

O movemento de partículas suspendidas en líquidos en repouso, consonte o esixido pola teoría cinético-molecular da calor

por A. Einstein

11 de maio de 1905

Esta é unha tradución realizada o 5 de abril de 2019 por Saúl Iglesias Prieto, editor do blog Ciención de Breogán, a partir do artigo orixinal de Albert Einstein Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. A tradución está publicada baixo a licenza Creative Commons Atribución-Compartir igual 3.0, cuxas condicións poden consultarse na dirección creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0.

Neste traballo vaise amosar que, consonte a teoría cinético-molecular da calor, cando hai corpos de tamaño microscópico nunha suspensión líquida, estes deben experimentar movementos debidos ao movemento molecular da calor que poden ser comprobables facilmente coa axuda dun microscopio. É posible que os movementos que se van tratar aquí sexan idénticos ao denominado «movemento browniano»; porén, a información que puiden atopar verbo deste último foi tan inexacta que non poden aseguralo con fiúza.

Se realmente pode observarse o devandito movemento en consonancia coas regras que o predín,

daquela a termodinámica clásica xa non poderá considerarse válida con precisión para porcións do espazo distinguibles microscopicamente, e será posible a determinación exacta do verdadeiro tamaño do átomo. Se, pola contra, a predición deste movemento resultase errónea, sería un importante argumento contra da interpretación cinético-molecular da calor.

§ 1. A presión osmótica atribuíble ás partículas suspendidas

Sexan z moléculas-gramo dunha substancia non electrolítica disoltas no volume parcial V^* dun líquido de volume total V . Unha parede permeable ao disolvente, pero non á substancia disolta, separa o volume V^* dunha cantidade de disolvente puro. Deste xeito, sobre a parede actúa a denominada presión osmótica, que, para valores suficientemente altos de V^*/z , satisfai a vindeira ecuación:

$$pV^* = RTz$$

Poñamos pola contra que, no canto dunha substancia disolta no volume parcial V^* do líquido, o que hai son pequenos corpos suspendidos que tampouco poden atravesar esa parede permeable ao medio. Daquela, segundo a teoría termodinámica clásica, non esperaríamos que se producise forza ningunha sobre a devandita parede (ao menos se desprezamos a gravidade, que non consideramos polo de pronto), porque non semella que a «enerxía libre» do sistema dependa, consonte as interpretacións habituais, da posición da parede nin dos corpos suspendidos, senón soamente das masas globais e das calidades da substancia suspendida, o líquido e mais a parede, así como da presión e da temperatura. Realmente, para a determinación da enerxía libre tamén sería necesaria a enerxía e mais a entropía das interfases en consideración (forzas de capilaridade); porén, estas poden desprezarse cando os mencionados cambios de posición da parede e dos corpos suspendidos non supón cambios no tamaño e características das superficies de contacto.

Secasí, desde o punto de vista da teoría cinético-molecular da calor xorde unha concepción diferente. Consonte esta teoría, unha molécula disolta distínguese dun corpo suspendido *exclusivamente* polo seu tamaño; non é doado explicar por que unha cantidade dada de corpos suspendidos non debería xerar a mesma presión osmótica ca unha cantidade igual de moléculas disoltas. Deberase asumir que os corpos suspendidos realizan un movemento desordenado no seo do líquido (aínda que sexa moi lento) por mor do movemento molecular do dito líquido; ao impedi-lles abandonar o volume V^* a través da pa-

rede, exercerán forzas sobre ela do mesmo xeito ca moléculas disoltas. Se hai n corpos suspendidos no volume V^* , isto é, $n/V^* = \nu$ presentes na unidade de volume, e están separados dabondo os uns dos outros, xerarán unha presión osmótica p de magnitude

$$p = \frac{RT}{V^*} \frac{n}{N} = \frac{RT}{N} \cdot \nu,$$

onde N é o número de moléculas presentes nunha molécula-gramo. No vindeiro parágrafo amosarase que, en efecto, a teoría cinético-molecular da calor nos leva a esta concepción estendida da presión osmótica.

§ 2. A presión osmótica desde a perspectiva da teoría cinético-molecular da calor

Sexan p_1, p_2, \dots, p_l variables de estado dun sistema físico¹ que determinan completamente o estado instantáneo de tal sistema (p. ex. as coordenadas e as compoñentes das velocidades de todos os seus átomos), e sexa o sistema completo de ecuacións para a variación destas variables de estado da forma

$$\frac{\partial p_\nu}{\partial t} = \varphi_\nu(p_1 \dots p_l) \quad (\nu = 1, 2, \dots, l),$$

¹Nesta sección daranse por coñecidos os artigos do autor verbo dos principios básicos da termodinámica (cf. Einstein, A.: «Kinetische Theorie des Wärmegleichgewichtes und des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik», *Ann. Phys.*, 1902, **314**(10), 417-433, e tamén Einstein, A.: «Eine Theorie der Grundlagen der Thermodynamik», *Ann. Phys.*, 1903, **316**(5), 170-187). Para entender os resultados deste traballo non cómpre coñecer os ditos artigos nin comprender esta sección do presente artigo.