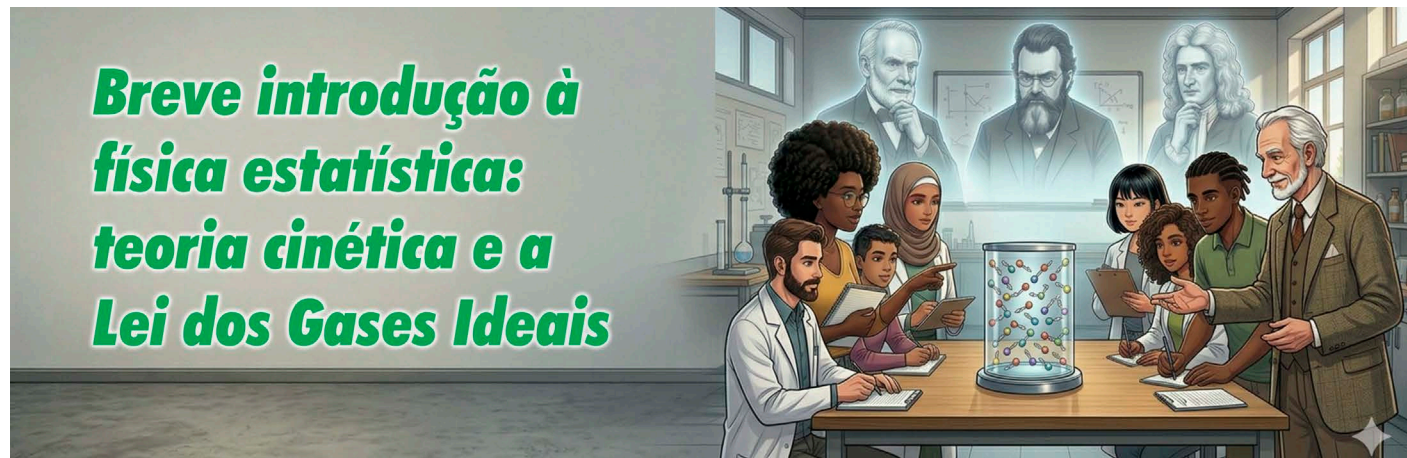




Breve introdução à física estatística: teoria cinética e a Lei dos Gases Ideais

Angel Akio Tateishi^{1#} 

¹Departamento de Física, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Câmpus Pato Branco, Pato Branco, PR, Brasil.

Palavras-chave

física estatística
teoria cinética
gás ideal
termodinâmica
interpretação física

Resumo

A física estatística é um dos pilares da física moderna, pois permite interpretar os comportamentos macroscópicos da termodinâmica a partir da média estatística do comportamento microscópico de um grande número de partículas regidas pelas leis de Newton. Neste trabalho, utilizamos o modelo da teoria cinética dos gases, um dos fundamentos da física estatística, para apresentar uma introdução conceitual à lei dos gases ideais. Adotando uma abordagem qualitativa, baseada na interpretação física das equações, discutimos conceitos como pressão e temperatura, explorando suas definições a partir do movimento médio das partículas. A proposta tem como objetivo mostrar que é possível introduzir elementos da física estatística já no ensino básico, promovendo uma leitura mais significativa das equações físicas e reforçando o papel da matemática como linguagem para a compreensão de sistemas físicos descritos por tais equações.

1. Introdução

Salvio Salinas [1] define a física estatística de maneira sucinta e didática como “o relacionamento entre o mundo microscópico das partículas (átomos, moléculas) em perene movimento e as leis visíveis do universo macroscópico da termodinâmica”. Além disso, enfatiza o fato de que “durante boa parte do século XX, a interpretação estatística da física clássica, cabalmente confirmada pela teoria do movimento browniano, tenha ficado em segundo plano frente ao

sucesso da física estatística quântica”.

No contexto educacional, a física estatística – tanto clássica quanto quântica – é praticamente uma exclusividade dos currículos de graduação e pós-graduação em física. Essa ausência também se reflete no ensino de física da educação básica, onde a termodinâmica é tradicionalmente abordada segundo a

cronologia das descobertas empíricas que a fundamentaram. Máquinas térmicas tornam-se protagonistas, juntamente com os parâmetros de temperatura, pressão e

Durante boa parte do século XX, a interpretação estatística da física clássica, confirmada pela teoria do movimento browniano, ficou em segundo plano frente ao sucesso da física estatística quântica

Autor de correspondência. E-mail: angeltateishi@utfpr.edu.br.

Este é um artigo de acesso livre sob licença Creative Commons



<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/3.0/>

Copyright © 2026, Copyright by Sociedade Brasileira de Física. Printed in Brazil.

volume [2,3]. A teoria cinética dos gases, um dos modelos que fundaram a física estatística, normalmente é apresentada ao final dos tópicos de termodinâmica [4].

De fato, como Silva e Errobidart [5] demonstraram em seu artigo de revisão da literatura da produção científica nacional sobre o ensino de termodinâmica, os trabalhos dividem-se em quatro categorias: história da ciência no ensino da termodinâmica; o papel da experimentação no ensino de termodinâmica; investigações de conceitos espontâneos e científicos da termodinâmica e suas implicações para o ensino de ciências; materiais didáticos para o ensino de termodinâmica. Nesse espaço amostral, a teoria cinética e a mecânica estatística não aparecem como estratégias para introduzir conceitos de termodinâmica. Por outro lado, a introdução da natureza probabilística da termodinâmica no Ensino Médio é discutida e apresentada por diversos autores, embora o foco recaia quase sempre sobre a segunda lei da termodinâmica [6,7].

Essa ausência de propostas que integrem a mecânica estatística ao Ensino Médio evidencia a importância de buscar abordagens conceituais acessíveis, como a teoria cinética dos gases ideais, capaz de estabelecer uma ponte entre a mecânica clássica e a termodinâmica. A teoria cinética dos gases ideais nos diz como aplicar a segunda lei de Newton para descrever o comportamento médio de um grande número de partículas [8]. Ela também fornece definições mais precisas de pressão e temperatura em termos de processos de colisões. Desse modo, é possível introduzir a física estatística sem precisar utilizar as distribuições de velocidade de Maxwell e consequentemente sem fazer integrais gaussianas para calcular valores médios [9]. Essa abordagem tradicional da física estatística é baseada em um conhecimento prévio de cálculo e também de estatística com variáveis contínuas, ferramentas da linguagem matemática que não são apresentadas ou ensinadas antes do ensino superior.

Com essa proposta, pretendemos não apenas enriquecer a abordagem tradicional da termodinâmica na educação básica, mas também demonstrar como a matemática pode ser empregada como uma linguagem capaz de decodificar equações em informações físicas acessíveis aos estudantes. De acordo com isso, na Seção 2 será mostrado como esses conceitos de comportamento médios das partículas podem ser uma maneira mais intuitiva de interpretar a tão conhecida lei dos gases ideais (Equação de Clapeyron [10]). Na Seção 3 serão descritas algumas sugestões de atividades para aplicar esses conceitos em sala de aula. Nessas duas seções, utilizaremos como ferramenta apenas a interpretação das equações e suas relações de proporcionalidade, pois entender a linguagem das equações pro-

porciona conhecimento e diferentes maneiras de interpretar até mesmo “fórmulas” bem conhecidas. Por fim, na Seção 4 estão as discussões e a conclusão.

2. Interpretando o gás ideal (ou gás perfeito) por meio da teoria cinética dos gases

Na teoria cinética dos gases, um *gás ideal* (mono-atômico) é um conjunto de muitas partículas que se movem aleatoriamente. A única forma possível de interação é a colisão elástica entre as partículas ou com as paredes do recipiente que contém esse gás ideal. Se houvesse interações eletromagnéticas entre partículas, elas poderiam aglomerar-se ou sofrer reações químicas. Se considerarmos a gravidade, as partículas tenderiam a se acumular na parte mais baixa (dependendo, é claro, da temperatura do gás).

Na ausência dessas interações de longo alcance, não existe energia potencial no sistema. Toda energia está na forma de energia cinética, relacionada com o movimento das partículas. Cada partícula mantém um movimento retilíneo uniforme até o instante em que colide elasticamente (interage) com outra partícula ou com uma parede do recipiente que contém o gás ideal, alterando assim seu respectivo vetor velocidade. Ao

tratarmos as partículas como independentes umas das outras, é possível aplicar conceitos da estatística de eventos independentes. Assim, é possível descrever comportamentos médios a partir desses movimentos e colisões que ocorrem em escala microscópica. Ou seja, o foco não é o movimento individual de cada partícula, mas o comportamento de todas, na média. Lembre-se de que quando dizemos que um gás é composto de muitas partículas, estamos nos referindo à ordem de gran-

deza do número de Avogadro, que é aproximadamente $6,022 \times 10^{23}$ partículas por mol.

Portanto, considera-se um gás ideal composto de N partículas de massa m , cujos movimentos aleatórios estão contidos em um espaço de volume V . Devido à contenção, essas partículas colidem com as superfícies do volume e assumem outra trajetória, que seguem até a próxima colisão. Quando falamos em colisões, queremos dizer variação de momento linear $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$. Essa variação é em relação ao tempo e todos sabemos que isso é a definição da segunda lei de Newton: $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$. Ou seja, a teoria cinética dos gases proporciona a obtenção de parâmetros macroscópicos que caracterizam o gás (pressão e temperatura) em termos das médias do comportamento microscópico (colisões e velocidades das partículas) de acordo com as leis de Newton.

Os cálculos da teoria cinética são facilmente encontrados nos livros de graduação em física [4] e em notas de aulas de docentes de física¹, por isso aqui a

A ausência de propostas que integrem a mecânica estatística ao Ensino Médio evidencia a importância de buscar abordagens conceituais acessíveis, como a teoria cinética dos gases ideais, capaz de estabelecer uma ponte entre a mecânica clássica e a termodinâmica

discussão será qualitativa e restrita aos resultados principais. Para indicar uma média ponderada de uma variável x , usaremos a notação $\langle x \rangle$, lê-se “valor médio de x ”. Como as partículas trocam de sentido a cada colisão, o valor médio ao considerar as velocidades de todas as partículas é nulo. Em geral, quando temos essa definição de positivo e negativo nas orientações de eixos, considera-se a variável ao quadrado (que geralmente é oriunda de um produto escalar entre vetores). No caso da energia, essa grandeza está relacionada à energia cinética, obtida a partir da definição de trabalho mecânico $W = \int_i^f \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$. Assim, o valor médio das velocidades ao quadrado $\langle v^2 \rangle$ torna-se relevante. Esse valor médio caracteriza o gás como um todo, mas não significa que todas as partículas possuem a mesma velocidade. A maioria terá sua velocidade quadrática próxima do valor médio $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$, mas também existem algumas partículas com velocidades extremamente baixas e outras com velocidades altas. Da mesma maneira, consideramos a força média devido às colisões de N partículas com uma das paredes do recipiente. O caso mais simples é considerar o recipiente sendo um cubo de aresta L , conforme ilustrado na Fig. 1.

Nesse caso, a força média em uma parede perpendicular ao eixo- x (isto é, uma parede no plano- yz) é dada por

$$\langle F_x \rangle = \frac{mN}{3L} \langle v^2 \rangle. \quad (1)$$

O termo $1/3$ aparece devido à média do componente x da velocidade ao quadrado, $\langle v_x^2 \rangle$, a qual contribui de maneira igual aos outros dois componentes, portanto sua contribuição é um $1/3$ do total, ou $\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$. Observamos na Eq. (1) que a força média na parede é diretamente proporcional ao número de partículas, ou seja, $\langle F_x \rangle \propto N$, e diretamente proporcional à massa da partícula, $\langle F_x \rangle \propto m$. Assim, quanto maior o número de partículas, maior a probabilidade de ocorrerem colisões com a parede. Quanto maior a massa m , maior será a inércia das partículas e, conseqüentemente, maior será a média das forças. Também temos $\langle F_x \rangle \propto \langle v^2 \rangle$, o que estabelece a relação entre a média das forças das colisões e a média das velocidades ao quadrado das partículas: quanto maior a velocidade, em média, com que as partículas se movem, maior será a força média exercida na superfície da parede. Além disso, $\langle F_x \rangle \propto \frac{1}{L}$, ou seja, a média da força é inversamente proporcional à distância entre as paredes. Quanto maior o valor de L , mais tempo será necessário para que as partículas per-

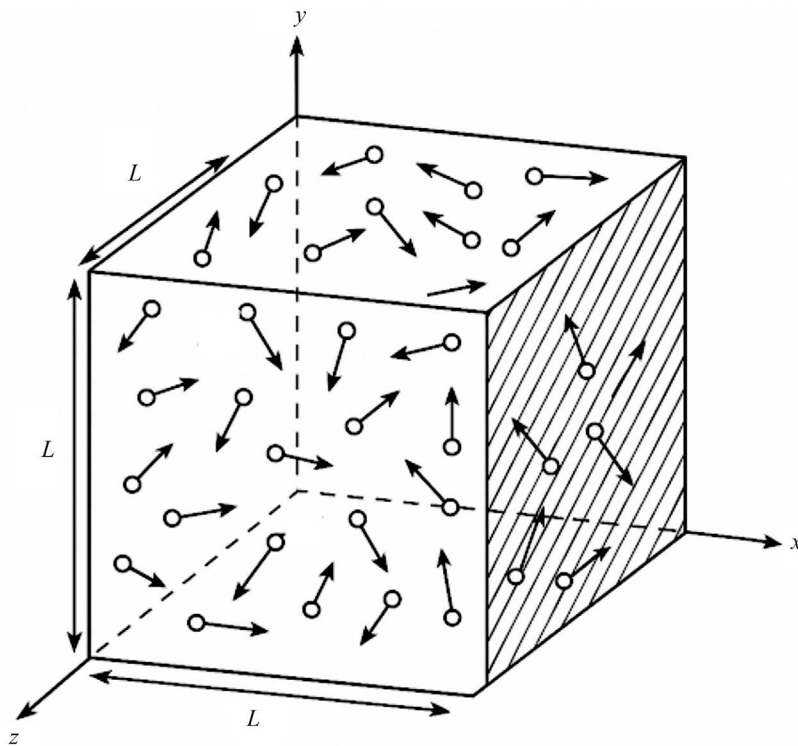


Figura 1 - Esquema de um gás ideal confinado em um cubo de aresta L , com destaque para as colisões na parede hachurada, correspondente ao plano yz . A análise inicial considera apenas essas colisões.

corram o volume e colidam com diferentes paredes, o que diminui a probabilidade de colisões com as paredes, diminuindo assim a força média.

Como sabemos a força média exercida na parede e sua respectiva área, L^2 , determinamos que a pressão P é dada por

$$P = \frac{\langle F_x \rangle}{L^2} = \frac{mN}{3L^3} \langle v^2 \rangle. \quad (2)$$

Repare que L^3 representa o volume V do cubo. Portanto, reescrevemos a Eq. (2) como

$$P = \frac{mN}{3V} \langle v^2 \rangle. \quad (3)$$

No livro de Moysés Nussenzveig [4] (Fig. 2), encontramos um modo de interpretar a pressão de um gás devido às colisões desse gás em termos de sua energia cinética média. O valor médio da energia cinética de uma partícula do gás é $\langle E_c \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle$. Ao multiplicarmos essa média pelo número total de partículas do gás, obtemos sua energia cinética média

$$\langle E_c^{total} \rangle = \frac{1}{2} Nm \langle v^2 \rangle. \quad (4)$$

Utilizando as Eqs. (3) e (4), reescrevemos a pressão em termos da média da energia cinética do gás

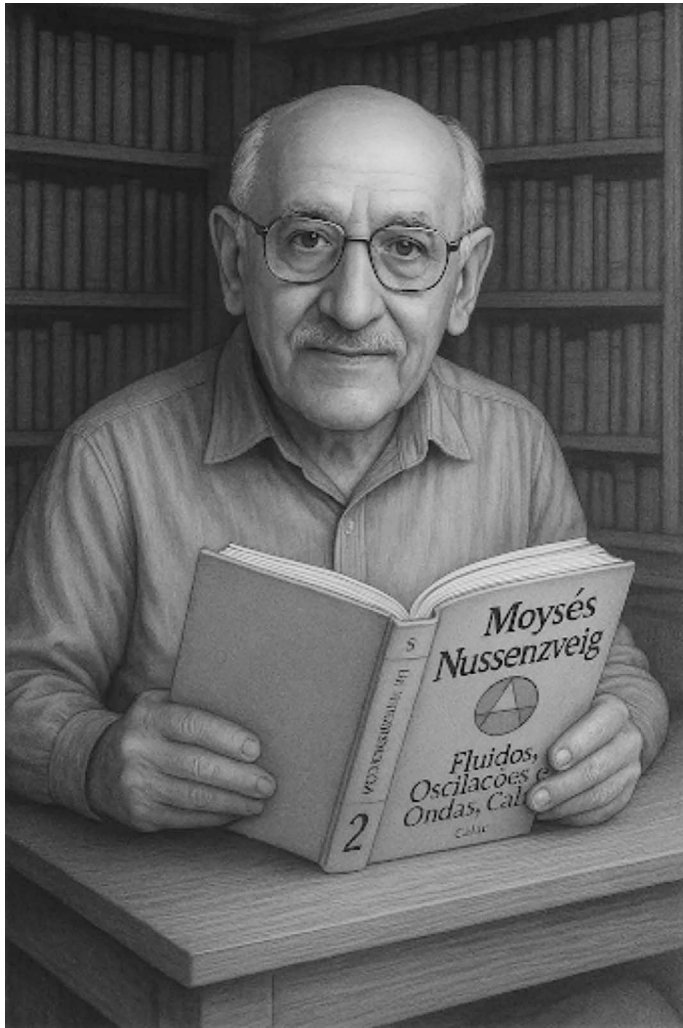


Figura 2 - Ilustração em homenagem ao grande físico Moysés Nussenzveig.

$$P = \left(\frac{2}{3} \langle E_c^{total} \rangle \right) / V. \quad (5)$$

Nessa expressão, a média está sendo ponderada pelo volume, ou seja, do lado direito da equação temos uma densidade volumétrica de energia cinética. Portanto, a definição do Nussenzveig [4] para a pressão é que *ela é igual a 2/3 da densidade [volumétrica] de energia cinética média total das partículas*. Implicitamente, isso informa que nem todas as partículas estão colidindo ao mesmo tempo nas paredes; parte delas pode estar percorrendo o volume ou colidindo entre elas. Para um valor fixo da energia cinética média, quanto maior for o volume, menor será a densidade de energia referente às colisões com as paredes e quanto menor o volume, maior será essa densidade de energia. Portanto, pressão e volume são inversamente proporcionais, $P \propto \frac{1}{V}$.

Retornando para a Eq. (3), a partir da qual obtemos

$$PV = \frac{mN}{3} \langle v^2 \rangle. \quad (6)$$

Sem nenhuma coincidência, a Eq. (6) remete à equação dos gases ideais, que em termos do número de partículas N e da constante de Boltzmann k_B é

$$PV = Nk_B T. \quad (7)$$

Dessa maneira, conseguimos uma definição cinética da temperatura comparando os lados esquerdos das Eqs. (6) e (7),

$$T = \frac{m}{3k_B} \langle v^2 \rangle, \quad (8)$$

ou seja, na teoria cinética de um gás ideal, a temperatura é proporcional à média das velocidades ao quadrado das partículas, $T \propto \langle v^2 \rangle$; quanto maior essa média, maior a temperatura.

Com o valor médio da energia cinética de uma partícula, $2 \langle E_c \rangle = m \langle v^2 \rangle$, reescrevemos a Eq. (8) como a energia cinética média de uma partícula em termos da temperatura,

$$\langle E_c \rangle = \frac{3}{2} k_B T. \quad (9)$$

Observe que o termo $k_B T$ possui grandeza física de energia. Como a temperatura absoluta possui a unidade de kelvin (K), a constante de Boltzmann k_B tem unidade de joule/kelvin (J/K). Tais unidades também definem um parâmetro termodinâmico ainda não mencionado aqui: a entropia S .

Como o gás é composto por partículas, só existe movimento de translação. Há 3 eixos espaciais para translação. Portanto, são 3 graus de liberdade no sistema. De acordo com o teorema de equipartição de energia [8], cada grau de liberdade contribui com $\frac{1}{2} k_B T$, por isso o valor $3/2$ na Eq. (9). Se o gás ideal fosse composto por moléculas diatômicas, tais moléculas, além de transladar, poderiam vibrar e rotacionar. A energia cinética média agregaria a contribuição desses graus de liberdade de vibração e rotação. A expressão geral é $\langle E_c \rangle = \frac{1}{2} n_L k_B T$, sendo n_L o número de graus de liberdade.

Multiplicando a Eq. (9) pelo número de N partículas, obtemos a média da energia cinética total do gás,

$$\langle E_c^{total} \rangle = \frac{3}{2} N k_B T, \quad (10)$$

também conhecida como a *energia interna total* do gás. Dessa maneira, quando mencionamos a *energia interna de um gás ideal monoatômico*, estamos nos referindo à energia cinética total média das partículas do gás. Em equilíbrio, as energias individuais das partículas variam segundo uma distribuição estatística. Essa distribuição fica evidente ao definirmos a temperatura T a partir da Eq. (10),

$$T = \frac{2}{3Nk_B} \langle E_c^{total} \rangle. \quad (11)$$

Talvez uma forma mais clara de interpretar a Eq. (11) seja reescrevê-la da seguinte maneira

$$T = (\frac{2}{3} \langle E_c^{total} \rangle) / Nk_B, \quad (12)$$

onde observamos que a temperatura corresponde a 2/3 da densidade (energia pelo número de partículas) de energia cinética média total das partículas. A constante de Boltzmann k_B garante que a temperatura tenha a dimensão física correta.

Essa definição de temperatura T é semelhante à definição de pressão P dada pela Eq. (5). Comparando as duas, obtemos uma informação talvez pouco mencionada no estudo dos gases ideais: o parâmetro da pressão nos informa como a energia cinética média total está distribuída no volume que contém o gás (distribuição espacial) e o parâmetro da temperatura nos informa como a energia cinética média total está distribuída entre as partículas do gás e seus respectivos graus de liberdade (distribuição configuracional).

Essas interpretações de pressão e temperatura não surgem por acaso, mas são bem estabelecidas no formalismo termodinâmico descrito por parâmetros extensivos. Parâmetros extensivos são aqueles cujos valores dependem da extensão (dimensões e quantidades) que caracteriza o sistema. São eles: energia E , entropia S , volume V e número de partículas N .

Assim, podemos descrever matematicamente a energia como $E = E(S, V, N)$, uma função dos outros parâmetros extensivos. A energia desse sistema pode variar em relação à entropia, ao volume e ao número de partículas. A derivada de um parâmetro extensivo devido à variação de outro parâmetro extensivo dá origem ao que chamamos de parâmetro intensivo, que não depende da extensão do sistema. Por definição, a variação da energia E em relação à entropia S é chamada de temperatura T , isto é,

$$T \equiv \frac{\partial E}{\partial S} = \frac{\text{energia}}{\text{entropia}},$$

onde ∂E é uma variação infinitesimal da energia E e ∂S é uma variação infinitesimal da entropia S . Por sua vez, a variação da energia em relação ao volume é o parâmetro intensivo chamado pressão P

$$-P \equiv \frac{\partial E}{\partial V} = \frac{\text{energia}}{\text{volume}}.$$

O sinal negativo indica que pressão e volume são indiretamente proporcionais e ∂V é uma variação infi-

nitesimal do volume V . Por fim, define-se o potencial eletroquímico μ , que é a variação da energia em relação à variação do número de partículas,

$$\mu \equiv \frac{\partial E}{\partial N} = \frac{\text{energia}}{\text{Número de partículas}},$$

onde ∂N é uma variação infinitesimal do número N de partículas. Esse potencial é pouco mencionado explicitamente no currículo usual de física, pois, por simplicidade, o número de partículas é quase sempre fixo nos problemas de termodinâmica. Ele se torna importante na química e na biologia, em sistemas cuja pressão e temperatura são constantes, mas ocorrem variações de concentração. No eletromagnetismo, em particular, o potencial eletroquímico é considerado de maneira implícita ao considerarmos a diferença de potencial causada por densidades de cargas elétricas positivas e negativas.

Para compreender melhor a diferença entre parâmetros extensivos e intensivos, imagine o ar dentro de uma sala. Se dividirmos a sala ao meio com uma parede, o volume se divide, a energia total fica metade de cada lado e a entropia também se divide. Contudo, se dividirmos a sala ao meio, a temperatura, a pressão e o

potencial eletroquímico serão os mesmos dos dois lados. Ou seja, eles não dependem do tamanho do sistema, pois representam densidades. Talvez um exemplo mais simples seria considerar a água em uma piscina. A massa total da água é um parâmetro extensivo. Se perguntarmos qual é a variação da massa de água em relação à variação do volume, teremos a densidade volumétrica da água, que é um

parâmetro intensivo. Se retirarmos metade da água da piscina, a quantidade total da massa diminuirá pela metade, mas a densidade da água será a mesma.

A vantagem da descrição de sistemas termodinâmicos em termos dos parâmetros intensivos é que eles são mais fáceis de serem medidos e, conseqüentemente, compreendidos. Isso ocorre porque em geral tendemos a entender melhor aquilo que conseguimos mensurar. Energia e entropia são conceitos extremamente complicados, enquanto volume é fácil de entender e medir. O número de partículas é fácil de entender, mas em sistemas microscópicos fica difícil contar discretamente as quantidades. Por isso, médias e densidades são bem-vindas, principalmente quando estudamos líquidos e gases.

Dessa maneira, é possível escrever a variação de energia total de um sistema considerando três mecanismos distintos que podem causar essa variação

$$dE = TdS - PdV + \mu dN. \quad (13)$$

Para processos reversíveis, o termo TdS corresponde ao calor trocado, δQ_{rev} , e o termo PdV corresponde

A vantagem da descrição de sistemas termodinâmicos em termos dos parâmetros intensivos é que eles são mais fáceis de serem medidos e, conseqüentemente, compreendidos

ao trabalho mecânico de expansão realizado pelo sistema, $\delta W_{mec, rev}$. O termo μdN representa a contribuição associada à troca de partículas. Se não houver variação do número de partículas do sistema, $dN = 0$, obtém-se

$$dE = TdS - PdV = \delta Q_{rev} - \delta W_{mec, rev}.$$

Portanto, considerar o potencial eletroquímico é um modo de generalizar a primeira lei da termodinâmica para sistemas que, além de poderem trocar energia na forma de calor e de trabalho mecânico, também podem trocar partículas.

Por outro lado, mesmo sem uma compreensão intuitiva imediata de energia e entropia, podemos explorá-las ao descrever sistemas com parâmetros macroscópicos mais simples de medir e entender. Por exemplo, se $k_B T$ é uma grandeza física de energia, então PV também é energia. Assim, a equação dos gases ideais (equação de Clapeyron), $PV = Nk_B T$ (ou $PV = nRT$), é essencialmente uma equação que descreve as formas de energia de um gás ideal, ou seja, uma equação sobre a energia cinética média total de um gás ideal e como essa energia se distribui espacialmente e entre suas partículas.

Em particular, a forma de distribuir a quantidade total de energia entre as diversas partículas do gás é explicada pela entropia de Boltzmann $S = k_B \ln \Omega$, sendo Ω o número de microestados que definem as possíveis configurações do sistema microscópico. No nosso caso, os microestados seriam todas as maneiras possíveis de distribuir uma quantidade de energia E entre N partículas. Quanto maior o número de configurações, maior é a entropia do sistema. Como um gás ideal é regido por colisões, a energia é continuamente redistribuída entre as partículas. Em equilíbrio, as energias individuais variam segundo uma distribuição estatística, enquanto o grande número de microestados acessíveis está associado à entropia do sistema. Assim, é possível interpretar de maneira mais intuitiva que a entropia de um sistema representa a qualidade da energia desse sistema. Aqui, adota-se a definição de que a qualidade da energia é a energia do sistema capaz de realizar trabalho. Por exemplo, embora um gás ideal possa ter um alto valor de energia total, ou uma velocidade quadrática considerável, devido ao movimento aleatório das partículas existe pouca probabilidade de que um catavento se mova por causa do movimento do gás, conforme ilustrado na Fig. 3. As colisões que causariam rotação em um sentido seriam anuladas pelo torque oposto de outras colisões.

Em nosso gás ideal, a energia está sendo transferida o tempo todo; contudo, o fluxo efetivo entre regiões é nulo. Isso ocorre porque a entropia do sistema já está maximizada e essa é a condição que garante que os parâmetros intensivos dentro do volume V (tempera-

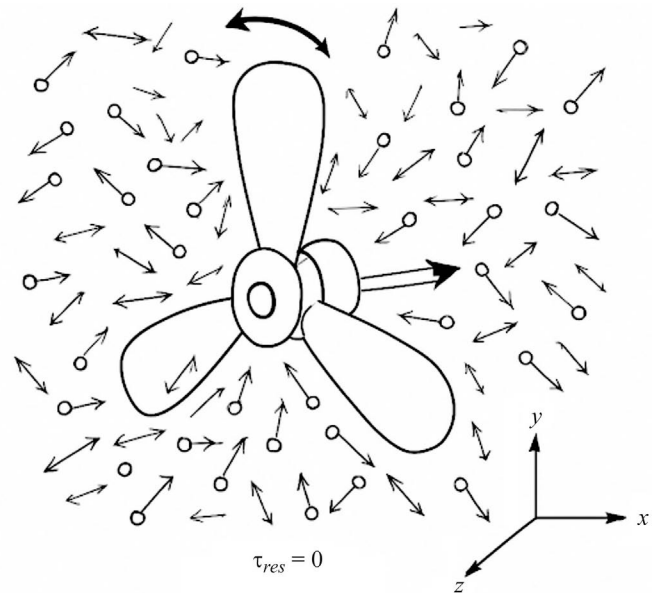


Figura 3 - Um catavento sujeito às colisões das partículas de um gás ideal. Devido à aleatoriedade das direções de movimento, os torques resultantes dessas colisões anulam-se, em média. Embora o gás possua energia, a maneira como ela está distribuída entre as partículas não permite a realização de trabalho. Assim, nem sempre é correto afirmar que energia é, simplesmente, a capacidade de realizar trabalho.

tura, pressão e potencial eletroquímico) são constantes, na média. Para que haja um fluxo de energia efetivo e não nulo de uma região para outra do volume V , nosso gás teria que entrar em contato com outro sistema que possuía valores diferentes de T , P e μ . O fluxo de energia de um sistema para outro, causado por diferenças de temperatura, é denominado *calor*. Se o fluxo de energia ocorrer devido a uma diferença de pressão, chamamos de *trabalho mecânico*. Por fim, se o fluxo de energia for causado pela diferença de concentração química das partículas entre os sistemas, ele é denominado *trabalho químico*. Portanto, para que o gás tenha um movimento coletivo e não aleatório, é necessário que existam variações dos parâmetros intensivos.

Por exemplo, se em uma das faces dentro do volume V , a temperatura do gás ideal for maior do que na face oposta, será mais provável que o movimento coletivo das partículas, em média, vá da região de maior temperatura (maior energia cinética média) para a região de menor temperatura. Contudo, essa diferença de temperatura possui pouca probabilidade de ocorrer sem que haja interferência externa, seja a interação com outro gás ideal ou um gasto externo de energia que possibilite essa diferença de temperatura.

Um exemplo de energia de baixa entropia, o que a torna muito útil para realizar trabalho, é a energia potencial gravitacional. Diferenças de altura causam

Em nosso gás ideal, a energia está sendo transferida o tempo todo; contudo, o fluxo efetivo entre regiões é nulo

diferenças de potencial gravitacional. Além disso, o vetor aceleração da gravidade possui direção e módulo bem definidos, ou seja, a gravidade não é aleatória. No contexto em que apenas a energia potencial gravitacional e a energia cinética são consideradas, a energia mecânica torna-se sinônimo da capacidade de realizar trabalho. Contudo, isso só ocorre porque não estamos considerando a dissipação de energia na forma de calor. Nesse caso, como demonstrado no exemplo do gás ideal, parte da energia do sistema torna-se “inacessível”, pois foi distribuída entre as inúmeras partículas do gás. Em geral, o conceito de energia E refere-se à quantidade total de energia do sistema, enquanto o conceito de entropia S está relacionado à qualidade dessa energia.

3. Sugestões de aplicações no contexto de sala de aula

No contexto da equação de Clapeyron (Fig. 4) ou lei dos gases ideais, $PV = nRT$, é possível uma abordagem intuitiva a partir da teoria cinética dos gases ideais.

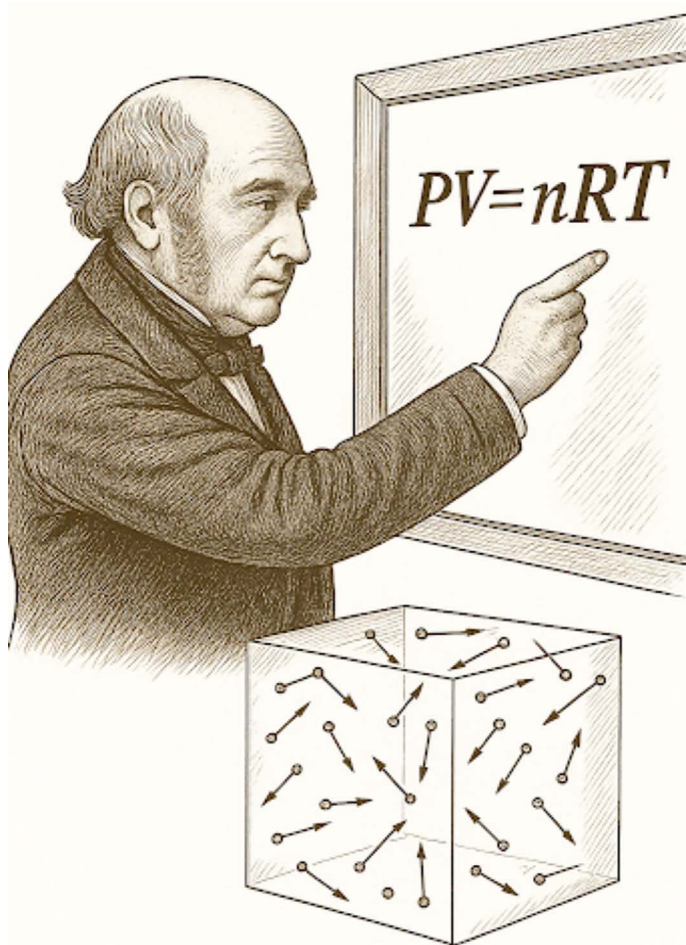


Figura 4 - A equação de Clapeyron descreve as relações entre parâmetros extensivos e intensivos de um gás ideal.

Começamos definindo gás ideal como um conjunto de muitas partículas que se movimentam de maneira aleatória. Cada partícula do gás realiza uma trajetória retilínea uniforme até o momento em que colide com a parede do recipiente de volume V ou com outras partículas. Isso significa que a única maneira como o gás interage é por meio de colisões elásticas, não há interações de longo alcance. De maneira simples, é por isso que o gás é considerado ideal ou perfeito. A única forma de energia que cada partícula do gás tem é sua energia cinética. Como o número de partículas é da ordem de 10^{23} partículas, não é possível saber o que cada partícula faz individualmente. Então, o que é relevante é a média estatística do comportamento do gás.

A partir disso, já definimos pressão P e temperatura T de acordo com a interpretação cinética:

- A pressão, P , é a força *média* das colisões que as partículas do gás exercem na superfície das paredes do recipiente do volume V . Se pensarmos em termos da variação do momento linear, é possível interpretar a pressão como a taxa de colisão média em um determinado tempo. Neste ponto, convém enfatizar que a pressão se origina das colisões e quantifica a força média distribuída por uma área.
- A temperatura T não é o grau de agitação das moléculas. Essa é uma definição bastante genérica, mesmo para o ensino básico. Podemos definir a temperatura como um indicador da energia cinética média das partículas de um gás. Quanto maior a média da energia cinética do gás, mais rápido as partículas se movimentam, na média.

Com essas duas definições, é possível interpretar fisicamente as leis empíricas dos gases ideais. É possível apresentar as interpretações em aula ou propor exercícios qualitativos nos quais a tarefa é interpretar fisicamente o que está escrito em forma matemática. Como temos quatro parâmetros na equação $PV = nRT$ (dois extensivos, volume V e número de mols n , e dois intensivos, pressão P e temperatura T), para estabelecer relações de proporção entre dois deles é necessário manter os outros dois parâmetros constantes. Se todos os parâmetros puderem variar, não é possível estabelecer relações de causa e efeito. Aqui, utilizaremos o símbolo “ $\propto$ ” para indicar que um parâmetro é proporcional ao outro. Utilizamos esse símbolo pois o símbolo de “=” só pode ser utilizado quando as grandezas físicas são iguais dos dois lados da equação. É conceitualmente errado escrever que temperatura é igual a pressão. Aqui, o número de partículas e o número de mols serão utilizados como sinônimos. Algumas dessas relações de proporcionalidade entre esses parâmetros são conhecidas como leis empíricas dos gases ideais. Conforme veremos, estas são a lei de Boyle, a lei de Gay-Lussac e a lei de Charles (Fig. 5).

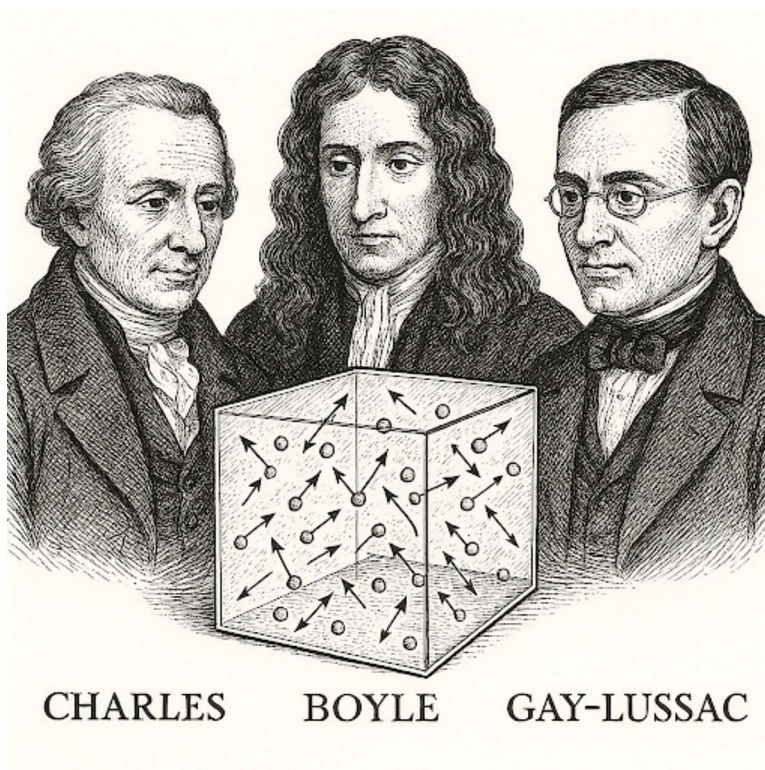


Figura 5 - Ilustração que celebra os trabalhos de Boyle, Charles e Gay-Lussac e suas contribuições para a compreensão das propriedades dos gases ideais.

3.1. Temperatura e número de mols constantes

Se a temperatura T e o número de mols n são constantes, então temos a relação $P \propto \frac{1}{V}$. Lê-se que a pressão é inversamente proporcional ao volume.

As restrições são importantes. A temperatura T constante significa que a energia cinética média das partículas do gás deve ser mantida constante. Se o número de partículas é constante, não entram nem saem partículas do volume V . Nesse caso, se aumentarmos o volume, as partículas terão que percorrer um espaço maior até colidirem com as paredes. Como a energia cinética média deve ser mantida constante, as partículas irão demorar mais para colidir. A probabilidade de colisão diminui, o que resulta em uma diminuição da pressão. Se o volume diminuir, a pressão aumenta, pois os mesmos n mols de partículas terão a mesma energia cinética média, colidindo com mais frequência com as paredes devido a um caminho menor a percorrer. Essa seria uma interpretação física da lei de Boyle. Observe que aqui não começamos com o enunciado da lei de Boyle, mas chegamos a ela a partir da equação dos gases ideais, interpretando a cinética de um gás ideal sob as restrições de T e n constantes.

Uma sugestão de questão seria: *Interprete fisicamente a lei de Boyle em termos da teoria cinética dos gases ideais.* A ideia é que os estudantes estejam aptos a entender fisicamente o enunciado da lei de Boyle, não apenas decorá-lo.

3.2. Volume e número de mols constantes

Se o volume V e o número de mols n forem constantes, então $P \propto T$. Ou seja, a pressão é diretamente proporcional à temperatura. A interpretação é simples. Se a temperatura aumentar, aumenta a energia cinética média do gás. Ou seja, na média, as partículas estarão mais rápidas e como a distância entre paredes não muda (volume constante), aumenta-se a probabilidade de colisões e consequentemente a pressão. Já uma temperatura menor corresponde a partículas mais lentas, na média. Como elas irão colidir com as paredes com menor frequência, a pressão será menor. Essa seria uma interpretação da lei de Gay-Lussac.

Sugestão de questão: *Interprete fisicamente a lei de Gay-Lussac em termos da teoria cinética dos gases ideais.*

3.3. Pressão e número de partículas constantes

A temperatura é diretamente proporcional ao volume, $T \propto V$, desde que a pressão P e o número de partículas n sejam constantes.

A pressão (média da força transferida por colisões em uma determinada área) é constante, ou seja, essa é a condição a ser obedecida. Se aumentarmos o volume e não aumentarmos a temperatura, as partículas irão demorar mais para colidir com a parede. Por isso, para compensar o aumento de volume, deve-se aumentar também a temperatura para manter a taxa de colisões,

e portanto a pressão, constante. Se o volume diminuísse e a temperatura ficasse igual, teríamos maior probabilidade de colisões e isso aumentaria a pressão. Logo, para que a pressão permaneça a mesma ao se reduzir o volume, a velocidade média das partículas precisaria ser menor.

Ressalta-se que a proporcionalidade descrita pela lei de Charles só se manifesta sob a restrição de pressão constante, sendo esta a condição fundamental, não uma consequência da lei.

Sugestão de questão: *Interprete fisicamente a lei de Charles em termos da teoria cinética dos gases ideais. Comece com a restrição e explique como a lei de Charles é consequência dela.*

Também podemos incluir o caso em que o gás perde ou ganha partículas. Esses casos de n variando são pouco explorados na termodinâmica baseada em máquinas térmicas. Contudo, na química e na biologia a variação da energia do sistema em relação a variação da quantidade de partículas é algo comum. Nesse caso, o parâmetro intensivo é o potencial eletroquímico.

3.4. Temperatura e volume constantes

A pressão é diretamente proporcional ao número de partículas, $P \propto n$. Considerando as restrições de temperatura T e volume V constantes, temos que a média da energia cinética deve ser sempre a mesma e o volume também. Se colocarmos mais partículas com a mesma temperatura no volume V , aumentaremos a probabilidade das colisões com as paredes, pelo simples fato de aumentarmos a densidade de partículas. Se retiramos partículas, diminuimos a densidade de partículas e teremos uma probabilidade menor de colisão, ou seja, uma pressão menor.

Sugestão de questão: *Considere a lei dos gases ideais para o caso em que temperatura e volume são constantes. Explique fisicamente a proporção $P \propto n$.*

3.5. Pressão e volume constantes

Se o volume V e pressão P são constantes, então $T \propto \frac{1}{n}$, isto é, a temperatura é inversamente proporcional ao número de mols de partículas.

Se a média de colisões deve ser mantida (pressão constante), ao colocarmos mais partículas aumentaremos a probabilidade de colisões. Isso não ocorre se diminuirmos a energia cinética média de todas as partículas. Teremos mais partículas dentro do volume V , mas elas estarão, na média, mais lentas. Por outro lado, se tirarmos partículas, teremos menos colisões com a parede. Para compensar isso, temos que aumentar a temperatura.

Sugestão de questão: *Considere a lei dos gases ideais para o caso em que pressão e volume são constantes. Explique fisicamente a proporção $T \propto \frac{1}{n}$.*

3.6. Enunciado de Kelvin para a segunda lei da termodinâmica

Também é possível propor uma interpretação intuitiva do enunciado de Kelvin para a segunda lei da termodinâmica:

É impossível realizar um processo cujo único efeito seja remover calor de um reservatório térmico e produzir uma quantidade equivalente de trabalho.

Suponha um gás ideal dentro de um cilindro com um pistão móvel. Se o pistão é móvel, o volume é variável, o que significa que o sistema pode sofrer ou realizar trabalho mecânico. Se a pressão do ar fora do cilindro é igual à pressão do gás dentro do cilindro, isso significa que as colisões do ar no pistão pelo lado de fora estão em equilíbrio com as colisões do gás pela parte de dentro do cilindro. Se começarmos a aquecer o cilindro com fogo, vamos esquentar o material do cilindro, consequentemente o gás dentro do cilindro começa a esquentar. As partículas do gás irão aumentar, na média, sua energia cinética, e como consequência a pressão irá aumentar, ou seja, a probabilidade de colisões com as paredes irá aumentar. Conforme a pressão interna aumenta, teremos uma diferença de pressão entre o interior e o exterior do cilindro. Essa diferença de pressão causa uma transferência de energia na forma de trabalho mecânico, ou seja, o movimento do pistão.

Contudo, lembre-se de que as partículas do gás possuem movimento aleatório. Então, em um instante de tempo, muitas partículas não irão colidir com o pistão, mas com o restante do cilindro ou com as demais partículas dentro do volume. As colisões podem transferir energia cinética para o material do cilindro, causando o aumento de sua temperatura. Isso significa que só uma parte da energia na forma de calor (fogo que esquento o cilindro e o gás) é transformada em movimento do pistão. A ideia é tentar interpretar o aumento da pressão do gás como um processo cinético e que, devido à aleatoriedade das partículas do gás, é pouco provável que todas as partículas colidam com o pistão ao mesmo tempo.

Sugestão de questão: *Utilizando o conceito de gás ideal e as interpretações cinéticas de pressão e temperatura, interprete o enunciado de Kelvin para a segunda lei da termodinâmica.*

4 Discussão e conclusão

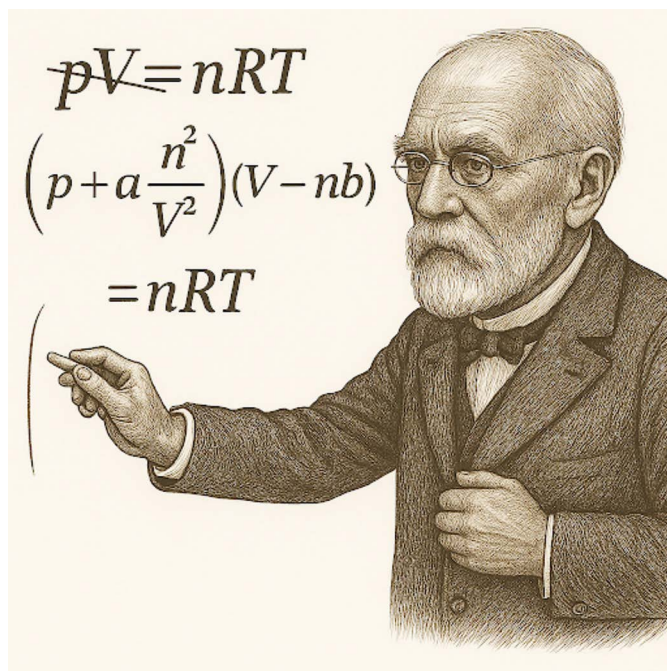
A teoria cinética dos gases ideais pode ser uma alternativa para iniciar o conteúdo de termodinâmica, ou até mesmo pode ser abordado como uma aplicação das leis de Newton. Em ambos os casos, conseguimos estabelecer essa relação direta entre mecânica e termodinâmica por meio da física estatística. É importante relacionar conteúdos, pois demonstra-se a robustez das teorias e dos modelos físicos, além de se conseguir dar

uma continuidade mais lógica para os diversos assuntos de física que devem ser abordados, geralmente em um número de aulas bastante limitado.

Outro benefício de se começar o conteúdo de termodinâmica com a teoria cinética dos gases ideais é a possibilidade de definições formais e precisas de pressão e temperatura. A partir disso, fica mais fácil e intuitivo entender como uma diferença de pressão entre gases pode causar uma transferência de energia na forma de trabalho mecânico ou como uma diferença de temperatura entre gases pode causar uma transferência de energia na forma de calor. Até o conceito de entropia pode se tornar mais intuitivo a partir da teoria cinética e da interpretação probabilística. O que é mais provável, considerando um gás ideal: todas as partículas ficarem juntas no mesmo canto do recipiente de volume V ou espalharem-se de maneira uniforme nesse volume?

O modelo cinético dos gases ideais não fica restrito à termodinâmica. É possível explicar resistência e resistividade utilizando o modelo de gás de elétrons [11] (modelo de Drude). A resistência de um resistor seria o parâmetro macroscópico, depende da área e do comprimento do fio condutor. Já a resistividade seria o parâmetro relacionado com o comportamento microscópico. Ou seja, um material metálico é descrito como uma rede estrutural regular formada pelos núcleos positivos dos átomos, enquanto os elétrons das últimas camadas ficariam livres e estão se movimentando de maneira aleatória como um gás. Esses elétrons podem colidir com os núcleos ou passar sem colidir com eles. A média dos elétrons que passam caracterizam o que chamamos de condutividade elétrica, ao passo que a média dos que colidem chamamos de resistividade. Quando os elétrons colidem com esses núcleos, eles transferem sua energia cinética, fazendo com que esses núcleos vibrem ainda mais. Essa vibração caracteriza o aumento da temperatura do material. Nesse contexto, a resistência é a consequência dessa dinâmica de colisões microscópicas.

Além disso, um modelo mais aproximado de um gás real é o gás de van der Waals. Nesse modelo, as interações intermoleculares e o volume total das moléculas do gás são levadas em consideração [12]. Respectivamente, isso é representado na equação do gás de van der Waals pelos parâmetros a e b (Fig. 6). Contudo, não seria possível chegar à equação de estado de um gás de van der Waals por meio apenas das leis de Newton. Mesmo sem entrar nos domínios da mecânica quântica para explicar a repulsão de férmions, seria necessária a introdução de conceitos de eletromagne-



$$pV = nRT + \left(p + a \frac{n^2}{V^2}\right)(V - nb) = nRT$$

Figura 6 - Equação de um gás de van der Waals leva em consideração duas aproximações: a interação intermolecular de repulsão e atração e o volume das moléculas do gás.

tismo para explicar a estrutura de dipolo elétrico das moléculas. Subsequentes generalizações e aproximações da equação para um gás podem ser encontradas na Ref. [13].

Apesar dessas diversas generalizações, a importância didática de um modelo físico idealizado e de interpretação simples torna-se cada vez mais relevante, pois é possível utilizar a equação dos gases ideais para treinar a capacidade de ler e interpretar equações. Atividades que proporcionam a leitura de equações podem ajudar a enfatizar que matemática é uma linguagem. O ideal seria, em qualquer contexto, alguém ler uma equação e a partir disso transformar essa informação codificada matematicamente em conhecimento sobre o sistema que está sendo descrito. Isso será possível apenas se existirem cada vez mais exemplos de como fazer isso e se esses exemplos começarem o quanto antes no ensino de física. Ler e interpretar as relações de proporcionalidade dos parâmetros dos gases ideais têm a vantagem de que essas proporções têm como fundamento as leis empíricas dos gases. Com isso, é possível conferir se a interpretação por meio da teoria cinética está coerente ou não.

Recebido em: 2 de Setembro de 2024

Aceito em: 20 de Abril de 2026

Nota

¹Uma maneira de filtrar os resultados de busca é inserir o termo 'pdf' na busca. Por exemplo, busque por "teoria cinética dos gases pdf", o que torna mais provável encontrar um material feito com uma curadoria mais cuidadosa, pois a maioria das notas de aula de física, feitas por docentes das universidades, são disponibilizadas no formato pdf.

Referências

- [1] S.R.A. Salinas, A Física na Escola **6**(1), 23 (2005).
- [2] R. Cavagnoli, Revista Brasileira de Ensino de Física **47**, e20240367 (2025). [doi](#)
- [3] Á.P. da Silva, Revista Interdisciplinar em Educação e Pesquisa **7**, 278 (2025).
- [4] H. Moysés Nussenzveig, in: *Curso de Física Básica, 2: Fluidos, Oscilações e Ondas, Calor, 5.ed.* (Blucher, São Paulo, 2014), p. 293.
- [5] G.R. da Silva, N.C.G. Errobidart, Rev. Prát. Docente **4**, 559 (2019).
- [6] P.V.S. Souza, P.M.C. Dias, F.M.P. Santos, Revista Brasileira de Ensino de Física **35**, 2502 (2013).
- [7] K.L. França, A.M. Santos, RECIMA21 - Rev. Cient. Multidisciplinar **6**, e626215 (2025).
- [8] S.R.A. Salinas, in: *Introdução à Física Estatística, 2.ed.* (EDUSP, São Paulo, 2013), p. 15-16.
- [9] S.B. Volchan, Revista Brasileira de Ensino de Física **28**, 313 (2006).
- [10] É. Clapeyron, Journal de l'École Royale Polytechnique **14**, 153 (1834). Disponível em <https://gilles.montambaux.com/files/histoire-physique/Clapeyron-1834.pdf>, acesso em 25/4/2025.
- [11] C.A.S. Pérez, Cad. Bras. de Ens. Fís. **17**, 348 (2000). Disponível em <https://periodicos.ufsc.br/index.php/fisica/article/view/6766>.
- [12] J.D. Van Der Waals, *On the Continuity of the Gaseous and Liquid States*. Trad. J.S. Rowlinson (New York, Dover Publications, 2004).
- [13] O.M. Sokovnin, N.V. Zagorskina, S.N. Zagoskin, J. Eng. Phys. Thermophys. **95**, 806 (2022).