-se da seguinte maneira:

O trabalho mecânico que deve ser efetuado pelo calor em qualquer alteração do arranjo de um corpo é proporcional à temperatura absoluta em que ocorre essa alteração.

§4. O teorema não fala do trabalho que o calor faz, mas do trabalho que ele *pode fazer*; analogamente, na primeira forma do teorema, fala-se das resistências que o calor pode superar. Essa distinção é necessária pelas seguintes razões.

Como as forças externas que agem sobre um corpo enquanto este sofre uma alteração de arranjo podem variar muito, pode acontecer que o calor, enquanto causa uma mudança de arranjo, não supere toda a resistência que ele teria possibilidade de superar. Um exemplo bem conhecido e muito citado é o de um gás que se expande sob condições em que ele não precisa superar uma pressão igual à sua própria força expansiva, como, por exemplo, no caso em que o espaço preenchido pelo gás é comunicável com outro [espaço] vazio ou com gás em pressão mais baixa. Para determinar a força do calor nestes casos, devemos evidentemente considerar não a resistência que foi de fato vencida, mas aquela que poderia ser vencida.

Também em alterações de arranjo do tipo oposto, isto é, onde a ação do calor é superada por forças opostas, deve-se fazer uma distinção semelhante, mas limitada à seguinte [condição] - que a quantidade total de forças por cuja ação o calor é vencido pode ser maior do que a força do calor, mas não menor.

Podemos caracterizar os casos em que essas diferenças ocorrem da seguinte maneira. Quando ocorre uma alteração de arranjo de forma que a força e a contra-força são iguais, a alteração pode ocorrer na direção oposta sob a influência das mesmas forças. Mas se ela [alteração] ocorre de forma que a força que supera é maior do que a [força] superada, a transformação não pode ocorrer sob a influência das mesmas forças. Podemos dizer que a transformação ocorreu no primeiro caso de forma *reversível*, e no segundo de forma *irreversível*.

Rigorosamente falando, a força que supera deve sempre ser mais poderosa que a força a superar; mas como o excesso de força não precisa ter um valor definido, podemos imaginá-lo tornando-se continuamente menor, de forma que seu valor se aproxime de zero tão perto quanto se queira. Portanto vê-se que a transformação que ocorre reversivelmente é um limite que na realidade nunca é alcançado, mas do qual podemos aproximarmos tanto quanto desejemos. Podemos em discussões teóricas falar deste caso como se existisse; de fato, como caso limite, ele possui importância teórica.

Vou usar esta oportunidade para mencionar um outro processo em que a mesma distinção deve ser percebida. Para que um corpo transfira calor a outro por condução ou radiação (no caso da radiação, entende-se que falamos de um corpo que emite mais calor do que recebe), o corpo que descarta calor deve estar mais quente que o corpo que recebe calor; e assim a passagem de calor de entre dois corpos de temperaturas diferentes só pode ocorrer em uma direção, mas não na direção contrária. O único caso em que a passagem de calor pode ocorrer igualmente nas duas direções é aquele em que ela ocorre entre corpos a mesma temperatura. Rigorosamente, no entanto, a comunicação de calor de um corpo a outro de mesma temperatura não é possível; mas como a diferença de temperatura pode ser tão pequena quanto desejemos, o caso em que essa diferença é nula, sendo a passagem de calor correspondente reversível, é um caso limite que pode ser entendido como teoricamente possível.

§ 5. Vamos agora deduzir a expressão matemática para o teorema acima, tratando em primeiro lugar do caso em que a mudança de condição do corpo considerado ocorre *reversivelmente*. O resultado ao qual chegaremos é passível

de generalização, de forma a incluir os casos nos quais a alteração ocorre de maneira irreversível.

Suponha que o corpo sofre uma alteração infinitamente pequena de condição, através da qual a quantidade de calor contida nele, bem como o arranjo de suas moléculas constituintes pode se alterar. Vamos denotar a quantidade de calor contida nele por H , e a alteração desta quantidade por dH . Além disso, vamos designar o trabalho, tanto interno quanto externo, efetuado pelo calor na mudança de arranjo, por dL , uma quantidade que pode ser tanto positiva, correspondendo à situação em que a força ativa do calor supera as forças agindo em direção contrária, como negativa, em caso contrário. Obtemos o calor consumido para produzir esta quantidade de trabalho multiplicando o calor pelo calor-equivalente de uma unidade de trabalho que chamaremos A ; ele [calor] é portanto AdL .

A soma $dH+AdL$ é a quantidade de calor que o corpo deve receber de fora, e deve portanto retirar de outro corpo durante esta alteração de [sua] condição. No entanto, já representamos por dQ a quantidade infinitamente pequena de calor doada a outro corpo pelo corpo [de interesse] que está sofrendo alteração, portanto devemos representar por $-dQ$ o calor que ele retira de outro corpo. Obtemos então a equação

$$-dQ=dH+AdL,$$

ou

$$dQ+dH+AdL=0.....(1)$$

Para que possamos introduzir a desagregação na fórmula, precisamos definir como vamos determiná-la como uma quantidade matemática.

A desagregação representa, como dito no §2, o grau de dispersão do corpo. Assim, por exemplo, a desagregação é maior no estado líquido que no sólido, e maior no estado aeriforme que no líquido. Além disso, se parte de uma matéria é sólida, e o resto é líquido, a desagregação é tanto maior quanto maior a proporção de massa líquida; analogamente, se uma parte é líquida e a outra é aeriforme, a desagregação é tanto maior quanto maior a porção aeriforme. A desagregação do corpo é determinada exatamente quando o arranjo de suas moléculas constituintes é dado; mas, por outro lado, [o inverso não vale,] não podemos dizer que se conhecemos a quantidade de desagregação o arranjo das moléculas constituintes é determinado. Pode ser, por exemplo, que a desagregação de uma certa quantidade de matéria seja a mesma [para duas situações diferentes] em que uma parte dela estiver sólida e outra aeriforme, ou [na situação] em que a massa esteja toda líquida.

Vamos agora supor que, com a ajuda do calor, o corpo muda seu estado, e vamos provisoriamente restringir nossa atenção aos casos em que as mudanças de estado podem ocorrer de forma constante e reversível, como vamos também supor que o corpo tem uma temperatura uniforme o tempo todo. Como o aumento da desagregação é a ação através da qual o calor realiza trabalho, decorre que a quantidade de trabalho deve ser proporcional à quantidade de aumento de desagregação; vamos por enquanto, numa determinação ainda arbitrária, fixar a quantidade de desagregação tal que, a uma dada temperatura, o aumento de desagregação será proporcional ao trabalho que o calor poderia realizar naquela temperatura. Tudo que diz respeito à influência da temperatura está determinado no teorema que se segue. Pois se a mesma variação de desagregação ocorre a uma temperatura diferente, o trabalho correspondente deve ser proporcional à temperatura absoluta. Assim, seja Z a desagregação do corpo, e dZ uma alteração infinitamente pequena dela, seja dL a quantidade infinitamente pequena de trabalho, e podemos fazer

$$dL = KTdZ,$$

ou

$$dZ = dL/KT,$$

onde K é uma constante dependente da unidade na qual Z deve ser medida, sobre a qual ainda não decidimos. Vamos escolher esta unidade de medida tal que $K=1/A$, e a equação fica

$$dZ = AdL/T \dots \dots \dots (2)$$

Se supomos que esta expressão é integrada, começando com a condição inicial em que Z tem valor Z_0 , obtemos

$$Z = Z_0 + \int AdL/T \dots \dots \dots (3)$$

A quantidade Z é assim determinada, exceto pela constante dependente da condição inicial escolhida.

.....
Agora retornamos à equação (1), e com a ajuda da equação (2) eliminamos dela o elemento de trabalho dL. Obtemos

$$dQ + dH + TdZ = 0 \dots \dots \dots (4)$$

Ou, dividindo por T,

$$(dQ + dH)/T + dZ = 0 \dots \dots \dots (5)$$

Supondo que esta equação é integrada para uma mudança finita de condição, obtemos,

$$\int (dQ + dH)/T + \int dZ = 0 \dots \dots \dots (II.)$$

.....
A equação (II.) é a expressão matemática do teorema acima que estávamos procurando, para todas as alterações reversíveis da condição de um corpo; e é claro que continua valendo se ocorrerem um série de alterações de condição sucessivas, em vez de uma única.

"Sobre as diferentes formas das equações fundamentais da teoria mecânica do calor e sua conveniência para a aplicação", de Rudolph Clausius

Ann. der Phys. Chem. 125, 353 (1865)

.....

Obtemos a equação

$$\int dQ/T = S - S_0$$

que, embora num arranjo diferente, é a mesma que utilizamos anteriormente para determinar S.

Se queremos designar S por um nome apropriado podemos dizer que ela é o conteúdo de transformação do corpo, da mesma forma que dizemos que a quantidade U é o calor e conteúdo de trabalho do corpo. Entretanto, como eu penso que é melhor adotar para quantidades como estas, que são importantes para a ciência, das línguas antigas, de forma que possam ser introduzidas sem modificação em todas as línguas, proponho denominar a grandeza S *entropia* do corpo, da palavra grega *ητροη*, uma transformação. Escolhi intencionalmente a palavra *entropia* para que fosse o mais similar possível à palavra *energia*, pois ambas essas quantidades, que devem tornar-se conhecidas por estes nomes, estão tão próximas em significado físico que me parece vantajoso que seus nomes também guardem alguma similaridade.

.....

Finalmente, vou me permitir tocar um assunto cujo tratamento completo não cabe aqui, pois as assertivas necessárias tomariam muito espaço. Mas acredito que mesmo uma breve abordagem do assunto não deixe de ter interesse, pois vai contribuir para o reconhecimento da importância das quantidades que introduzi na formulação da segunda lei da teoria mecânica do calor.

A segunda lei, na forma como a introduzi, estabelece o fato de que todas as transformações que ocorrem na natureza por si mesmas, isto é, sem compensação, ocorrem em um certo sentido que tomei como positivo, mas só podem ocorrer em sentido oposto, ou negativo, quando são compensadas por transformações positivas que ocorrem ao mesmo tempo. A aplicação dessa lei ao universo leva a uma conclusão para a qual W. Thomson foi o primeiro a chamar a atenção e sobre a qual falei em um trabalho publicado recentemente. Esta conclusão é que, se de todas as mudanças de estado que ocorrem no universo as transformações em um sentido superam em medida as que ocorrem em sentido oposto, então a condição geral do universo mudará mais e mais no primeiro sentido, e o universo caminhará persistentemente na direção de um estado final.

Surge a questão de se este estado final pode ser caracterizado de forma simples e definida. Isto pode ser feito tratando-se as transformações, como fiz, como quantidades matemáticas, cujos valores equivalentes podem ser calculados e reunidos em uma soma por adição algébrica.

Nos trabalhos que publiquei até agora, fiz cálculos deste tipo relacionados com o calor presente nos corpos e com o arranjo dos constituintes dos corpos. Para cada corpo encontram-se duas quantidades, o valor de transformação de seu conteúdo de calor e sua desagregação, cuja soma é a sua [do corpo] entropia. Isto ainda não completa nossa tarefa. A discussão deve ser estendida para o calor radiante, ou dito de outra forma, para o calor transmitido através do universo na forma de vibrações viajantes do éter, como também a outros movimentos semelhantes que não podem ser compreendidos como calor.

O tratamento destes últimos movimentos, na medida em que são movimentos de massas ponderáveis, pode ser rapidamente acertado, pois através de um argumento simples chegamos à seguinte conclusão: Se uma massa, muito grande, [tão grande] que por comparação podemos considerar o átomos como desprezível em tamanho, move-se como um todo, o valor de transformação deste movimento deve ser considerado da mesma forma desprezível em comparação com sua energia cinética; do que segue que, se este movimento é transformado em calor através de resistência passiva, então o valor equivalente da transformação não-compensada é representada simplesmente pelo valor de transformação do calor produzido. Quanto ao calor radiante, não podemos tratá-lo de forma tão breve, pois é preciso um tratamento especial para descobrir como determinar seu valor de transformação. Embora eu já tenha discutido o calor radiante em sua conexão com a teoria mecânica do calor no trabalho que publiquei recentemente, e que mencionei acima, ainda não tratei a questão que se coloca aqui, pois naquele caso tinha como objetivo apenas provar que não havia contradição entre as leis do calor radiante e uma lei fundamental que propus na teoria mecânica do calor. Reservo para consideração futura a aplicação mais particular da teoria mecânica do calor, e especialmente a lei de equivalência de transformações, ao calor radiante.

Para o momento, me restrinjo a anunciar como resultado de minha discussão que, se pensamos naquela quantidade que, relacionada a um único corpo chamei de sua entropia, e associarmos [essa quantidade] de forma consistente, considerando todas as circunstâncias, ao universo, e se em relação a ele [universo] utilizarmos o outro conceito mais simples, o de energia, podemos expressar as leis

fundamentais do universo que correspondem às duas leis fundamentais da teoria mecânica do calor da seguinte forma simples.

1. A energia do universo é constante.
2. A entropia do universo tende a um máximo.