

Forces:

filament solide: $\nu_f \approx 0,1 \mu$
 $m = 3 \cdot 10^{-22} \text{ kg}$

fluide: laminaire, donc faible si P faible

pression de radiation:

radiation \ll gaz \Rightarrow on peut l'ignorer
 peu de gaz pour négliger les collisions photon-gaz

$\Delta T = 0,1 \sim 0,5 \text{ K}$
 filice 1 cm^2
 mica: $0,1 \text{ mm}$ d'épaisseur
 $\omega_{\text{max}} = 200 \text{ km} \cdot \text{min}^{-1} \approx 20,3 \text{ ms}^{-1}$
 $\Rightarrow F_{\text{rad}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ N}$

la rapidité du flux de convection dépend linéairement de ΔT .

$P_{\text{faible}} \Leftrightarrow G_{\text{P}} \Leftrightarrow \frac{P}{\nu} = RT \uparrow \Rightarrow P = \text{cte}$
 $\nu = \frac{\eta}{V} \downarrow$

libre parcours moyen:

$l = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi \varphi^2}$ $\varphi = \text{diam molécule (si sphérique)}$
 $n = \text{densité}$

1) On a un choc si on a le centre d'une molécule dans un cylindre de diam $\pi \varphi^2$
 Pour un temps t , dans le cyl $\pi \varphi^2 \times \bar{v} t$, on a $n \pi \varphi^2 \times \bar{v} t$ centres moléculaires ou chocs.
 τ la durée moyenne des chocs vérifie: $n \pi \varphi^2 \bar{v} \tau = 1$, et $l = \bar{v} \tau$
 (si 1 molécule est mobile) $\Rightarrow l = \frac{1}{n \pi \varphi^2}$

$n = \frac{\rho}{M} = \frac{P}{k_B T}$

AN: $P = 10^5 \text{ Pa}$ $T = 290 \text{ K}$ $\Rightarrow l \approx 1 \text{ mm}$
 $\varphi = 3,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ $\approx 100 \text{ \AA}$, $l \approx 0,1 \text{ mm}$

Rayleigh

$F_{\text{ray}} = \frac{3}{4\pi} \times \frac{k_B \Delta T}{\sqrt{2} \pi \varphi^2} \times \frac{S_v}{L}$ $S_v = \text{surface du bord de l'ailette}$
 $L = \text{épaisseur de l'ailette}$

Il faut que $L \gg l$ sinon ce n'est plus vrai (plus de temps thermique)
 Efficacité max pour $L = l$

$F_{\text{ray}} = \frac{3}{4\pi} \times \frac{\Delta T}{T} \times \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \varphi^2} \times l = \frac{3}{4\pi} \times \frac{\Delta T}{T} \times l P \times h$

Einst: on plonge une large et fine hélice dans un air où une grad de température existe
 P est cste au-dessus et en-dessous de l'ailette $\Rightarrow n(x) T(x) = \text{cste}$

loin de l'ailette, l'air est au repos $\Rightarrow n(x) \sqrt{v(x)} = \text{cste}$

théorie cinétique des gaz

$F_{\text{Einst}} = p \times \frac{l^2}{T} \times h \times \frac{\partial T}{\partial x}$ car $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T}{l}$
 $= \frac{\Delta T}{T} \times P l \times h$

oméliori:

l est l'épaisseur minimale efficace, F_{ray} augmente par si $L < l$, car le concept de température perd son sens.

Tests en 2008

tous les efforts se font en une zone d'environ 10.μ

$$F_{\text{sexl}} = \frac{14,72}{n+5} \cdot \frac{1}{T} \Delta T$$

n = degrés de liberté des molécules
logique

$$F_{\text{Scandarra}} = \alpha_E \times \frac{15 \text{ kPa}}{64 \sqrt{2} \pi \sigma^2} \frac{\Delta T}{\lambda} \times (\tau \cdot h)$$

$$\frac{15 \text{ kPa}}{64} \times \frac{\Delta T}{T} \times P \times l \times \frac{1}{\lambda} \times \tau \cdot h \quad \tau = \text{distance}$$

α_E = energy accommodation coefficient

étude de l'accommodation de l'énergie de translation gaz-surface
(AFM) Atomic Force Microscopy (années 2000)
Microscope à force atomique

$$\frac{95}{300} \times 10^{-4} \times 100 = 0,4$$

III Radiométrique.

Plus ou le même.

liés, mais assez différents.

Il faut une surface avec une variation de température.

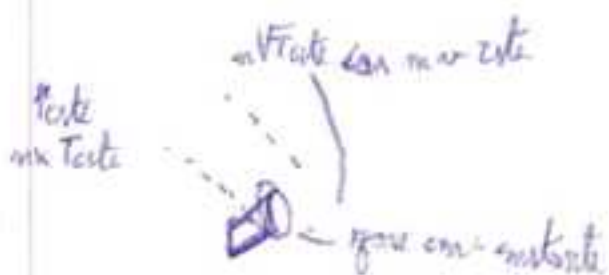
Rayons:

Sur une ^{elle} surface, le gaz rompt le long de celle-ci ("thermal creep") et si elle est poreuse, il passe du côté froid vers le côté chaud.

ici, le côté poreux est représenté par le bord. le gaz passe donc, et le mouvement des gaz fait avancer la plaque.

Einstein:

Dans l'ampoule, on a 2 équilibres: $\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}$ et entre ces deux, on a une force sans équilibre, où cette fois la pression de tout le gaz sur le bord du côté Nord plus importante.



force \propto périmètre sur une bande de largeur λ épaisseur e extérieure

$$F = -p \lambda e \frac{p_1 - p_2}{T}$$

Considérer le réchauffement de la plaque comme fournisseur d'im $\propto AT$

I) Observations

- Mobile Radiometre (contexte historique) : mise en évidence de l'émission des corps chauffants (IR)
 ↳ intentions de Crookes

Si T fort

Observations	
+	faible

	X

	faible
	X

	X

Si T faible mais émission forte ①

Seulement en IR

①

② - faibles) sans rayonnement lumineux.

Historiquement

1873 Crookes
 Maxwell
 1879 Reynolds
 Einstein

solides : $\rho = 905$ ou $\rho = 91$ en mm $\approx 5 \cdot 10^3$

fluides du gaz : longueur $\approx 10^{-7}$ m

pression photonique : $\Delta P = \frac{E}{c}$ (E non et $\frac{h\nu}{c}$ km) [micro]

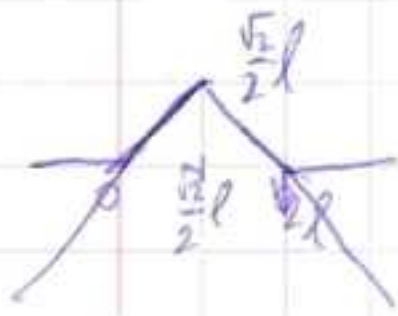
pres radiométriques : pression de gaz : $\Delta P = N m \Delta v$ ou $N A (\frac{1}{2} m v^2) = E$ exemple radiation 600K

$\frac{\text{pression gaz}}{\text{pression photonique}} = \frac{2c}{v} \approx 10^6 \Rightarrow$ pression photonique négligeable

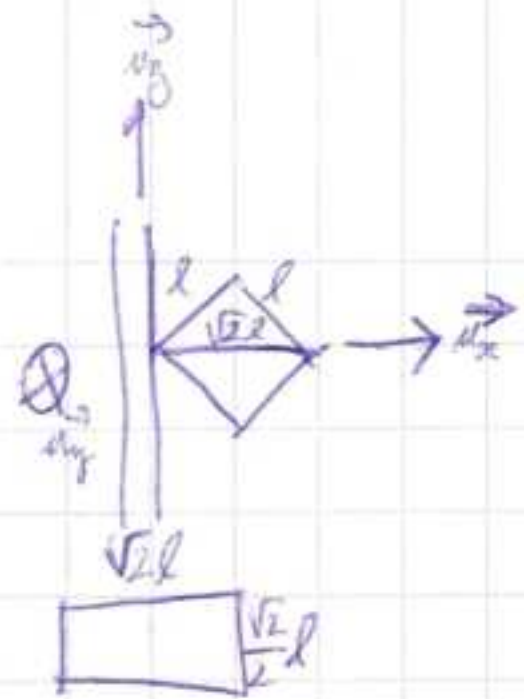
pression du gaz chauffé, air dilaté : X car μT , \Rightarrow donc reste le même en terme juste un transfert de chaleur.

on a une pression photonique, mais cela est car on ne les collisionne le gaz sont négligeables (\Rightarrow les molécules de gaz sont assez espacées pour former un chemin

en contenant peu \Rightarrow pression bien faible \Rightarrow on le retrouve pour l'émission



$$= \left| x - \frac{\sqrt{2}}{2}l \right| + l$$



l^2

vitese $v = \Omega r$
 $\vec{v} = \Omega \times \vec{r}$
 direction $\vec{v} \parallel \vec{\Omega}$

$$\frac{1}{2T} \times \frac{\partial T}{\partial x} \times l \times h \times l P \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T}{l}$$

$$= \frac{1}{2} \times \frac{1}{T} \times l \times h \times P \times \Delta T$$

$$F_{\text{ind}} = \frac{1}{2} \times \frac{\Delta T}{T} \times h \times l P$$

inverte sau nu
 pentru radionuclida?

$$F_{\text{ex}} = \frac{3}{4\pi} \times \frac{\Delta T}{T} \times \frac{k_B T}{\sqrt{2} \times \pi^2} \times h$$

$$= \frac{3}{4\pi} \times \frac{\Delta T}{T} \times \frac{h P l^2}{\sqrt{2} \times \pi^2}$$

$$n_v = \frac{P}{k_B T}$$

$$l = \frac{1}{\sqrt{2} n_v \pi^2} \times \frac{h P l^2}{\sqrt{2} \pi^2} = \frac{h P T}{\sqrt{2} \pi^2} \times \frac{1}{P}$$

momentul de atare $\propto \frac{\partial T}{\partial x}$
 \rightarrow dependent de gradient de T
 (0,1 - 0,5 K)
 între 2 fire
 sau la: fire gradient

fora radionuclidic pe la suprafață \rightarrow gradient

$$\frac{14,72}{m \times 5} \times \frac{1}{T} \Delta T$$

atomic force microscope

$$\frac{0,5}{300} \times 10^4 \times 100 \times 0,4$$

$$\frac{8}{3} \times 0,4 \times 10^{-5}$$

1 mm épaisseur mica
carré 1 cm²

$$\Delta T = 0,1 - 0,5 \text{ K}$$

$$w = 200 \text{ km}^{-1} \approx 3,3 \text{ km}^{-1} \rightarrow 10^{-4} \text{ N}$$

$$3 \text{ km}^{-1} \rightarrow 10^{-5} \text{ N}$$

$$0,1 \text{ cm}^3 = 10^{-6} \text{ dm}^3 = 2,825 \times 10^{-4} \text{ g} = 1,13 \text{ g}$$

$$0,4 \text{ cm}^3 = 4 \times 10^{-6} \text{ dm}^3$$

$$= 0,4 \text{ mm}^3$$

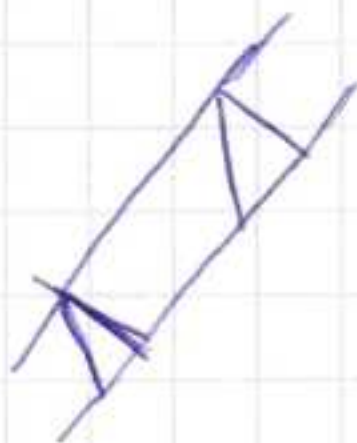
$$S_g = 10 \text{ g}$$

$$\Rightarrow 980 \text{ g} \cdot 10^{-3} \text{ N}$$

$$80 \times 10^{-3} \text{ N}$$

$$\Rightarrow 0,05 \text{ N} - 0,1 \text{ N}$$

$$p_{\text{ex}} = 0,05 \text{ ou } p_{\text{ex}} = 0,1$$



$$\text{impulsion } |\vec{p}| = \frac{E}{c}$$

$$|\vec{p}| = \frac{2E}{c}$$

$$\vec{p}_i = \frac{h\nu}{c} \cos(\alpha) \vec{e}_x + \frac{h\nu}{c} \sin(\alpha) \vec{e}_y$$

$$\vec{p}_f = \frac{h\nu}{c} (-\cos(\alpha) \vec{e}_x + \sin(\alpha) \vec{e}_y)$$

$$\Delta \vec{p} = -2 \frac{h\nu}{c} \cos(\alpha) \vec{e}_x$$

$$PV = nRT$$

$$n \text{ photons} = n \times c \times S \cos(\alpha) dt$$

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{2n \cdot c \cdot S \cos(\alpha) h\nu dt}{c \cdot dt} \cos(\alpha) \vec{e}_x = 2nS h\nu \cos(\alpha) \vec{e}_x$$

$$\Rightarrow \vec{F}_p = 2nS h\nu \cos(\alpha) \vec{e}_x$$

pour rationnelles:

$$\Delta p \text{ donnée par la face avant: } \Delta p \approx N m \Delta v = \frac{E}{v} \text{ avec } N \Delta \left(\frac{mv^2}{2} \right) = E$$

$$\text{on simplifie variation d'énergie: } N \Delta \left(\frac{mv^2}{2} \right) \approx E$$

$$\text{d'où } \Delta p = N m \Delta v \approx \frac{2E}{v}$$

$$\text{et l'autre } \Delta p \text{ vaut } \frac{E}{c}, \text{ d'où } \frac{2c}{v} \approx 10^6$$

I) Historique

1873: Sir William Crookes

hélice de 4 ailettes Bet N dans une enceinte avec une dépression

à la base pour la pression de radiation

⇒ Met en évidence une émission des corps chauffés en liaison avec source chaude par rayonnement vers (rayonnement IR)

1^{ère} hyp: foudre

2^{ème} hyp: dégagement gazeux de la paroi:

3^{ème} hyp: force de press du gaz sur N: } fausses

1879: Rayleigh

~1930: Einstein } mettent en évidence des forces qui expliquent le mouvement = forces radiométriques
mit par trop quidominare

II) Étude

[Dessin]

$\Delta T = 0,1 - 0,5 \text{ K}$ donc hyp 2 fausse

- forces de frottement:

solide: $m = 5 \cdot 10^{-7} \Rightarrow \|f_s\| \approx 0,1 \text{ Mc}$ en N avec μ_c très faible

fluide: écoulement laminaire, faible μ & P faible (à propre on la domine).

- forces de pression:

radiation: $N(mv) = \frac{E}{c}$ (Boyer N)

gaz: $N(mv) = \frac{E}{v}$ (Voors B)

$\Rightarrow \frac{m_{\text{radi}}}{m_{\text{gaz}}} \approx \frac{c}{v} \approx 10^6 \Rightarrow$ forces \ll gaz
(considérable si les collisions photo-gaz sont négligeables)

Seul pour P très faible (quelques milliton)
(par expérience, on le trouve par $\|f_s\|$ faible aussi)

Et pour la frot: P faible \Rightarrow GP $\Rightarrow \frac{E}{v} \uparrow \Rightarrow P = \text{cte}$, juste un transfert de chaleur

III) Forces radiométriques

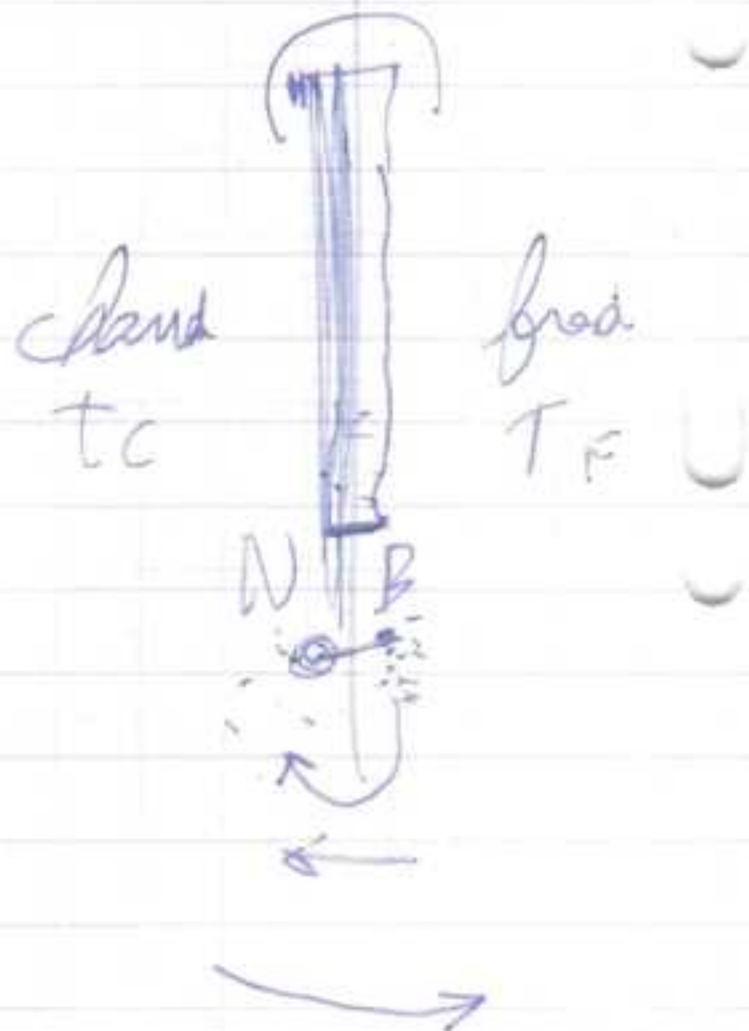
Basées sur le même principe (échange de chaleur)
 Surface + gradient de T
 dépend: taille des molécules, épaisseur (épaisseur critique λ)

Rayonné:

Surface // au gradient: la gaz rampe sur cette surface, du froid vers le chaud
 (ici c'est le bord)
 indépendante de l'épaisseur sauf si $L \gg \lambda$ épaisseur critique
 $\propto \Delta T$
 \propto longueur & périmètre

Einstein:

Surface \perp au gradient: pression non-constante sur la zone proche du bord (plaque: nT côté air: nT côté air support plus ou moins épais)
 \propto largeur λ .
 $F_{\text{Einstein}} = -\gamma \lambda \frac{\Delta T}{T} l \propto$ périmètre



$$\frac{1}{n} \left(\frac{\partial}{\partial n} (nT) \right) = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial}{\partial n} (n \frac{T}{n}) \right) = \frac{\Delta T}{\Delta T} = 1$$

$$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$$

$$\Rightarrow T = a + b$$

$$\Rightarrow T = T_f + \frac{(T_c - T_f)}{L} \cdot a$$

$$\Rightarrow \frac{\partial T}{\partial n} = k$$

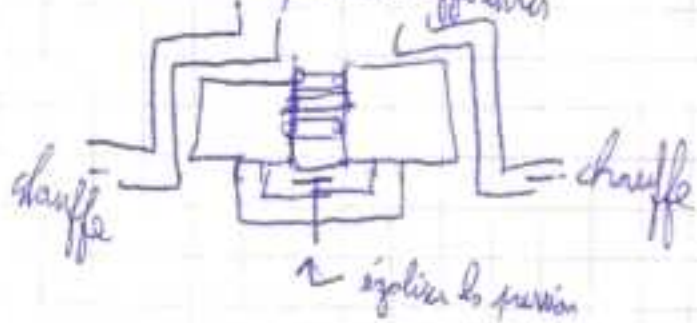
$$\Rightarrow T = \frac{k}{2a} \cdot n + c$$

Flux de transport thermique

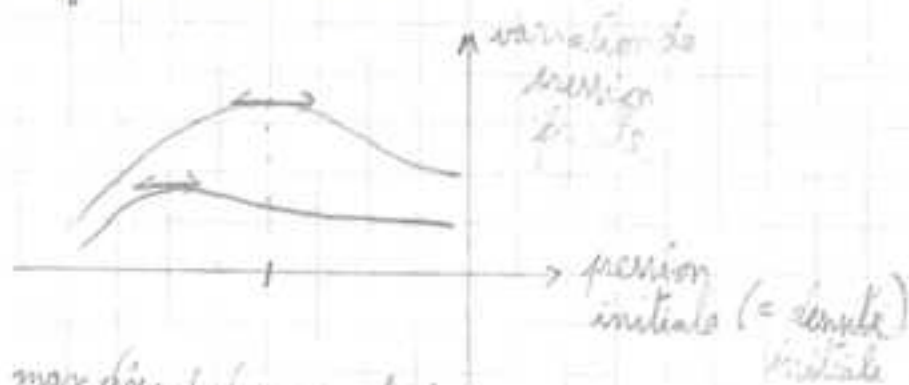
Flux de Poiseuille

Thermo-diffusomètre:

2 chambres séparées par une plaque poreuse à des températures différentes



+ jauge de mesure



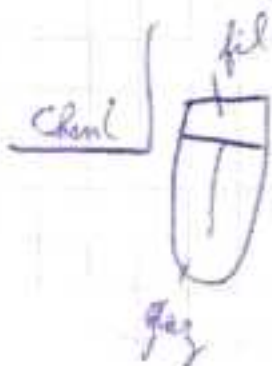
le max dépend du gaz, et des trous de la plaque

ex: air = sensibilité max: pression init max > 1 atm
air + H₂O = P₀ max = 8 pouces de mercure

L'épaisseur de la plaque ne change rien

$$\frac{f(P_0)}{P_0} = \frac{f(P'_0)}{P'_0} \quad \text{si } P'_0 = P_0 \times \frac{S_2}{S_1} \quad \text{si même gaz même } \Delta T$$

temps de transpiration avec des pressions initiales différentes (mais $\frac{P_0}{L} = \text{cte}$)



pour P petit, le fil s'éloigne du point chaud

on a des motifs pour des P bien plus grands, que celles du radium, car $S_{fil} < S_{radium}$

$$\text{et } t_{trans, fil} = t_{trans, rad} \times \frac{S_{rad}}{S_{fil}}$$

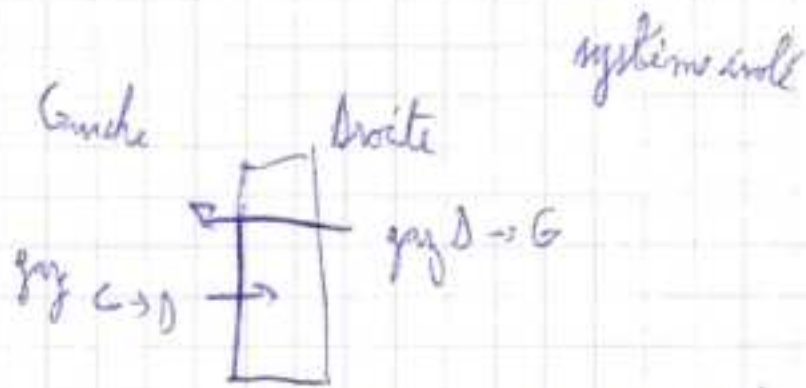
variation de pression exponentielle

on a des courbes de flux de masses

utile pour les syst de contrôle de flux de gaz rarifiés de haute pression

A l'air de dépendre du gaz ??

Vision méca



plan réferé on étudie l'un des deux en supposant que l'autre effectue les propriétés des milieux d'où ils prennent

étude spatiale:

1) Transpiration: les isothermes sont des plans parallèles.

On en déduit Ω , la vitesse moyenne (≈ 15) pour une densité, τ temps, énergie moyenne

2) Radiométrie:

$$\Delta P = \frac{v^2}{\rho} \times \frac{M}{\tau} \times \frac{d^2}{dx^2} \left(\frac{\tau}{m} \right)$$

 τ temps absolue

(effets tangentiels pris en compte)

Masse trouve $\times 3$ sans les effets tangentiels

- effets normaux résultant des déplacement moyen des molécules

- effets normaux et tangentiels des variations de conditions du gaz.

Thermale transpiration (rien d'une variation de la molécule constitution)
 Transpiration sous pression

- dimensions du radiomètre
- dépend de la divergence des lignes de flux

Thermal transpiration

Tests de Graham

relation dépend de la porosité de la plaque (largeur des trous)
de la densité du gaz (espace moyen entre deux molécules)

les gaz ont une structure hétérogène (une fraction n'a pas les mêmes propriétés que le tout)
↳ idée d'un gaz moléculaire, non "continu"

Aucune loi ne réfute l'idée d'un gaz "continu"; la transpiration thermique et le radiomètre sont la preuve,
mais trop peu compris.

la transpiration thermique ont suivi l'explication du phénomène du radiomètre
et des forces qui apparaissent quand on communique de la chaleur à un gaz sur une surface.

Pression crée par le chauffage d'un gaz par une surface;

- idée de relation entre la taille de la surface (fine), et le trajet moyen d'une molécule
(donc sa pression)

Donc en diminuant la surface, on peut monter la pression.

Mais la surface serait trop petite pour des pressions mesurables

Si on fixe les hélices, le gaz devrait tourner.

A la place d'hélices, on met des petits trous \Rightarrow transpiration thermique

Efforts tangentiels et normaux

radiomètre = impulsion

différence de température \Rightarrow mouvement du gaz à travers
de fines ouvertures.

P proportionnel à $\frac{1}{S}$ dans le radiomètre
mouvement

Echelle de force : mouvement pour $P = \frac{1}{2}$ atm.

λ = trajet libre moyen entre 2 molécules

$$F_{\text{ray}} = -\frac{3}{4\sqrt{2}} \pi^2 \times \frac{h}{c^2} = \frac{\Delta T}{L} \times S_v$$

L = épaisseur

S_v = surface verticale (prop à L)

Force radiométrique opposée au gradient de température

Transpiration thermique: mouvement de particules = gaine d'un gradient de température

$$F_{\text{cond}} = -\frac{1}{2} \uparrow \left(\frac{\lambda}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) l$$

↳ périmètre

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T}{\lambda}$$

sur une zone de λ m d'épaisseur

$$\Rightarrow F_{\text{cond}} = -\frac{1}{2} \uparrow \lambda \times \frac{\Delta T}{T} l$$

$$\approx -\frac{1}{\sqrt{2}} \times \frac{h}{c^2} \times \frac{\partial T}{\partial x} (hl)$$

↳ surface fermée

Même: épaisseur λ