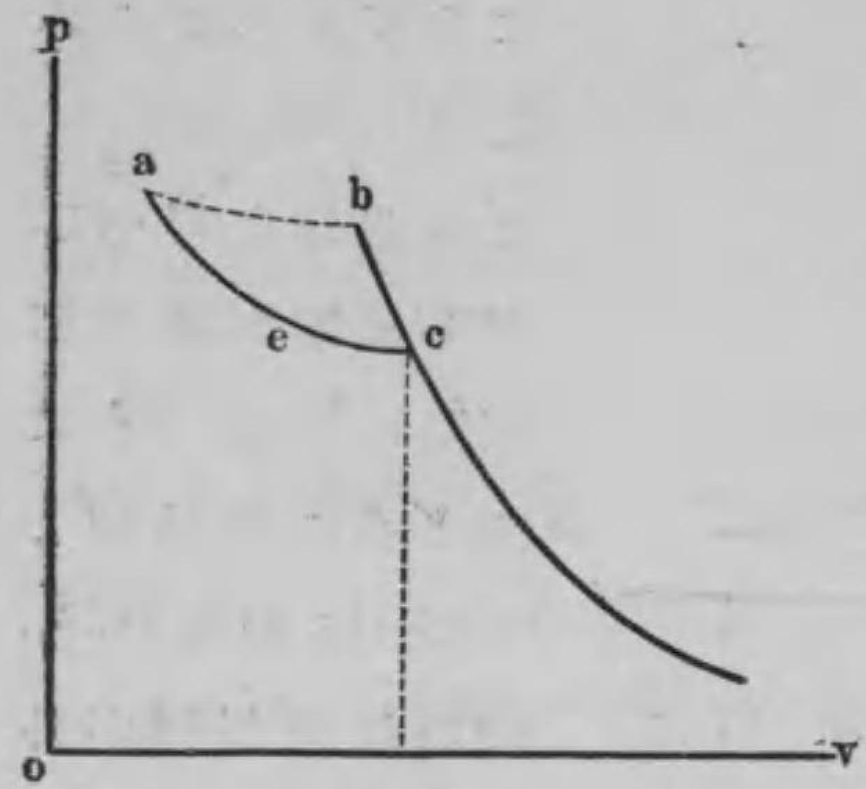
の任意の狀態を通過せしめて c に到らしむるも,其最後に於ける內部エネルギーは同一なり.



第二百五圖

U_a, U_c を a, c に於ける內部エネルギーとし, a より c に到るに熱 H を受け,仕事 W を爲したりとすれば,一般に

$$U_c-U_a=JH-W$$

或は

$$U_c-U_a=Q-W$$

なり. 若し c と a と同一ならば, $U_c=U_a$ なるに依り, $Q-W=0$ なり. 即ち再歸業作を成せる後も U が不變なる故に $JH-W=0$ なり. 然れども H 及び W の大小は,如何なる行程を經たる乎に依て變化する者にて恒數にあらず.

第百六十四節 任意の戻逆再歸業作

極めて近似せる二個の斷熱線と, T_2 及 T_1 に對應する二個の等溫線とよりなる再歸業作を考ふれば,受くる熱をエルグ單位にて ΔQ_1 とし,授くる者を ΔQ_2 として

$$\frac{\Delta Q_2}{\Delta Q_1}=\frac{T_2}{T_1}$$

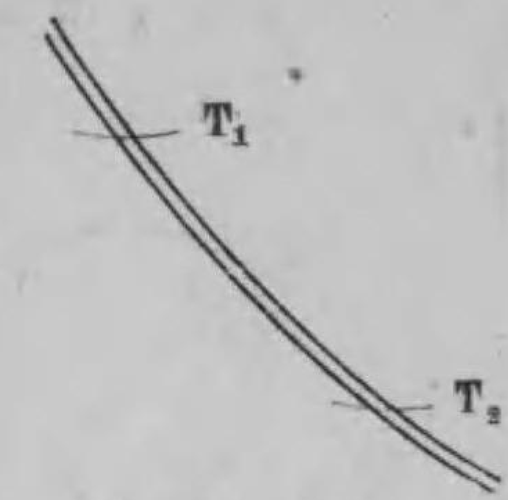
なるに依り,若し受くる者を正とし,授くる者を負と看做せば,

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1}+\frac{\Delta Q_2}{T_2}=0$$

即ち

$$\Sigma\frac{\Delta Q}{T}=0$$

なる形となる.

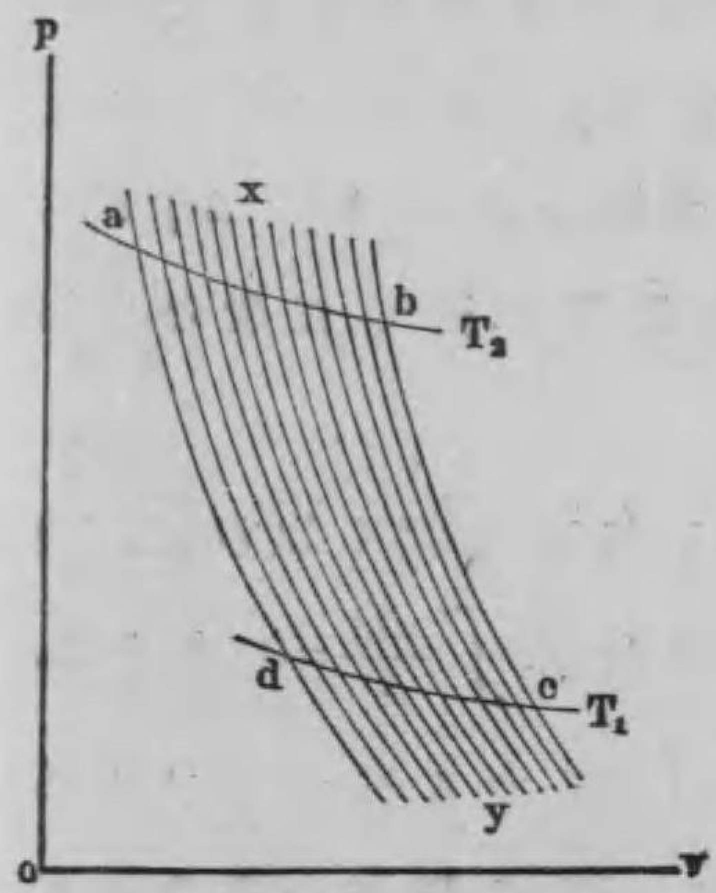


第二百六圖

斯の如き微少なる再歸業作の一群を考ふれば, $abcda$ の如き大なる面積を有する場合に就ても戻逆業作なるが故に, 例へば,任意の斷熱線 xy を往復する結果は零なるに依り,畢竟

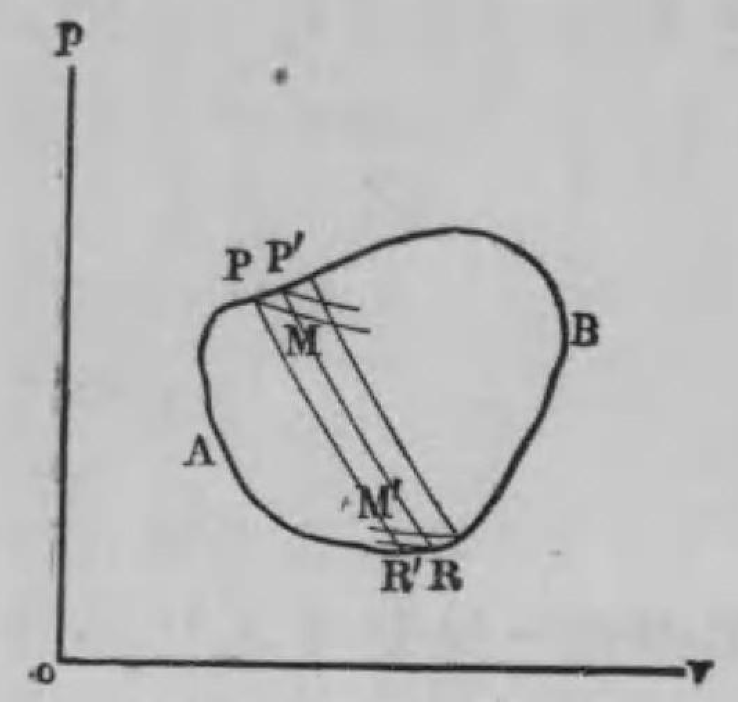
$$\Sigma\frac{\Delta Q}{T}=0$$

を得べし.



第二百七圖

若し又第二百八圖に於て, APBRA の如き任意の再歸業作ならんには,之を幾多の等溫線及斷熱線にて區割し, PP′ の代りに PMP′ を通過せりと考ふれば, PMRM′ の如き微少なるカルノー再歸業作の集合と看做し得べし.



第二百八圖

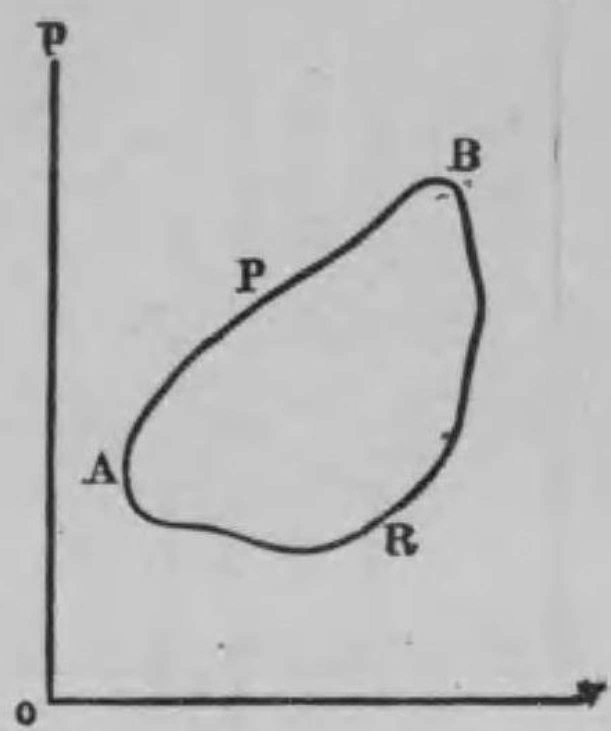
然るに MP″ は斷熱線なる故に，PM 間に受くる熱を $\Delta Q'$ とし，PP′ 間に受る熱を $\Delta Q''$ とすれば，PMP′P の再歸業作に於て，爲す仕事 ΔW は $\Delta Q'-\Delta Q''$ に等しからざるべからず．然るに ΔW は PMP′ の面積にて代表され，此面積は $\frac{1}{2}PP'\times PM\times \sin P'PM$ なるが故に，PP′ 及び PM を共に第一次の無限小とすれば，ΔW は第二次の無限小なるを以て，之を省略すれば $\Delta Q'-\Delta Q''=0$ 卽ち $\Delta Q'=\Delta Q''$ なり．從て此範圍に於て，任意の再歸業作に就て $\Sigma\frac{\Delta Q}{T}=0$ となる．

然るに，等溫線及び斷熱線を無限に近く取れば，ΔQ は dQ となり，Σ は $\int$ と變ずる故に $\int^{A}\frac{dQ}{T}=0$ となる．此場合に省略されたる者は $(\int)dW$ なるが，之は二次の無限小を積分せる者なる故に，一次の無限小なる事明白にて，且つ此論法は戻逆業作に限り正當なるを忘るべからず．

第百六十五節　エントロピー

前項の說明に依り，任意の戻逆再歸業作に於て，

$$\int_A^A \frac{dQ}{T}=0$$



第二百九圖

なるを知れり．然るに，今之を四段に分ちて考ふれば，

$$\int_A^A=\int_A^P+\int_P^B+\int_B^R+\int_R^A=0$$

或は $\int_A^P+\int_P^B=-\int_B^R-\int_R^A$

$$=\int_A^R+\int_R^B$$

となる．卽ちAよりBに到るに，其行路の如何に關せずして，$\frac{dQ}{T}$ を積分せる者は一定なりと云ふ事に歸す．依て此函數を ϕ とすれば，

$$\int_A^B\frac{dQ}{T}=\phi_B-\phi_A$$

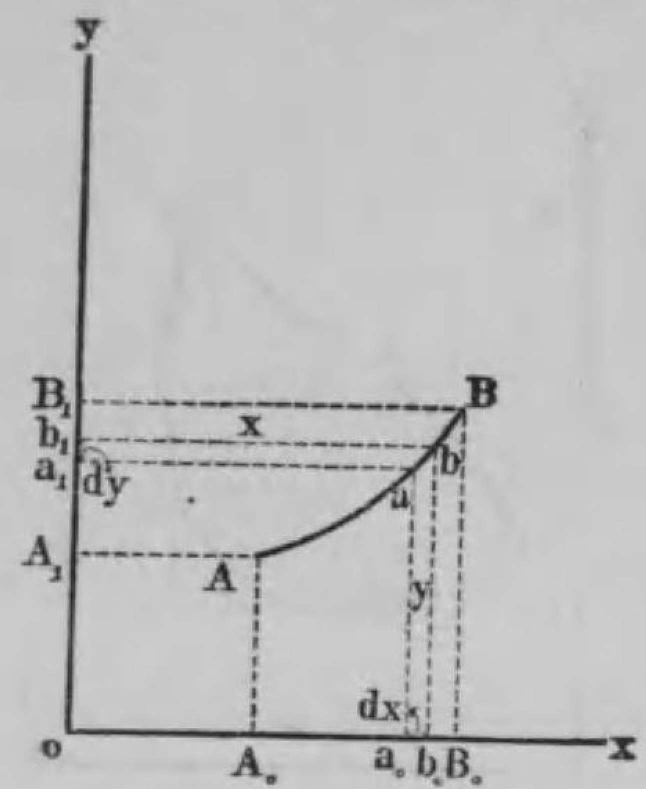
なる形なり．從て $\frac{dQ}{T}=d\phi$ にて $\frac{dQ}{T}$ は一個の全微分なり．

全微分とは如何なる者なる乎と言ふに，例へば，今

$$\alpha=\int_A^B(ydx+xdy)$$

を考ふれば，$ydx+xdy=abb_0a_0+abb_1a_1$ 故に $\alpha=AA_0B_0BB_1A_1A$ なる面積にて $OB_0\times OB_1-OA_0\times OA_1$ に等し．故にA點の座標を x_0, y_0 とし，B點の座標を x_1, y_1 とすれば，

$$\alpha=x_1y_1-x_0y_0.$$



第二百十圖

蓋し $\alpha=\int_{A}^{B}(ydx+xdy)$

$$=\int_{A}^{B}d(xy)=\Big|xy\Big|_{A}^{B}$$

にて $ydx+xdy$ は $d(xy)$ なる故に $\Omega=xy$ なる者の全微分 $d\Omega$ なり.

之に反して

$$\beta=\int_{A}^{B}(ydx-xdy)$$

を考ふれば,

$$ydx-xdy=abb_0a_0-abb_1a_1 \text{ なる故に}$$

$$\beta=AA_0B_0BA-AA_1B_1BA$$

となり, A と B とが與へられても AB なる曲線の形が與へられざる限り, β は不定なり. 換言すれば, $ydx-xdy$ は全微分にあらずして, $f(xy)=c$ なる函數の形が與へられざる限り

$$\beta=\int_{A}^{B}(ydx-xdy)$$

を積分すること能はず.

溫度 T に在る物體が dQ 丈の熱量を受けたる時, 此物體は $\frac{dQ}{T}=d\phi$ 丈其エントロピーを增加したりと云ふ. 從て, A 狀態にある物體が, B 狀態に移りたるときは, 其物體のエントロピーは,

$$\int_{A}^{B}\frac{dQ}{T}=\phi_B-\phi_A$$

丈增加す. 換言すれば, ϕ_A を以て A に於ける**エントロピー**と稱す. 然れども其値は $\phi=o$ なる狀態が知られざる限り未定の者にて, 單に A と B とに於けるエントロピーの差のみが $\int^{B}\frac{dQ}{T}$ に依て決定せらる.

例へば, 0°C にある氷が一瓩丈 0°C の水になりたりとすれば, 此場合に 80 カロリの熱を受くる故に, 此場合に於けるエントロピーの變化は,

$$\frac{80\times J}{273}$$

なり. 然れども 0°C に於ける水或は氷のエントロピーが幾何なる乎は知る能はず.

然るに, 上の積分は A と B とが戻逆業作に依て連結せらるる場合にのみ正當なる者なるが故に, 然らざる場合には之を決定する能はず.

一般に氣體の場合には,

$$dU=dQ-pdv,\quad dU=C_vdT,\quad p=\frac{RT}{v} \text{ なる故に,}$$

$$d\phi=\frac{dQ}{T}=\frac{dU+pdv}{T}$$

$$=C_v\frac{dT}{T}+R\frac{dv}{v}$$

從て, 之を積分すれば, $\phi_2-\phi_1=C_v\log\frac{T_2}{T_1}+R\log\frac{v_2}{v_1}$

となり，始終兩狀態に於ける溫度及體積を知れば，其エントロピーの差を知る事を得べきも，始或は終に於けるエントロピーは吾人之を知る能はず．

第百六十六節 任意系內之エントロピー

前節の定義に依て明かなる如く $d\phi=\frac{dQ}{T}$ なる故に，一系が他と全く絕緣せられたる際には $dQ=0$ なるを以て，其エントロピーは當然不變なるが如く見ゆるも，實際は必しも然るにあらず．假令外部より熱の出入無しとするも，其系內に於て熱の移動あれば，エントロピーの總和に變化を生ずる者にて，エネルギーの如く其量一定せる者にあらず．例へば，同一系內の甲部の溫度 T_1 にて乙部の溫度を $T_2=T_1-\Delta T$ なりとすれば，傳導に依て dQ 丈甲より乙に移りたる際に，甲部は

$$d\phi_1=\frac{dQ}{T_1}$$

丈エントロピーを失ひ，乙部は

$$d\phi_2=\frac{dQ}{T_2}=\frac{dQ}{T_1-\Delta T}=\frac{dQ}{T_1}\left\{1+\frac{\Delta T}{T_1}\right\}$$

丈エントロピーを取得すべし．從て全系に就き之を言へば，

$$d\phi_2-d\phi_1=\frac{dQ}{T_1}\cdot\frac{\Delta T}{T_1}$$

丈エントロピーは增加する筈にて，一般に言へば，

$$\Sigma\int\frac{dQ}{T}>0$$

なり．

若し此場合に於て，$\Delta T=0$ 即ち全系內の溫度同一なる場合には，エントロピーの變化も亦皆無なるべく，而して斯る場合に起り得る者は，當然戾逆業作にして，理想的の者たるに過ぎず．何となれば，戾逆業作は順逆共に同樣の生起公算を有するが故に，他に何等乎の作用あるに非ざれば起り得る者にあらざればなり．換言すれば，自然に起る現象は常にエントロピーの增加を伴ふ者にて，エントロピーは減少する事無し．

第百六十七節 エネルギー之消散

カルノー之再歸業作に於て，高熱源より Q_1 なる熱を受け，W 丈の仕事を爲せりとすれば，

$$W=Q_1\frac{T_1-T_2}{T_1}=Q_1-Q_1\frac{T_2}{T_1}$$

なり．從て T_1 なる溫度にある熱量 Q_1 の內にて，

$$Q_1\left\{1-\frac{T_2}{T_1}\right\}$$

丈が仕事に變じ得るも，殘り $Q_1\frac{T_2}{T_1}$ 丈の熱エネルギーは，之に仕事を爲さしむる能はず．從て熱エネルギー Q_1 は二種の部分に別ちて考へらるべく，前者を有用**エネルギー**，後者を無用**エネルギー**と稱す．

此區別は絶對的の者にあらずして,其系內の最低溫度の函數なり. 一般に言へば,熱エネルギーQの幾何が無用なる乎と云ふに,其最低溫度に比例し,且つ其現在の溫度に逆比例す. 從て若しT_1の溫度にある熱が傳導に依てTの溫度に移りたりとすれば,其爲に無用エネルギーは $QT_2\left\{\frac{1}{T}-\frac{1}{T_1}\right\}$ 丈增加す. 或は有用エネルギーは同量丈減少す. 從てエネルギーの總量は不變なるも,有用エネルギーの量は變化す. 此事實を**エネルギー之下落或はエネルギー之消散**と云ふ.

此場合に於て

$$\frac{Q}{T}-\frac{Q}{T_1}=Q\left\{\frac{1}{T}-\frac{1}{T_1}\right\}$$

は傳導の爲に此系のエントロピーが增加せる量なり. 之を $\Delta\phi$ とすれば, $T_2\Delta\phi$ は此際に增加せる無用エネルギー之量に等し. 從て熱傳導等の如く,非反逆變化の場合に於ても,無用エネルギー之增加を知るを得ば,之を其系の最低溫度にて除したる商を以てエントロピーの增加と成すを得べし. 若し任意系に於て,其最低溫度を溫度の單位と假定すれば,エントロピー之增加と無用エネルギーの增加とは同一なるべく,自然現象の起る每にエントロピーが增加すと云ふ事は,自然現象の起る每に無用エネルギーが增加すと云ふ事と

其意義を同うす.

第百六十八節 自由エネルギー

第一法則に依て,

$$dQ=dU+pdv$$

なる故に $d\phi=\frac{dQ}{T}$ を書き變へて,

$$dU+pdv=Td\phi \quad 或は \quad d\{U-T\phi\}=-pdv-\phi dT$$

を得べし. 今 $U-T\phi=\xi$ と略記すれば,

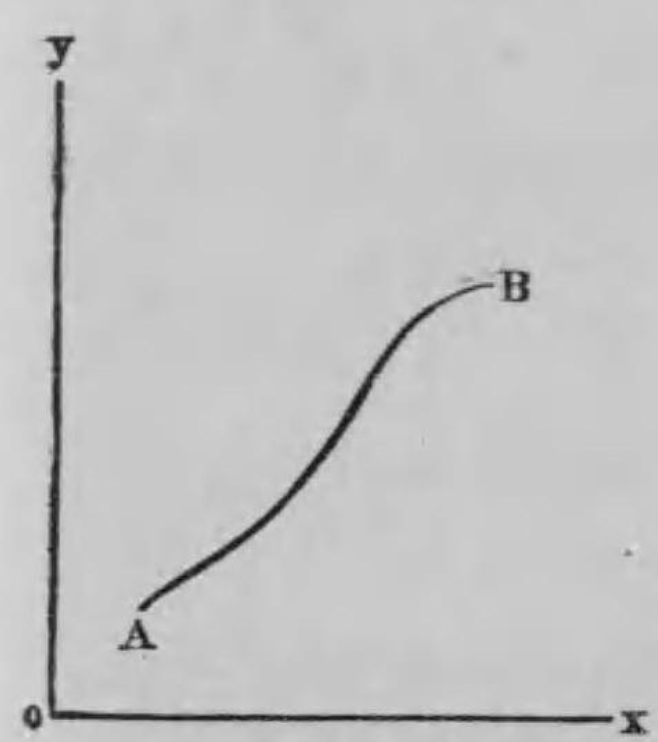
$$d\xi+pdv+\phi dT=0$$

なるが故に,

$$\frac{\partial\xi}{\partial v}=-p; \qquad \frac{\partial\xi}{\partial T}=-\phi$$

$$U=\xi+T\phi=\xi-T\frac{\partial\xi}{\partial T}$$

從て,吾人若し任意系のξを知ることを得ば,是れより上記の關係を利用して p, ϕ, U 等を算定することを得べし. 今,溫度一定なりとすれば $d\xi=-pdv$ にて



第二百十一圖

$$\xi_B-\xi_A=-\int_A^B pdv=\int_B^A pdv$$

卽ちAとBとに於けるξの差は,BよりAに來る際に爲せる仕事の量に等し. 故に此ξを稱して**自由エネルギー**或は**第一熱力學ポテンシ**

アルと云ふ.

AよりBに變化する際に等溫にて,而かも仕事を爲さざる場合には $\xi_B-\xi_A=o$ 卽ち自由エネルギーは不變なり. 是れ蓋し $\xi=U-T\phi$ に於て等溫戻逆變化ならば,內部エネルギーUも,エントロピーφも共に不變なるが故に,當然之結果なり. 然れども,若し戻逆變化に非ざれば,Uは不變にてφは必增加するが故に,ξは常に減少せざるべからず. されば ξ が旣に極少に達せる系に在りては,更に變化する能はず. 換言すれば,斯る場合には平衡狀態に在り.

體積 v と溫度Tとを變數に採用せる場合には

$$d\xi=-pdv-\phi dT$$

なる關係を利用するを得策とするも,體積とエントロピーとが變數ならば,

$$dU=Td\phi-pdv$$

を利用せざるべからず. 次に壓力と溫度とが變數ならば,更に他の關係を求むる必要あり. 今

$$\zeta=\xi+pv$$

と置けば,

$$d\zeta=d\xi+pdv+vdp$$
$$=vdp-\phi dT$$

となりて求むる關係なり. 此 ζ を第二熱力學ポテンシアルと稱す. 自然現象は,常にポテンシアルが減少する向きにのみ起る者なり.

第百六十九節 壓力と沸騰點及融解點との關係 前節に述べたる如く $\zeta=U-\phi T+pv$ と置けば,今液體が氣化する場合を考ふるに. 此際には,壓力も溫度も共に不變なる故に $dp=o,\ dT=o$ なり.

從て
$$d\zeta=dU-Td\phi+pdv$$

となる. 而して此變態の爲に與へたる熱量を dQ とすれば,第一法則より

$$dQ=dU+pdv$$

なるを以て,

$$d\zeta=dQ-Td\phi$$

なり. 依て若し $d\zeta=o$ ならば,

$$dQ-Td\phi=o \quad 卽ち \quad \frac{dQ}{T}=d\phi$$

なる故に戻逆變化なるべく,換言すれば $d\zeta=o$ ならば,此系は平衡狀態にあり. 然るに單位質量の氣化毎に,氣體にありては

$$d\zeta_v=v_v dp-\phi_v dT$$

を增加し,同時に液體にては

$$d\zeta_e=v_e dp-\phi_e dT$$

を失ふ故に,此系全體にては

$$d\zeta=d\zeta_v-d\zeta_e=(v_v-v_e)dp-(\phi_v-\phi_e)dT$$

を增加すべし．氣化熱を L_v カロリとすれば，$\frac{JL_v}{T}$ 丈のエントロピーが，氣化の爲に增加する故に，

$$\phi_v-\phi_e=\frac{JL_v}{T}$$

なり．從て

$$d\zeta=(v_v-v_e)dp-\frac{JL_v}{T}dT.$$

若し此溫度Tに對する飽和壓が p なりとすれば，平衡狀態に於ては $d\zeta=o$ なるが故に，外壓と沸騰點との關係は

$$(v_v-v_e)dp=\frac{JL_v}{T}dT$$

となる．然るに一般には，氣化すれば體積增加する故に，$(v_v-v_e)>o$ なり．從て dp と dT とは同符號なるを要す．換言すれば，外壓の增加に比例して沸騰點は上昇す．故に本邦の如き山國の內部に於ては，水の沸騰點が百度にあらざるを通例とす．

固體が融解する場合にも，全く同一論法に依り

$$(v_v-v_s)dp=\frac{JL_e}{T}dT$$

なる結果を得べきも，此場合には，液體の體積は必しも固體の體積より大ならざるが故に，其結論に於て同一ならず．水と氷の如く後者の體積が前者の體積より大なる場合，卽ち $v_s>v_e$ ならば，

$$-(v_s-v_e)dp=\frac{JL_e}{T}dT$$

なる故に，dp と dT とは異符號にて，壓力增せば融解點は降下すべく，

$$v_e=1.00;\quad v_s=1.09;\quad L_e=80;\quad T=273;\quad J=4.2\times10^7$$

なる故に，

$$dT=-\frac{0.09\times273}{4.2\times10^7\times80}dp=-7.31\times10^{-9}dp$$

にて，若し dp を一氣壓卽ち 1.013×10^6 ダイン/糎^2 丈增せば，

$$dT=-0.0074°C$$

にて氷點は約百四十分之一度降下す．換言すれば0°Cにては氷結せず．

第百七十節　斷熱的伸長に基く溫度の變化

今，金屬棒の溫度T，長さ l，切口單位面積なる者を採り，溫度を ΔT 降下せしむれば，

$$\Delta l_1=-\frac{\partial l}{\partial T}\Delta T$$

丈收縮すべし．若し又此棒の兩端に力を加へて，其張力を ΔF 丈增さば，爲に

$$\Delta l_2=\frac{\partial l}{\partial F}\Delta F$$

の伸長を生ずべし．從て，是等二作用が同時に起り，且つ Δl_1 と Δl_2 とが其量に於て等しきときは，棒の全長に

變化なかるべし. 故に膨脹率は

$$\beta=\frac{1}{l}\frac{\partial l}{\partial T}$$

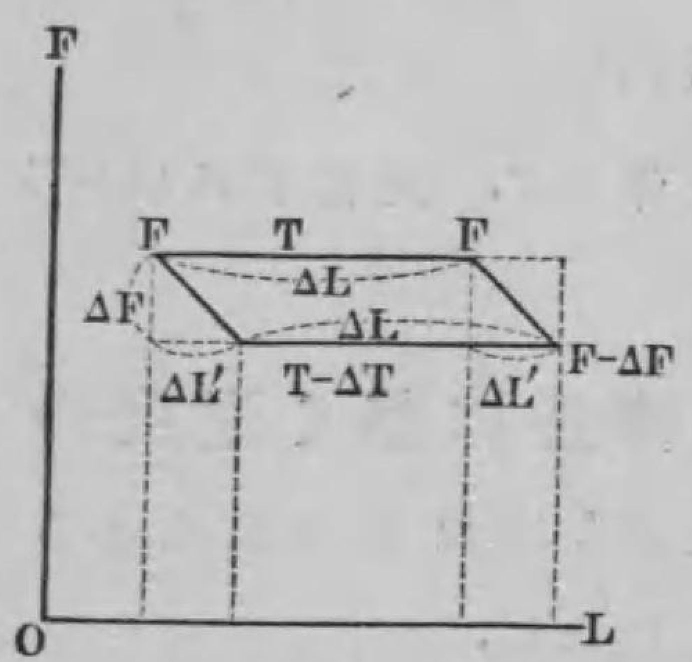
にて,延長彈性率は

$$E=\frac{l}{\left\{\frac{\partial l}{\partial F}\right\}}$$

なるに依り,

$$-l\beta\Delta T+\frac{l}{E}\Delta F=0 \quad \text{或は} \quad \Delta F=E\beta\Delta T$$

なる關係を生ず.



第二百十二圖

次に此棒に H_1 カロリの熱を加へて等溫膨脹を成さしめ, $l+\Delta l$ となりたる後,更に斷熱膨脹にて $l+\Delta l+\Delta l'$ に到らしむれば,多少自ら冷却して $T-\Delta T$ となり,張力 F は $F-\Delta F$ となるべし. 此時熱量 H_2 を奪ひて等溫收縮をなさしめ, $l+\Delta l'$ に到らしめたる後,更に斷熱收縮にて元の狀態に戻らしむべし.

此再歸業作に際し成したる仕事は

$$\Delta W=\Delta F.\Delta l$$

なる事,圖に依て明かなり. 且つ

$$\frac{H_1}{T}=\frac{H_2}{T-\Delta T}=\frac{H_1-H_2}{\Delta T} \quad \text{或は} \quad H_1-H_2=\frac{H_1}{T}\Delta T$$

なるが,第一法則に依り

$$\Delta W=J(H_1-H_2) \quad \text{即ち} \quad OF\cdot\Delta l=\frac{JH_1}{T}\Delta T=\frac{JH_1}{T}\cdot\frac{\Delta F}{E\beta}$$

或は

$$H_1=\frac{E\beta T}{J}.\Delta l$$

なり.

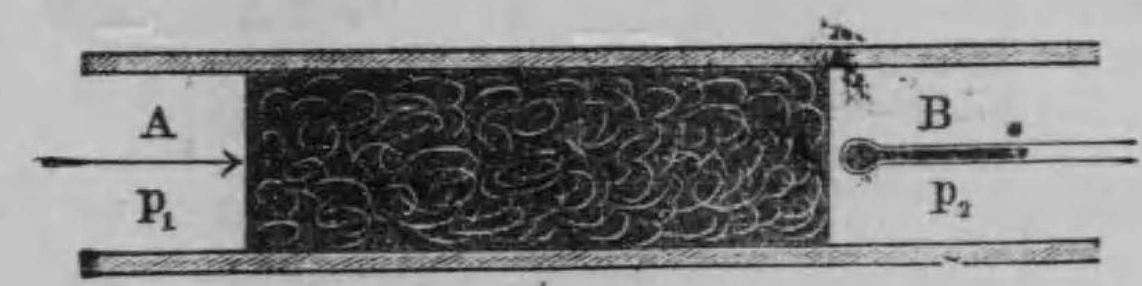
然るに,初め棒を $l+\Delta l$ に延長せしむる際に,熱を與へざりしならば,自ら冷却せしなるべし. 其爲に起るべき溫度の變化を Δt とすれば,此冷却せる棒の比熱 C にて,比重 ρ なるときに $-C\rho\Delta t$ カロリの熱を加ふれば長さ $l+\Delta l$ にて,溫度 T の狀態卽ち等溫膨脹の際の狀態に歸るべし. 從て

$$H_1=-C\rho\Delta t \quad \text{或は} \quad \Delta t=\frac{-E\beta T}{JC\rho}.\Delta l$$

なり. 換言すれば,一般に斷熱的伸長の爲に,溫度は降下す. 然れども膨脹率 β が負量なる場合には Δt と Δl とは等符號なるを以て,伸長の爲に溫度上昇す. ゴムは後者に屬する好例なり.

第百七十一節 冷却効果

今ジャウル及タムソン之細孔栓實驗に於て, A 部の高壓力 p_1 にて, B



第二百十三圖

部の低壓力p_2のとき,氣體が徐〻にAよりCを通過してBに噴出するとせんに,Aより入るときの仕事はp_1v_1にて,Bに出るときの仕事はp_2v_2なり.若し完全氣體ならばpvが恒數なるも,若し然らずとすれば,$p_2v_2-p_1v_1$に相等するエネルギーは,C部分より奪はるべき筈なり.其熱量をエルグ單位にてqとし,u_1及u_2を前後に於ける内部エネルギーとせば,

$$q=u_2-u_1+p_2v_2-p_1v_1=\int_1^2\{du+d(pv)\}$$

となる.若しジャウル之法則も,ボイル之法則も共に正しければ,duも$d\{pv\}$も共に零なる故に,$q=o$なるべき筈なるも,實際の氣體は完全なる者に非ざるが故にqが零に非ざる事は實驗に依て證明せらる.蓋し分子間に引力ある故に,假令眞空中に膨脹する場合には外部に對して仕事を爲さずとも,分子力に反對し變位する故に,エネルギーの一部は,分子間に介存する媒質に移る者と看做さるべき者なり.

一般に,氣體の壓力が變化するに要する潜熱をl_pとすれば,

$$\Delta Q=t\Delta\phi=t\left\{\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_p\Delta t+\left(\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)_t\Delta p\right\}$$

$$=JC_p\Delta t+Jl_p\Delta p$$

又

$$\Delta Q=\Delta u+p\Delta v$$

なるが故に

$$\Delta u=-p\Delta v+JC_p\Delta t+Jl_p\Delta p$$

なり.然るに,細孔栓の前後に於て溫度の變化無き様に相當の熱量Δqを加へたりとすれば,$\Delta t=o$なるに依り

$$\Delta u=-p\Delta v+Jl_p\Delta p$$

$$=-\Delta(pv)+\{v+Jl_p\}\Delta p$$

或は

$$\Delta u+\Delta(pv)=\{v+Jl_p\}\Delta p$$

且つ

$$\Delta\{u+pv\}+\Delta q=o$$

依て

$$\Delta q=-\Delta\{u+pv\}=-\{v+Jl_p\}\Delta p$$

即ち

$$\frac{\Delta q}{\Delta p}=-\{v+Jl_p\}$$

なり.

玆にΔqは氣體の壓力がΔp丈減少せる際に,其溫度の降下を防ぐ爲に供給すべき熱量,換言すれば,膨脹の際に吸收する熱量なり.依て,兩者の比を冷却効果と稱し,ξにて之を表はせば,

$$\xi=\left(\frac{\Delta q}{\Delta p}\right)=-\{Jl_p+v\}$$

なり.

此際,若しC部に於て,熱の供給を斷たば,Bに噴出する氣體の溫度はΔt丈降下すべし.此場合に於ては,第百六十一節に說明せる如く,

$$\Delta\{u+pv\}=o$$

なるに依り，

$$\mathrm{JC}_p\Delta t+\mathrm{J}l_p\Delta p+v\Delta p=o$$

或は

$$\mathrm{J}l_p+v=-\frac{\mathrm{JC}_p\Delta t}{\Delta p}$$

なり．從て

$$\xi=\mathrm{JC}_p\frac{\Delta t}{\Delta p}$$

となる．故に既知の Δp に對する Δt を觀測すれば可なり．

攝氏溫度及大氣壓を單位としたる，實驗の結果は，次表の如し．

空氣	t	0°	7°	39°.5	92°.8		
	$\frac{\Delta t}{\Delta p}$	+0.275	+0.263	+0.224	+0.153		
炭酸瓦斯	t	0°	7°.4	35°.6	54°.0	93°.5	97°.5
	$\frac{\Delta t}{\Delta p}$	+1.39	+1.31	+1.02	+0.88	+0.65	+0.64

是等より得たる實驗式は

$$\frac{\Delta t}{\Delta p}=\mu\left\{\frac{\mathrm{T}_0}{\mathrm{T}}\right\}^2, \qquad \mathrm{T}_0=273^\circ\mathrm{K}.$$

空氣にて $\mu=0.275$，炭酸瓦斯にて $\mu=1.39$ なり．但し是等は大約を示すに過ぎざる者にて精確にあらず．

第百七十二節　空氣液化機械　今，空氣の場合を考ふるに，上記の實驗式に依て 0°C のときには

$$\Delta t=-0.275(p_1-p_2)$$

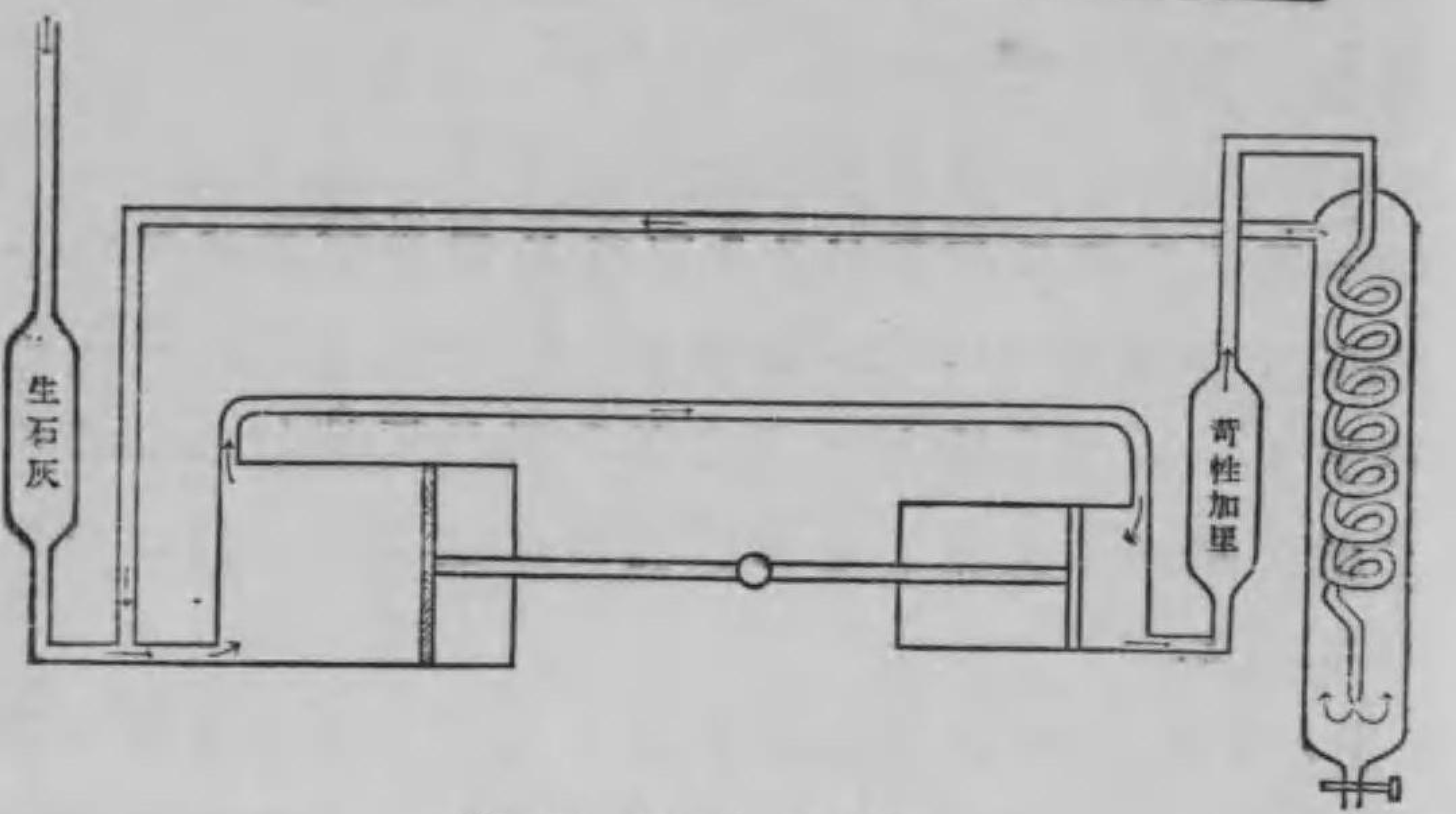
なり．若し $p_1=65$, $p_2=22$ とすれば

$$\Delta t=-0.275\times 43\fallingdotseq -12^\circ\mathrm{C}$$

卽ち假に六十五氣壓にある空氣を，攝氏零度に冷却して，二十二氣壓の室內に噴出せしむれば，零下十二度に降下す．依て此冷却せる空氣を更に壓縮して同様の手續を採れば，次第に冷却し，竟には空氣の一部は液化するなり．

リンデ氏〔LINDE〕の空氣液化機にては，室內の空氣を第一壓搾ポンプに吸收して約十五分の一に壓搾し，之を第二壓搾ポンプに送り，玆にて再び約十五分の一に壓搾する故に，壓力は二百氣壓前後迄高むることを得べし．此壓搾せる空氣を細孔より噴出せしむれば冷却す．此冷却せる空氣は，高壓空氣を導く蛇管を包みて冷却しつつ第一壓搾ポンプに復歸し，外界より補充せられたる空氣と共に，幾回も循環して竟に液化するに到る．

更に之を改良せるハンプソン氏〔HAMPSON〕の器械は，第二百十四圖の如き構造にて，外界の空氣より炭酸瓦斯の如き不純物を除く爲に，先づ生石灰を通過せしめ，更に壓搾せる後に，水分を吸收せしむる爲に苛性加里內を通過せしむ．然らざれば，是等は空氣液化以前早く凝結して，蛇管を閉鎖するの恐あるなり．東北帝國大



第二百十四圖

學理科大學所藏の液化機械にては,運轉後十五分及至二十分にて,空氣の液化を見るを普通とす.

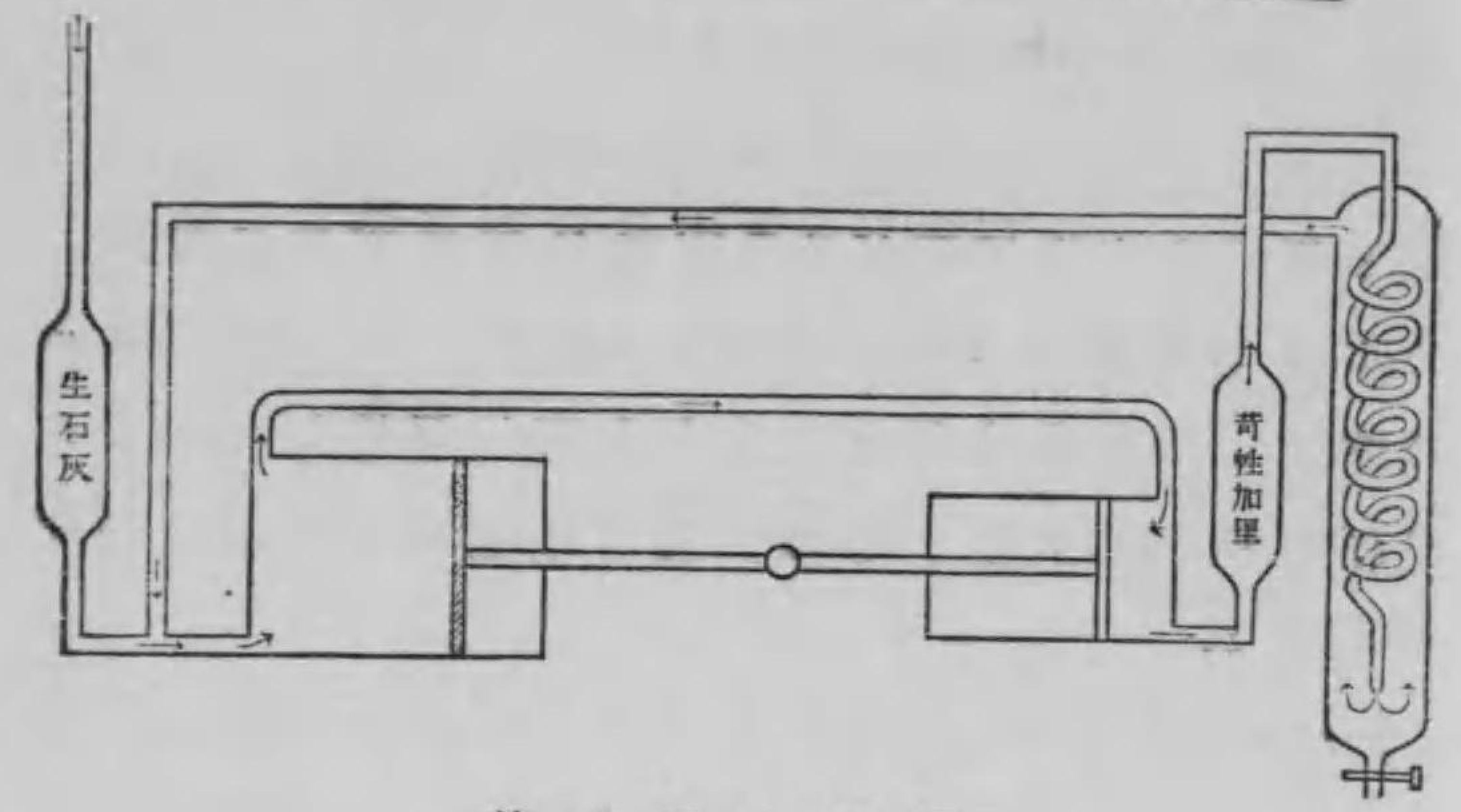
凡ての氣體が此場合に於て常に冷却するにあらずして,εは正負何れの場合もあり. 玆には,εは冷却効果なる故に,冷却する者を正とすれば,空氣にては前表の如く正なるも,其溫度と共に減少するが故に,或高溫度に到らば,竟には負量となり,却て噴出の際に溫度を增すに非ざる乎を疑はしむ. 水素に於ては,第百六十一節に明かなる如く普通の溫度に於て既に冷却効果は負量にて,攝氏七度の時一氣壓の差に就き約三十三分の一度を增加す. 從て空氣と同一の方法にては,之を液化すること不可能なり. 然と雖も,其冷却効果は溫度と共に變化し,充分なる低溫度に在りては,噴出の

際冷却する故に,壓縮せる水素を,先づ液體空氣にて冷却し,次に噴出せしむれば,水素を液化せしむることを得べし.

氣體名	沸騰點	融解點
水素	$-252°.5C=20°.5K$	$-257°C=16°K$
酸素	$-182°.5C=90°.5K$	$-238°C=35°K$
窒素	$-193°.C=80°K$	$-214°C=59°K$
炭酸瓦斯	$-78°.C=195°K$	

液化水素一瓦は十四乃至十五立方糎にて,密度は約0.07位なり. 從て沸騰點に於ける液體は,氣體の約六十倍の密度を有す. 液化沼氣は嘗て知られたる最も輕き者なりしも,水素に比して約六倍重し.

酸素,窒素等が,之を壓縮する事のみにては液化し得ざりし故に,屢是等を永久氣體と稱せる事ありしが,臨界溫度以下に冷却せる後に,臨界壓力以上の高壓を加ふれば,凡ての氣體は,是を液化せしめ得るのみならず,之を固體と爲す事を得べし.



第二百十四圖

學理科大學所藏の液化機械にては,運轉後十五分及至二十分にて,空氣の液化を見るを普通とす.

凡ての氣體が此場合に於て常に冷却するにあらずして,ξは正負何れの場合もあり. 玆には,ξは冷却効果なる故に,冷却する者を正とすれば,空氣にては前表の如く正なるも,其溫度と共に減少するが故に,或高溫度に到らば,竟には負量となり,却て噴出の際に溫度を增すに非ざる乎を疑はしむ. 水素に於ては,第百六十一節に明かなる如く普通の溫度に於て既に冷却効果は負量にて,攝氏七度の時一氣壓の差に就き約三十三分の一度を增加す. 從て空氣と同一の方法にては,之を液化すること不可能なり. 然と雖も,其冷却効果は溫度と共に變化し,充分なる低溫度に在りては,噴出の

際冷却する故に,壓縮せる水素を,先づ液體空氣にて冷却し,次に噴出せしむれば,水素を液化せしむることを得べし.

氣體名	沸騰點	融解點
水素	−252°.5C=20°.5K	−257°C=16°K
酸素	−182°.5C=90°.5K	−238°C=35°K
窒素	−193°.C=80°K	−214°C=59°K
炭酸瓦斯	−78°.C=195°K	

液化水素一瓩は十四乃至十五立方糎にて,密度は約0.07位なり. 從て沸騰點に於ける液體は,氣體の約六十倍の密度を有す. 液化沼氣は嘗て知られたる最も輕き者なりしも,水素に比して約六倍重し.

酸素,窒素等が,之を壓縮する事のみにては液化し得ざりし故に,屢々是等を永久氣體と稱せる事ありしが,臨界溫度以下に冷却せる後に,臨界壓力以上の高壓を加ふれば,凡ての氣體は,是を液化せしめ得るのみならず,之を固體と爲す事を得べし.

第十八章
氣體運動說

第百七十三節　分子は常に運動狀態に在り

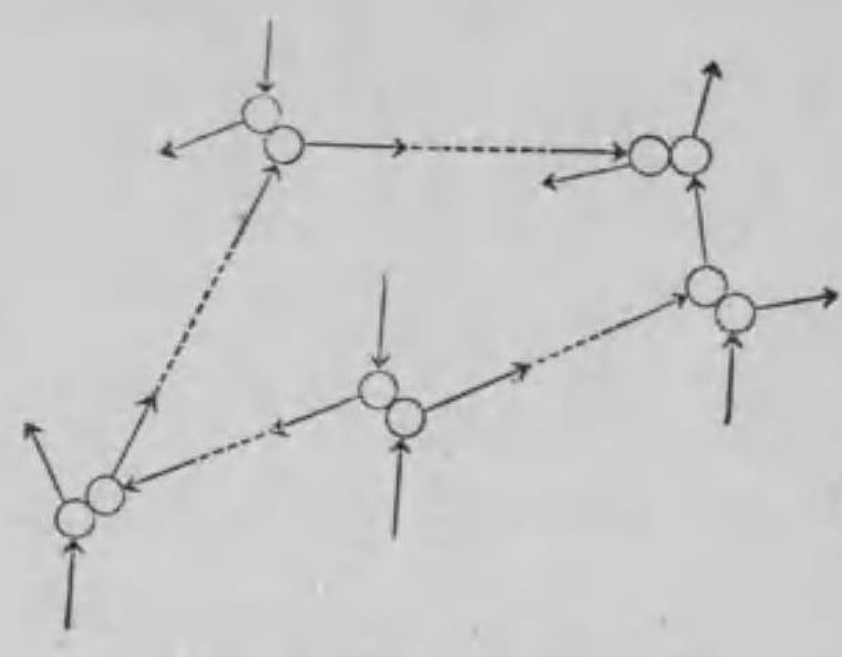
氣體は分子と稱する微細なる獨立體の集合よりなる者にて，是等の分子は各方向に運動し，互に衝突する故，其速度及方向は千變萬化するも，是等の運動に關しては，エネルギー保存之原理，並に力學的原理の凡てが適用せられ，分子が有する運動のエネルギーの多少は，熱として顯はれ，幾多の分子が衝突に依て器壁に與ふる運動量は，氣體の壓力として觀測せらるる者なりと假定し，氣體の諸性質を論ずるを得べし．是れ所謂**氣體之運動說**なり．

氣體の分子は本來斯の如き亂雜なる運動狀態にありと假定するは，或は當を得ざるに似たりと雖も，必しも然るにあらず．今，空氣の分子が或時刻に於て全く靜止し，任意の分布狀態に在りと假定せんに，地球より x の高さにある一分子は，地球引力の働きに依て自由落下をなすべく，之が地上に達せる際の速度は

$$v=\sqrt{2gx}$$

なり．此分子が完全彈性體にて，$-v$ の速度にて上方に反撥さるるならば，再び x の高さ迄上昇するが故に，此間を永久に往復運動することとなる．而して此理論は凡ての分子に適用さるる故に，地球上にある空氣分子が靜止狀態にあること不能なるは明白なり．

前記の場合に於ては，凡ての分子が單に上下の方向に運動するのみなるも，分子にして一定の體積を有すとせば，假に之を球形とするも，上昇下降の兩者必しも同一直線上に運動せる者のみが衝突するに非ざるが故に，衝突毎に其運動の方向は次第に傾き，竟には各方向に亂雜なる運動をなせる分子の集合團となるは必然の理なり．是に依て之を觀れば，少なくとも重力の働きを或期間受けたる氣體は，現在に於て外力の作用なきも靜止狀態にある能はざるべき者なり．

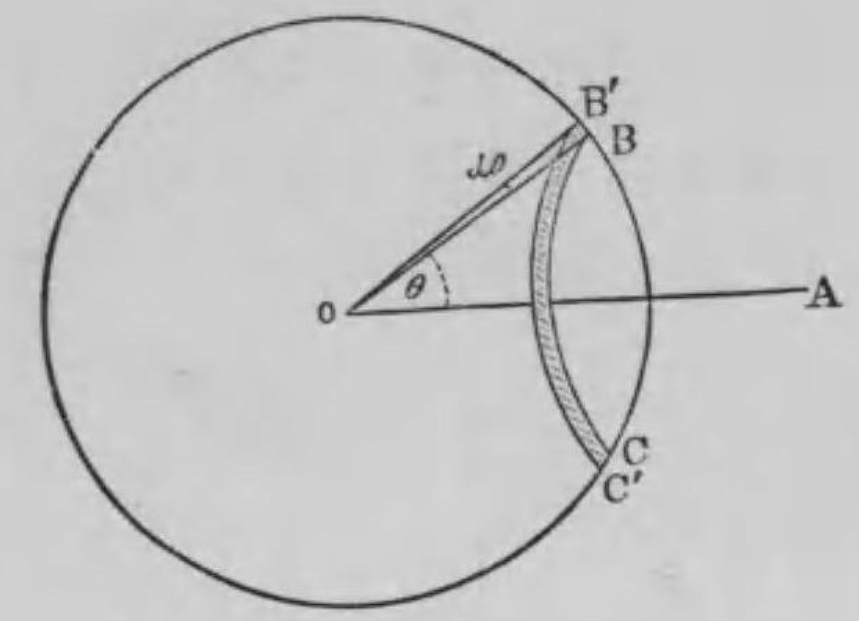


第二百十五圖

第百七十四節　壓力之算定

今，單位體積內にある分子の數を N とし，其速度を c とし，是等の分子が各方向に一樣に運動する者と看做せば，容易に

此氣體の壓力を算定することを得べし. 先づ任意の一點を中心として,單位長の半徑を有する球を考ふれば. o點を通る分子が此球面に衝突する點は,此球面上に一樣に散布せらるる筈なり. 從て總計N個の分子が此o點を通過せる際には,此球面上の單位面積に衝突せる點の數は,球の總面積が4πなるに依り,$\frac{N}{4\pi}$ならざるべからず.



第二百十六圖

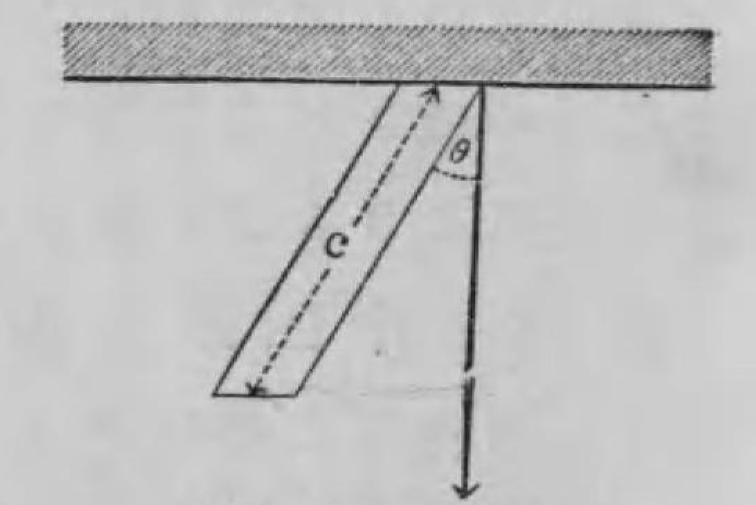
OAなる基線とθ及$\theta+d\theta$なる角をなす圓錐が,此球面より切り去る部分BB'C'Cに就て考ふるに,其面積は

$$\pi.\mathrm{BC}\,d\theta=2\pi\sin\theta\,d\theta$$

なる故に,此部分に衝突する分子數は

$$2\pi\sin\theta.d\theta\frac{N}{4\pi}=\frac{N}{2}\sin\theta.d\theta$$

なり. 而して是等の分子の凡ては, OA と θ 乃至 $\theta+d\theta$ の傾きを以て運動する者なり.



第二百十七圖

器壁への垂線とθなる

角を爲し,cなる速度にて運動する分子は,$c\cos\theta$なる速度にて此壁に垂直に衝突し,更に同速度にて反射する爲に,分子の質量をmとすれば,一回の衝突に就き,

$$2m.c\cos\theta$$

丈の運動量を壁に與ふ.

次に壁上に單位面積を取り,之を底とし,長さcに等しく,θ丈傾ける圓壔を考ふるに,此內部にありてθ丈傾ける速度にて運動せる凡ての分子は,單位時間內に必ず壁に衝突するも,更に遠方にある分子は衝突すること能はず. 而して此容積は$c.\cos\theta$なる故に,斯る分子數は,

$$c.\cos\theta.\frac{N}{2}\sin\theta\,d\theta=\frac{Nc}{2}\cos\theta\sin\theta\,d\theta$$

なるべし. 從て,單位時間に壁の單位面積に與ふる運動量は,

$$\frac{Nc}{2}\cos\theta\sin\theta\,d\theta.2m.c.\cos\theta$$

是れ卽ち壁とθなる角をなして衝突する分子に依て生ぜる壓力なり. 然るにθは零より$\frac{\pi}{2}$迄變化する故に,其總壓力は,

$$p=Nmc^2\int_0^{\frac{\pi}{2}}\cos^2\theta\sin\theta\,d\theta=\frac{Nmc^2}{3}$$

卽ち氣體の壓力は分子の質量と,分子數及其速度之自乘に依て定まることとなる.

第百七十五節 氣體之溫度,壓力及體積間之關係

凡ての分子は必しも同一速度を有する者にあらざる故に,今 N 個の分子の中にて,ν_i 個が速度 c_i を有すとすれば,前節の理に依て,

$$p=\sum\frac{\nu_i mc_i^2}{3}=\frac{m}{3}\sum\nu_i c_i^2$$

なり. 故に若し

$$\sum\nu_i c_i^2=\overline{c^2}\sum\nu_i=\overline{c^2}\mathrm{N}$$

と置けば,

$$p=\frac{\mathrm{N}m\overline{c^2}}{3}$$

なり. 玆に $\overline{c^2}$ は分子の速度之自乘の平均なること言を俟たず.

容器の容積 v にて,分子總數 n ならば,單位容積に付き $\mathrm{N}=\frac{n}{v}$ なるに依て,前式は

$$pv=\frac{nm\overline{c^2}}{3}$$

となる.

今 0°C に於ける水素に就いて言へば,一氣壓卽ち $p=1.013\times10^6$ のときに $nm=1$ 卽ち一瓦の質量の體積は $v=11160$ なる故に,

$$1.013\times10^6\times11160=\frac{1}{3}\cdot1\cdot\overline{c^2}$$

從て $$\overline{c^2}=3\times1.013\times1.116\times10^{10}$$

$$\overline{c^2}\doteqdot3.394\times10^{10}$$

故に $$\sqrt{\overline{c^2}}=1.84\times10^5\text{糎/秒}=1840\text{米/秒}$$

クラウジウス氏[CLAUSIUS] の計算に依れば, 0°C 及一氣壓のときに米/秒單位にて次の如し.

空氣	酸素	窒素	水素
485	461	492	1844

然るに一分子の有する運動エネルギーは, $\frac{1}{2}mc_i^2$ なる故に,全分子に就ては,

$$\mathrm{U}=\sum\frac{1}{2}mc_i^2=\frac{1}{2}m\sum c_i^2=\frac{1}{2}mn\overline{c_i^2}$$

なり. 依て

$$pv=\frac{2}{3}\mathrm{U}.$$

今,氣體の溫度 T は其分子の運動エネルギー U に依て定まる者とすれば,溫度一定ならば U は不變なる故に

$$pv=\text{恒數}$$

となる. 是れ卽ちボイル之法則なり.

然れども之を一般に言へば $\mathrm{T}\propto\mathrm{U}$ なる故に, k を比例恒數として,

$$pv=k\mathrm{T}$$

なる形となる. 是れボイル・シヤール之法則なり.

第百七十六節 アボーガドロー及ダルトン之法則

各種の氣體分子に就て考ふるに, 第一種の氣體分子の質量を m_1 とし, 其平均自乘速度を $\overline{c_1^2}$, 分子數を N_1 とすれば, 一個の分子の速度の自乘 c_1^2 は, 分子に依て甚だ不同なるも, 衝突に依て直に變化する故に, 時間に就て平均すれば, 各分子の平均自乘速度は同一となり, 何れも $\overline{c_1^2}$ と看做し得べし.

換言すれば, 各分子間に運動エネルギーは平等に配分さるるなり. 從て, 一分子の有する運動エネルギーは,

$$u_1=\frac{1}{2}m_1\overline{c_1^2}$$

となる. 全體にては

$$U_1=\sum u_1=\frac{1}{2}m_1\sum\overline{c_1^2}=\frac{1}{2}m_1N_1\overline{c_1^2}$$

なり.

今第一種の氣體に就て

$$u_1=\frac{1}{2}m_1\overline{c_1^2}=kT_1$$

なりとすれば, 同樣に第二種の氣體に就ては

$$u_2=\frac{1}{2}m_2\overline{c_2^2}=kT_2$$

なり. 然るに

$$p_1=\frac{1}{3}N_1m_1\overline{c_1^2};\qquad p_2=\frac{1}{3}N_2m_2\overline{c_2^2}$$

なるを以て, 壓力同一ならば,

$$p_1=p_2\quad 即ち\quad \frac{N_1}{N_2}=\frac{m_2\overline{c_2^2}}{m_1\overline{c_1^2}}$$

なるべく, 且つ溫度一定ならば $T_1=T_2$ にて各分子の運動エネルギーの平均値は同一ならざる可らず. 即ち $u_1=u_2$ 或は $m_1\overline{c_1^2}=m_2\overline{c_2^2}$ 從て $N_1=N_2$ となる.

換言すれば, 溫度及壓力が同一ならば, 氣體の種類如何に關せず, 同一容積内にある分子數は相等し. 是れ所謂**アボーガドロー**(Avogadro)**之法則**なり. 是に依て一分子の質量 m は其密度 ρ に依て決定せらる.

次に

$$p_i=\frac{1}{3}N_im_i\overline{c_i^2}=\frac{2}{3}N_ikT_i$$

なるが, 幾多の氣體を混合せる場合には,

$$N=\Sigma N_i$$

にて, 其壓力を P とすれば,

$$P=\frac{2}{3}NkT$$

なり. 而して混合物の溫度が平衡せる際には $T_i=T$ なる故に,

$$P=\frac{2}{3}NkT=\frac{2}{3}(\Sigma N_i)kT_i$$

$$=\Sigma\left\{\frac{2}{3}N_ikT_i\right\}=\Sigma p_i$$

即ち全壓力は各種の氣體の部分壓之總和に等し. 是れ即ち**ダルトン**(Dalton)**之法則**なり.

第百七十七節 氣體分子之速度

氣體の分子が種種の速度を以て運動する場合,其速度の平均値は,各分子の速度が如何なる割合に分布さるる乎に依て決定せらるるのみならず,一分子の速度を c_i とすれば,c_i の平均 $\bar{c}$ と,c_i^2 の平均値 $\overline{c^2}$ とは同一の者に非ざるは當然なり.

今,全分子數Nの内にて,N_i 個が c_i と c_i+dc_i との間の速度を有すとすれば,

$$N_i=f(c_i)dc_i$$

なり. 而してマクスエル之研究に依れば,速度が c_i と c_i+dc_i との間にある公算Kは,

$$K=\frac{4}{\sqrt{\pi}\,\alpha^3}c_i^2e^{-\frac{c_i^2}{\alpha^2}}dc_i$$

なる故に,全數N個の内,c_i と c_i+dc_i との間の速度を有する分子數は,

$$N_i=\frac{4N}{\sqrt{\pi}\,\alpha^3}c_i^2e^{-\frac{c_i^2}{\alpha^2}}dc_i$$

なり. 茲に α は恒數にて,其速度が α に等しき分子の數は最も多く,酸素の場合には $\alpha=377$ 米/秒 なり
平均速度は,

$$\bar{c}=\frac{1}{N}\int c_i(c_i)dc_i$$

にて決定せられ,速度分布がマクスエル[MAXWELL]之法則に依る場合には,

$$\bar{c}=\frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}}\doteqdot 1.128\alpha$$

となる. 又平均自乘速度は

$$\overline{c^2}=\frac{1}{N}\int c_i^2(c_i)dc_i$$

なるが故に,此場合に於て

$$\overline{c^2}=\frac{3\alpha^2}{2}=1.5\alpha^2$$

從て

$$\sqrt{\overline{c^2}}\doteqdot 1.225\alpha$$

にて,$\bar{c}$ よりも約一割大なり.

茲に注意すべきは,氣體分子の速度と,氣體之速度とを區別すべきことなり. 精言すれば,氣體の各分子は毎秒三四百米の大速度を以て運動するも,其方向は各分子に就て區區にして,直に他の分子と衝突する故に,氣體全體に就て言へば,共通の運動を成さず. 從て外部より之を見れば,氣體は靜止する者の如し.

第百七十八節 氣體運動說より見たるエントロピー

氣體分子の速度が c と $c+dc$ との間にある者の數は,c の函數なる故に,其函數の形を f とすれば,斯る分子の數は $Nfdc$ なり. 今,其各分子が或性質を有し,其數値は $\log f$ に等しき者とすれば,凡ての分子が有する此性質の總量は

$$H=N\int_0^\infty f\log f.dc$$

にて代表さるべし.

ボルツマン氏〔BOLTZMAN〕の研究に從へば,此性質の總量を表はす數值は時間の函數にて

$$\frac{dH}{dt}<0$$

なるを常とし,只常住態に達せるときは $\frac{dH}{dt}=0$ にて,Hは最少に,且つ其際には

$$f=ae^{-\frac{c^2}{a^2}}$$

となりて,所謂**マクスエル之速度分布法則**と化す.

此法則は最大公算を有する速度分布法なる故に,Hが次第に減じて,竟に最大公算を有する狀態に變ずるなり.

然るにエントロピーφと此Hとの間には k_1, k_2 を恒數として,

$$H=-k_1\phi+k_2$$

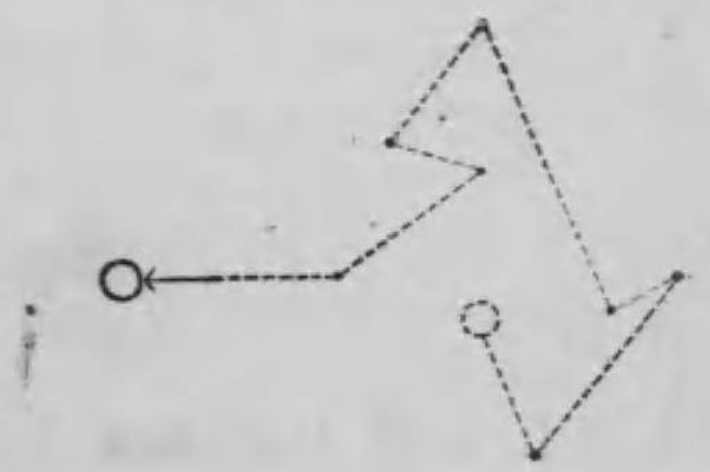
なる關係あるは下卷第四十一章に於て證明する所なるに依り,畢竟,Hとφとは,恰も

$$F=\frac{5}{9}C+32$$

にて華氏と攝氏との溫度が示さるる如く,同一量を單位並に基點を異にして測りたるに過ぎず. 依てエントロピーφが自然現象の起る毎に增加すと云ふは,H

が常に減少すと云ふと同一事實にて,換言すれば,熱の移動ある毎にエントロピーが增すとは,氣體の速度分布が自然現象起る毎に,公算大なる方に變化する者にて,公算少なき分布に自然に傾くこと無しと言ふことに歸着す.

第百七十九節 分子之衝突回數及平均自由行程 今,分子は凡て直徑 σ なる球形をなすと假定し,初に只一個のみが運動して,他は一樣に空間に配布されて靜止すと假定し,其衝突する回數を求めん. 此場合に於ては,運動すべき分子が二倍大となり,靜止の分子が凡て質點なりと考ふるも,衝突の公算に變化なし.


第二百十八圖

運動分子の速度を c とすれば,其衝突回數の如何に關せず,行程の總和は一秒間に c 糎なり. 而して分子の直徑は σ なる故に,假に此空間が寒天の如き者にて充たされ,其內にN個の砂が一樣に散布せる際に,此分子大の蟲が此速度にて運動せりとすれば,一秒間に穿ちたる孔の容積は $\pi\sigma^2c$ なること勿論なり. 而して此蟲か

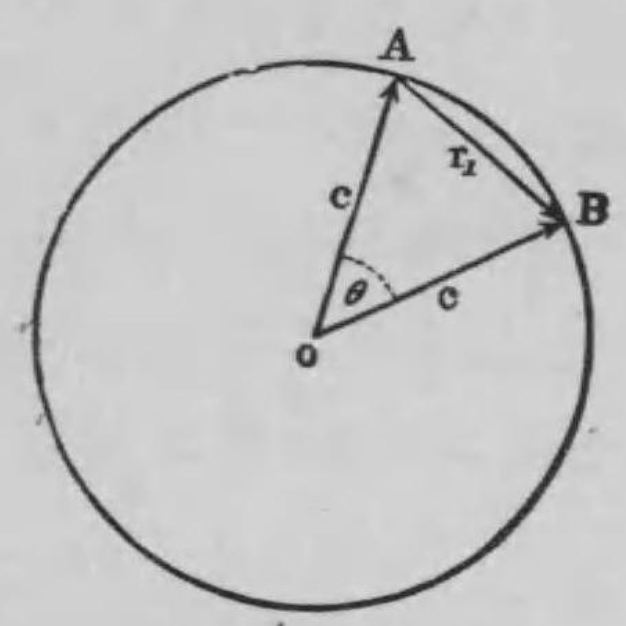
此際出合ふべき砂の數は $\pi\sigma^2 c$ の容積內にある砂の數に等しき故に,

$$z=\mathrm{N}\pi\sigma^2 c$$

なり. 是れ卽ち單位時間に分子が衝突する回數なり.

然らば一回衝突してより次に衝突する迄の距離を l とすれば, l の平均は

$$l=\frac{c}{z}=\frac{1}{\mathrm{N}\pi\sigma^2}$$



第二百十九圖

なり. 此 l を平均自由行程と云ふ.

凡ての分子が同一速度にて運動せりとすれば, 甲が oA の方向に, 乙が oB の方向に動く時, A より B を見たる相對速度は

$$r_1=2c\sin\theta/2$$

なり.

而して oA に對して θ と $\theta+d\theta$ との間の角にて運動する分子數は, 第百七十四節に說明せる如く

$$\frac{1}{2}\mathrm{N}\sin\theta\,d\theta$$

なり. 依て r_1 の平均値を r とすれば

$$r=\frac{1}{\mathrm{N}}\int_0^\pi\frac{\mathrm{N}}{2}\sin\theta\,d\theta.2c\sin\theta/2=\frac{4}{3}c$$

なり. 從て其衝突數は

$$z=\mathrm{N}\pi\sigma^2 r=\frac{4}{3}\mathrm{N}\pi\sigma^2 c$$

$$l_c=\frac{c}{z}=\frac{3}{4}\frac{1}{\mathrm{N}\pi\sigma^2}$$

是れはクラウジウス氏の出せる結果なり.

マクスエル氏の速度分布法則に從ふならば, 平均相對速度は $\bar{r}=\sqrt{2}\,\bar{c}$ にて

$$z=\sqrt{2}\,\mathrm{N}\pi\sigma^2\bar{c}$$

$$l_m=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{1}{\mathrm{N}\pi\sigma^2}$$

なり. 故に次の關係あり.

$$l:l_c:l_m=1:\frac{3}{4}:\frac{1}{\sqrt{2}}=1:0.750:0.707$$

第百八十節　分子の大さ

今
$$l_m=\frac{1}{\sqrt{2}.\pi\sigma^2\mathrm{N}}$$

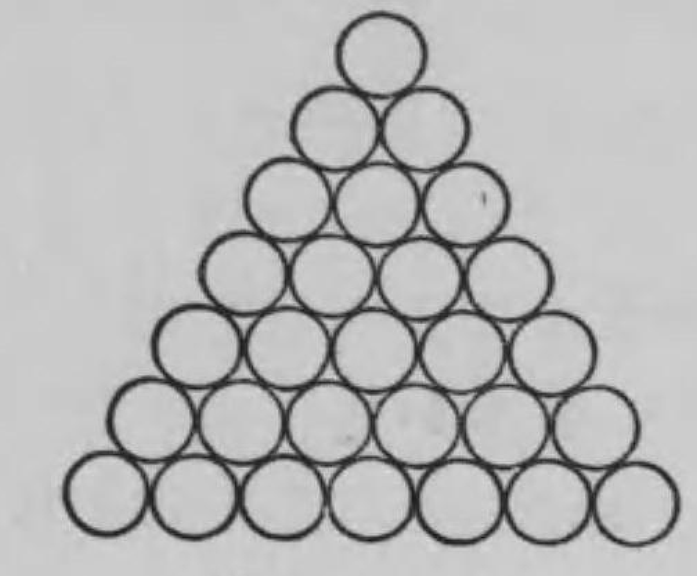
なるに依り,

$$\sigma=6\sqrt{2}\,\mathrm{N}\frac{\pi}{6}\sigma^3 l_m$$

なる關係を得べし. 然るに, 全分子の體積の總和を V とすれば $\mathrm{V}=\mathrm{N}.\frac{\pi}{6}\sigma^3$ なるを以て

$$\sigma=6\sqrt{2}\,l_m\mathrm{V}$$

となる. ロシミット氏〔LOSCHMIDT〕の說に依れば, 氣體が出來る丈收縮するときには液化する故に, 單位體積の



第二百二十圖

氣體が液化して V' となりたりとすれば,

$$\frac{V'}{V}=\varepsilon \text{ は } 1<\varepsilon<10$$

位の程度なり. 從て v_o 丈の體積を有する氣體が,液化して v_f になりたりとすれば,

$$\sigma=6\sqrt{2}\,l_m\frac{1}{\varepsilon}\frac{v_o}{v_f}$$

なり.

窒素に就ての實驗の結果に依れば, $\frac{v_o}{v_f}=813$ なるに依て, $\varepsilon=1$ と假定すれば,

$$\sigma \fallingdotseq \frac{1}{10^6}\text{耗}$$

となる. 即ち分子が衝突する際に兩分子の中心間の距離は,一粍の千萬分の一位の程度なり. 更に他の方面より之を算定すれば,

分子	水素	酸素	窒素	水蒸氣	鹽素	平均
記號	H_2	O_2	N_2	H_2O	Cl_2	／
$\sigma\times10^8$	1.9	2.7	2.9	3.4	4.1	3.0

平均して $\sigma \fallingdotseq 3\times10^{-8}$糎

或は $\sigma \fallingdotseq \frac{1}{10^6}\frac{1}{3}$耗

なる故に, $\varepsilon=3$ 即ち,液化せる際にも尙分子は密着せ

るにあらずして,分子の總體積の三倍の空間を占有し居ると言ふことに歸着す.

第百八十一節 氣體之比熱

單位質量の氣體に就て言へば, $mn=1$ なるに依て, $pv=\frac{1}{3}\overline{c^2}$ なるが,其運動エネルギーは, $U=\frac{1}{2}\overline{c^2}=\frac{3}{2}pv$ なり. 又 $pv=kT$ 即ち $pv=p_0v_0\{1+\alpha t\}$ なるを以て,攝氏零度に於て, $p_0v_0=\frac{1}{3}\overline{c_0^2}$ とすれば,

$$\begin{aligned} U&=\frac{3}{2}p_0v_0\{1+\alpha t\} \\ &=\frac{\overline{c_0^2}}{2}\{1+\alpha t\} \\ &=\frac{\overline{c_0^2}}{2}+\left\{\alpha\frac{\overline{c_0^2}}{2}\right\}t \end{aligned}$$

なり.

是に由て之を觀れば, t°C に於ける運動エネルギーは, 0°C に於ける者よりも $\left\{\alpha\frac{\overline{c_0^2}}{2}\right\}t$ 丈多し. 然るに,氣體の恒積比熱をカロリ單位にて c_v とすれば, c_vt は 0° より t° に暖まるに要せる熱量なる故に,

$$Jc_v=\alpha\frac{\overline{c_0^2}}{2}$$

ならざるべからず.

恒壓の場合に於ては,

$$v=v_0\{1+\alpha t\}$$

に膨脹するが故に,單位溫度を增す每に $p_0v_0\alpha$ 丈の仕

事を爲す. 從て其比熱は

$$Jc_p=Jc_v+p_0v_0\alpha=\alpha\cdot\frac{\overline{c_0^2}}{2}+\alpha\cdot\frac{\overline{c_0^2}}{3}=\frac{5}{3}\cdot\alpha\cdot\frac{\overline{c_0^2}}{2}$$

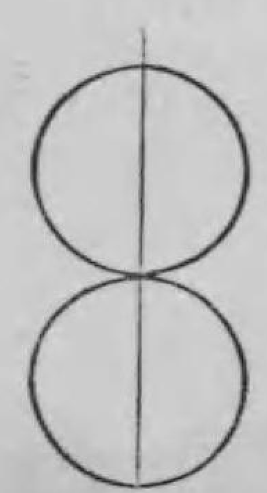
なり. 依て其比は

$$\gamma=\frac{c_p}{c_v}=\frac{5}{3}\doteqdot1.67$$

となる. 水銀,ヘリウム等の單原子氣體に於ては,實驗の結果之と一致するを見る.

一分子が二個以上の原子より成る如き氣體にありては,分子を球形と假定する能はざる故に,上記の理論と一致せざるは當然なり. 斯る場合には,分子は行進するのみならず,廻轉並に振動等各種の運動を成し得る故に,其運動エネルギーは行進の運動エネルギー $U=\frac{\overline{c^2}}{2}$ 以外,更に他種の者を有すること當然なり,其總和をHとすれば,

$$H=U(1+\theta)$$



なる形にて表さるべし. 然るときは

$$\gamma=\alpha\{k(1+\theta)+p_0v_0\}/\alpha k(1+\theta)$$

$$=1+\frac{2}{3}\frac{1}{1+\theta}=1+\frac{2}{n+3}$$

となる.

第二百二十一圖

此 $n=3\theta$ は分子の自由度を表はす. 蓋し行進以外に運動し得る種類の數を示す者なり. 例へば,酸素,窒素等の如き二元子より成

る分子は,二種の回轉運動をなし得る故に,$n=2$ にて

$$\gamma=1+\frac{2}{5}=1.40$$

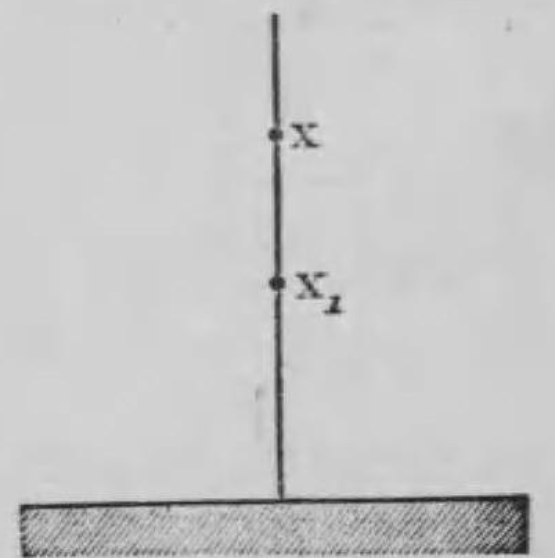
となる. 而して是れは實驗の結果と一致す.

分子之自由度

分子	Hg	Kr	He	Ar	H_2	N_2	CO	NO	O_2	HCl	Cl_2	CO_2	N_2O	C_2H_4
自由度	0	0	0	0	2	2	2	2	2	2	3	4	4	6

第百八十二節 高空中之溫度

地球上に於て重力に働かれて昇降する氣體に就て考ふるに,x なる點にありし單位質量の氣體が,x_1 なる點迄重力の爲に降下せりとすれば,x_1 丈の仕事を重力に依て成され,之に相當するエネルギーを增加する故に



第二百二十二圖

$$g(x-x_1)=\frac{1}{2}(\overline{c_1^2}-\overline{c^2})+(p_1v_1-pv)$$

然るに $pv=\frac{1}{3}\overline{c^2}=KT$ なる故に,

$$g(x-x_1)=\frac{3}{2}\{KT_1-KT\}+KT_1-KT$$

$$=K\{T_1-T\}\frac{5}{2}$$

又 $\gamma=\frac{5}{3}$ なる故に $\frac{\gamma}{\gamma-1}=\frac{5}{2}$ 從て

$$g(x-x_1)=\{T_1-T\}\frac{\gamma K}{\gamma-1}$$

なり.

地面に於て溫度T_0なりとすれば,$x_1=o$なるに依り

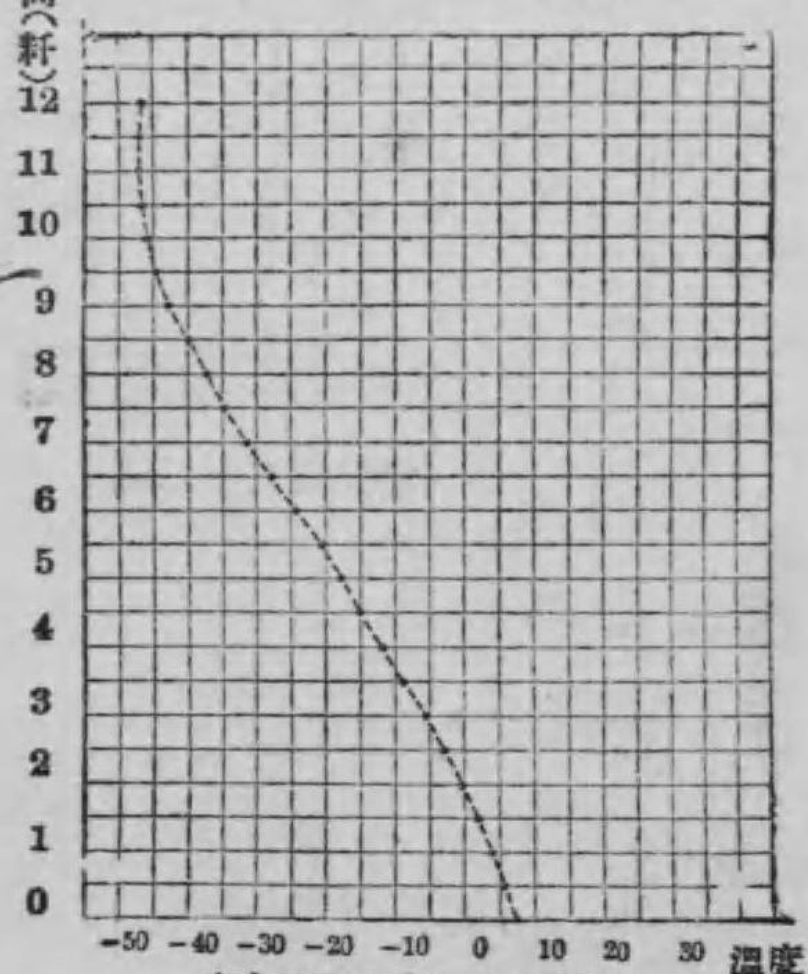
$$gx=\{T_0-T\}\frac{\gamma K}{\gamma-1}$$

或は
$$T_0-T=\frac{(\gamma-1)g}{\gamma K}.x$$

卽ち地面に比して高所に於ける溫度の降下は,其高さxに比例す.

空氣は窒素四と酸素一との割合より成ると假定すれば,窒素の分子量は二十八にて,酸素の分子量は三十二なるに依り,空氣の平均分子量は

第二百二十三圖



空中溫度と高さとの關係
パウロウスク觀測所實測一年間平均

$$m=\frac{28\times4+32}{1+4}=\frac{144}{5}$$

となる故に,

$$K=\frac{R}{m}=\frac{8.3\times10^7}{28.8}$$

從て

$$\frac{dT}{dx}=-\frac{0.4}{1.4}g.\frac{28.8}{8.3\times10^7}$$

$$=-\frac{980\times28.8}{3.5\times8.3}\times10^{-7}$$

$$\doteqdot\frac{-2.8224}{2.905}\times10^{-4}$$

卽ち

$$\frac{dT}{dx}\doteqdot-0.972\times10^{-4}\text{度/糎}$$

$$\doteqdot-0.972\times10^{-2}\text{度/米}$$

或は約百米內外にて溫度一度を減ずる筈なるが,實測の結果は第二百二十三圖に一例を示すが如し. 蓋し上層の空氣は水蒸氣を含むが故に,溫度少しく降下すれば直に液化して潛熱を出し,從て,溫度の降下を妨ぐるに依る. 水蒸氣を飽和せる空氣は,百五十米乃至二百米毎に溫度一度を降下す.

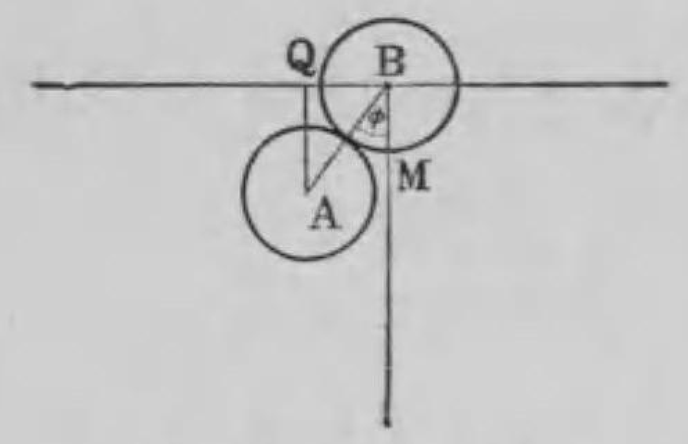
第百八十三節 ファン・デル・ワールス之方程式

氣體の壓力は各分子が衝突に依て器壁に與ふる運動量を以て計算せるが,其際には凡ての分子は互に獨立にて,且つ大さを有せざる質點なりと假定せり. 然るに實際には分子の直徑はσにて,且つ各分子間に引力あるが故に $pv=KT$ なる法則は常に正當なるものにあらずして,壓力大となるに從ひ,全體積に比して分子の大さは省略し得ざることとなり,且つ引力も亦分子間の平均距離と共に變化する故に,益々此法則より遠かるに到る.

液體の場合に於て表面張力を生ずる所の分子力は,氣體の場合に於て內部の壓力に影響す. 而して此內壓は,表面附近に於ける分子の不平均より來るものなる故に,一分子に働く引力の合力は,單位體積內にある分子數,卽ち氣體の密度に比例すべく,斯る合力を各分子に就て總和せる者が內壓となる故に,結局は密

度の自乘に比例す．換言すれば，體積の自乘に逆比例すべし．從て p の代りに $p+\frac{a}{v^2}$ と訂正せざるべからず．

氣體分子を質點とすれば，v なる容積を占有せるとき，其自由行程 l なりとするも，σ なる直徑を有する分子が衝突する際には圖の如き位置に於ては $l-$AQ 丈運動して，既に衝突することとなる．從て之に相當する丈容積が小なる場合と同樣なり．換言すれば，直徑 σ の分子が外見上 v なる容積を有する際にも，分子衝突に關しては恰も質點的分子が $v-b$ なる容積を占領せるときと同一なり．依て



第二百二十四圖

$$\left\{p+\frac{a}{v^2}\right\}\{v-b\}=\mathrm{KT}$$

なる關係を得べし．之をファン・デル・ワールス〔VAN DER WAALS〕之式と云ふ．

第百八十四節　臨界點

今　$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=\mathrm{KT}$　を書き換ふれば，

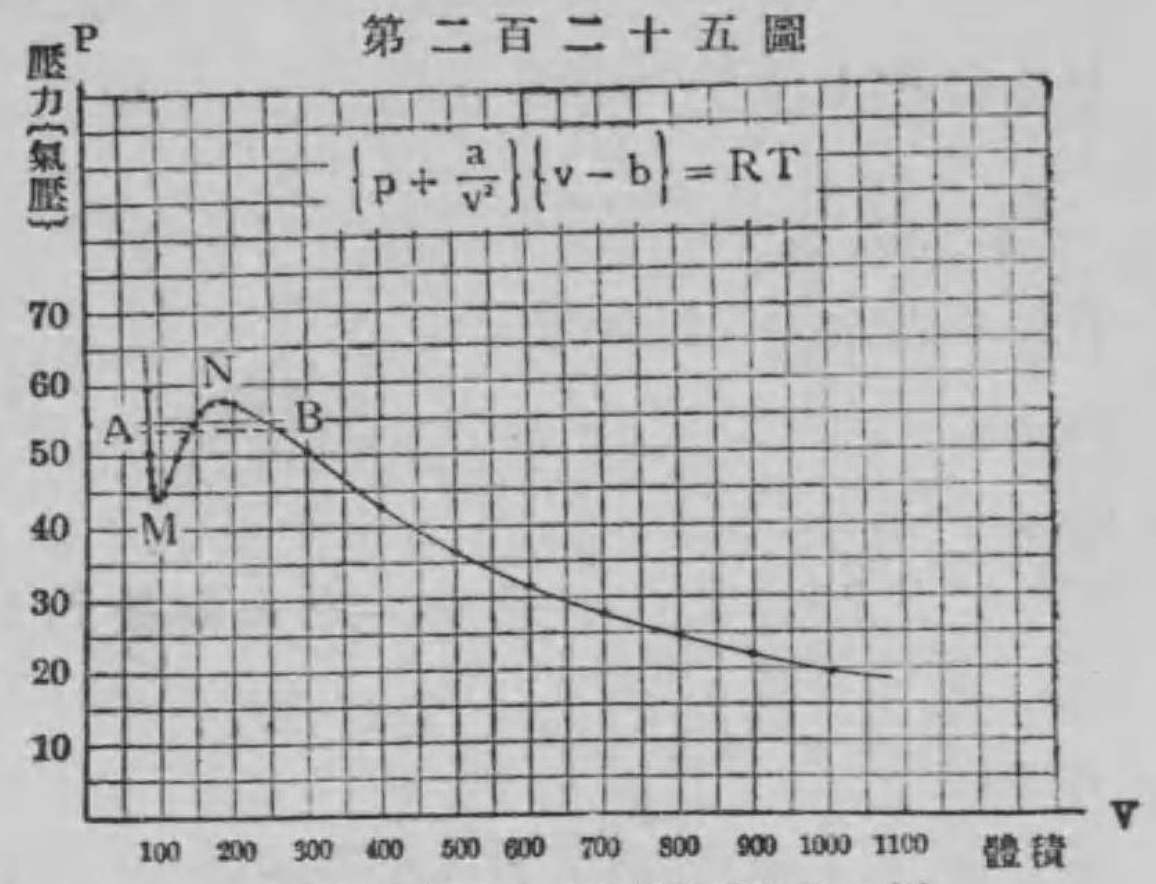
$$p=-\frac{a}{v^2}+\frac{\mathrm{KT}}{v-b}$$

となる故に，

$$p_1=-\frac{a}{v^2}\quad と \quad p_2=\frac{\mathrm{KT}}{v-b}$$

なる二種の壓力の和と看做し得べく，p_1 の式は與へられたる氣體に就ては一定の曲線を示すも，p_2 の式は溫度 T に依て變化す．

第二百二十五圖



炭酸瓦斯{CO_2}之等溫線{攝氏十度}

v が b より少しく大なる乎，或は v が非常に大ならば，p は正量なるも，T が微小にして，且つ v が中位ならば p は負量となることを得べし．

$$\frac{dp}{dv}=\frac{2a}{v^3}-\frac{\mathrm{KT}}{(v-b)^2}$$

なるを以て，T が大なれば $\frac{dp}{dv}$ は常に負量なり．換言すれば，體積增加すれば壓力は常に減少す．從て，與へられたる壓力 p' に相當する體積 v' は一定なり．

然と雖も，溫度低きときは v の如何に依て $\frac{dp}{dv}$ は正負何れとも成り得る者にて，先づ v が b に近き處にて

は第二項非常に大なる故に $\frac{dp}{dv}$ は負量となり. 次に v が非常に大なれば第一項は殆んど零となる故に $\frac{dp}{dv}$ は負量なり. 然れども其中間にては第一項が第二項より大なることを得べく,從て $\frac{dp}{dv}$ は正量たることを得べし.

今 $\frac{dp}{dv}=o$ なる點を求むれば,此點に於て接線が水平なる故に M 及 N なり. 然るに

$$\frac{d^2p}{dv^2}=-\frac{6a}{v^4}+\frac{2\mathrm{KT}}{(v-b)^3}=o$$

ならば是等二點は一致す. 之を**臨界點**と云ふ. 其坐標を p_c, v_c, 溫度を T_c とすれば,

$$p_c=-\frac{a}{v_c^2}+\frac{\mathrm{KT}_c}{v_c-b}$$

$$\frac{2a}{v_c^3}-\frac{\mathrm{KT}_c}{(v_c-b)^3}=o$$

$$-\frac{6a}{v_c^4}+\frac{2\mathrm{KT}_c}{(v_c-b)^3}=o$$

なる三式を滿足する故に, p_c, T_c, v_c の値は只一組にて

$$p_c=\frac{a}{27b^2}; \qquad \mathrm{T}_c=\frac{8a}{27b\mathrm{K}}; \qquad v_c=3b$$

となる.

實驗の結果に依れば,溫度が T_c より大なれば壓力を大にして,氣體を液化せしむること不能なるも, T_c

より小なるときは N 點より右は氣體にて, M 點より左は液體に對應すべく,一般には BNMAB 間に再歸業作を成せるとき仕事が零なる如く,一定壓に對應する AB 線を引けば, B 點にて液化を始め壓力不變にて A 點に到り,全部液體となるべし. 若し BN 間に氣體あらば過冷にて, AM 間に液體あらば過熱の狀態にありと云ふ. 何れも甚だ不安定にて直に變態す.

水の臨界溫度は 364°.3C なる故に,普通の狀態に於て水蒸氣を壓縮すれば容易に液化するも,酸素の臨界溫度は −118°C=155°K なるを以て,普通の狀態にては如何に壓縮するも液化する事なし. 是れ嘗て水素,酸素,窒素等が永久氣體と呼ばれたる所以なり.

然れども之に壓力を加ふると同時に冷却して臨界溫度以下に降らしむれば,容易に液化することを得べく,液體空氣は卽ち酸素及窒素の混合物を液化せるに過ぎざるものなり. 精言すれば, 窒素の臨界溫度は, −146°C にて酸素と大差ある故に,其沸騰點に於ても等しからず. 從て,液體空氣は之を暫く放棄し置けば,窒素は全部氣化して液體酸素のみを殘すものなり.

物質	臨界溫度	臨界壓力	沸騰點
水素	53°K	20 (氣壓)	20°K
窒素	127°	35	89°
酸素	154°	51	90°
炭酸瓦斯	304°	73	194°
アンモニア	404°	114	234°
水	638°	195	373°

第百八十五節　對應態

今

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)\{v-b\}=\mathrm{KT}$$

に於て，a 及 b は各種の氣體に就て特定の値を有する恒數なるが，

$$p/p_c=\lambda;\qquad v/v_c=\mu;\qquad \mathrm{T}/\mathrm{T}_c=\nu$$

と置けば，

$$\left\{\lambda p_c+\frac{a}{\mu^2 v_c^2}\right\}\{\mu v_c-b\}=\mathrm{K}\nu\mathrm{T}_c$$

或は

$$\left\{\lambda\frac{a}{27b^2}+\frac{a}{\mu^2 9b^2}\right\}\{\mu 3b-b\}=\mathrm{K}\nu\frac{8a}{27b\mathrm{K}}$$

卽ち

$$\left\{\lambda+\frac{3}{\mu^2}\right\}\{3\mu-1\}=8\nu$$

となる.

茲に λ は任意の氣體の臨界壓力を單位として測定せる壓力にて，μ は其臨界體積を單位として測定せる體積，又 ν は其臨界溫度を單位として測定せる溫度なり. 而して此方程式は，與へられたる氣體に關する恒數を含まざる故に，凡ての氣體に共通なる者なり.

換言すれば，凡ての氣體は體積，溫度及壓力を自己の臨界點を標準として測定すれば，全く同一の性質を呈す. 此 λ, μ, ν を個性壓，個性體積，個性溫度と稱し是等が相等しき二種の氣體は，互に對應態に在りと言ふ.

通俗の例を以て之を言へば，十歲を壽命とせる猫が二歲に達せるときは，百歲を壽命とせる人が二十歲に達せると其年齡に於て對應態にあり. 或は四十歲にして死亡せる甲が二十歲にて社會に立ちたりとすれば，人生の半を豫備に費せる者なるが故に，八十歲にて死亡せる乙が，四十歲のときと對應態に在りと言ふの類なり.

第十九章

振動之傳播

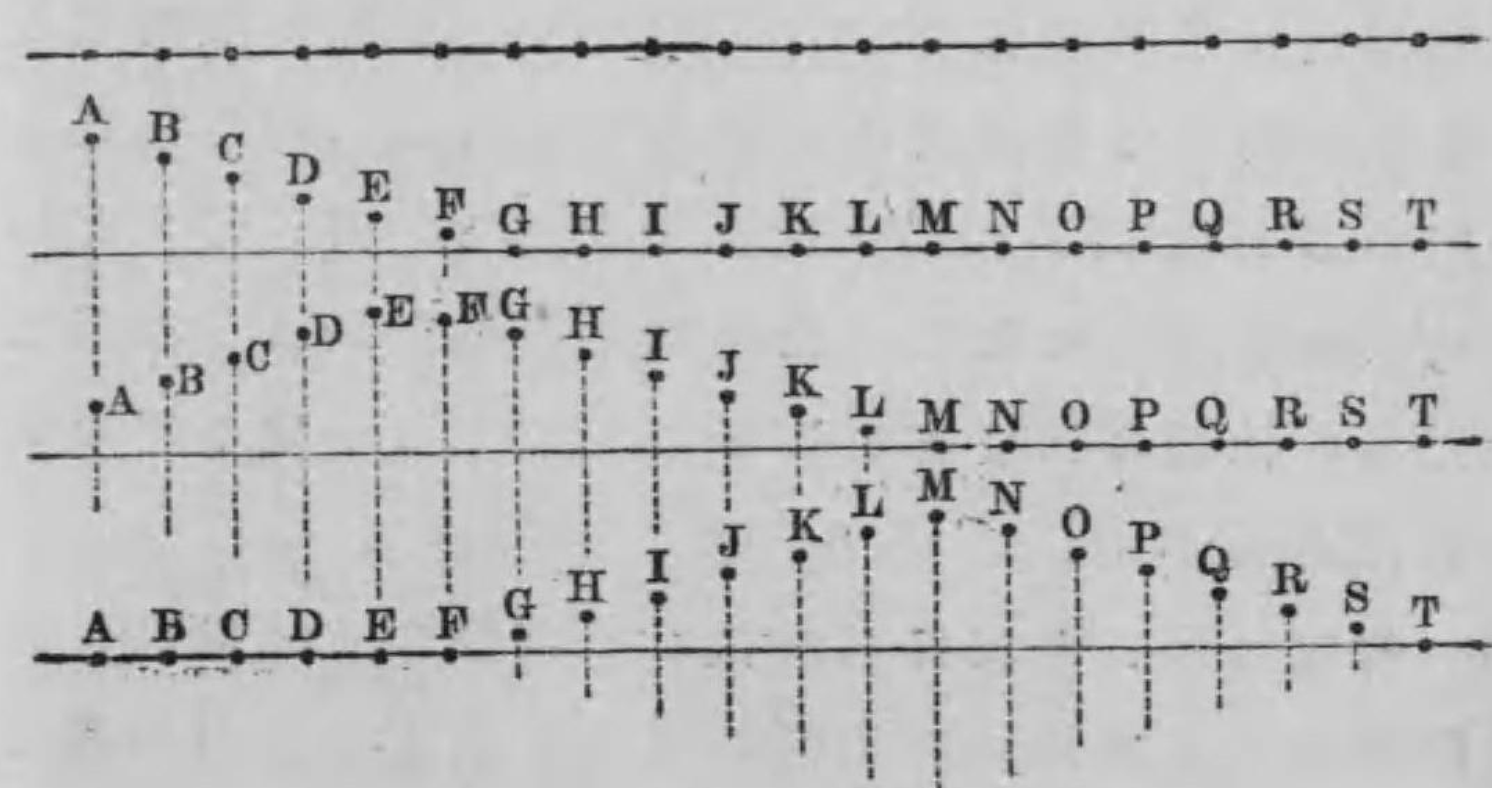
第百八十六節　振動エネルギー之傳播

物體が其平衡狀態より變位されたる時,場合に依りて振動することあるは既に論ぜり. 而して此振動體が孤立せる者にあらずして,第二の物體と接する乎,或は何等乎の媒質に依て連結さるるときは,第二の物體に振動を勸誘すべく,第二の物體は,更に第三者に順を逐ふて勸誘すべし. 換言すれば,振動の傳播するを見る. 此場合に於て,振動を勸誘するとは,振動を起すに必要なるエネルギーを與ふる事なるが故に,其エネルギーは第一の振動體より,第二第三の振動體へ順を經て傳播さるる者なること言を俟たず. 從て振動の傳播とは,振動體を形成する質量が傳播するにあらずして,振動の爲に有するエネルギーが傳播する者なることに注意すべし.

振動のエネルギーが甲體より乙體に傳播するは,必しも瞬時に起るにあらずして,其一部分宛が兩體間に授受せられ,全部のエネルギーが甲を去り,從て甲が平

衡狀態に回復する迄には相當の時間を要する場合あり. 而して此場合に,乙は既に其一部を丙に傳へ,丙は更に其一部を丁に傳ふる如く,甲が靜止する以前既に幾多の連結せられたる物體が振動を開始するを通例とす.

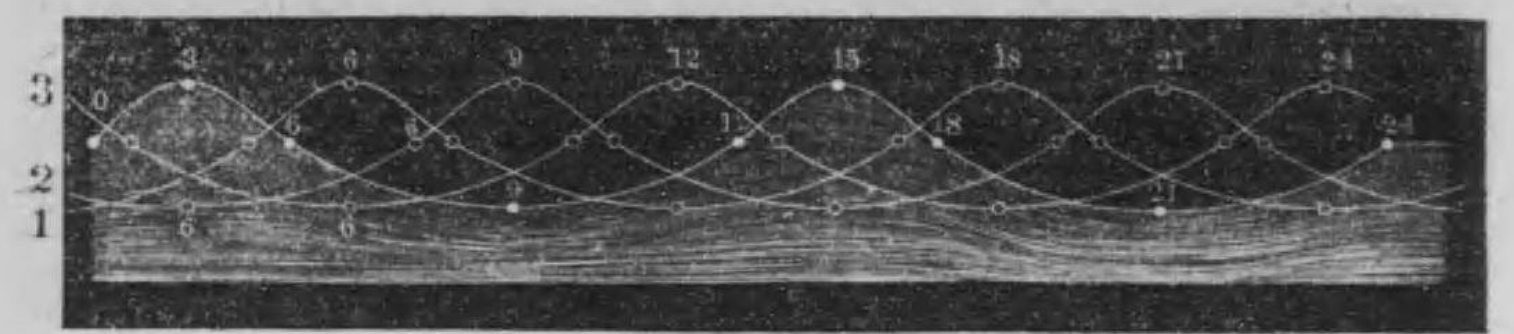
第百八十七節　波形之前進　今,一直線上に靜止せる幾多の質點を考ふるに,各質點が孤立せるものにあらずとすれば,其一個を振動せしめたる際に,其エネルギーの一部は時間と共に次第に他の質點に分與せられ,幾多の質點は同時に振動を成すべし. 此場合同時に振動せる振動體の全部を大觀すれば,其變位の量は整然たる順序を有するものにて,所謂波形をなす.



第二百二十六圖

而して最初に振動せるAが,其エネルギーを失ひて竟に靜止する頃には,其當時振動せざりしL, M, N等の質點が順次にエネルギーの分與に預る故に,波形は前進すべし. 斯の如き運動の一群を**波動**と云ふ.

靜止せる水の一部に變位を週期的に與ふれば,此變位は波形をなして前進し,或時刻に於ける水面の形は次の如し.



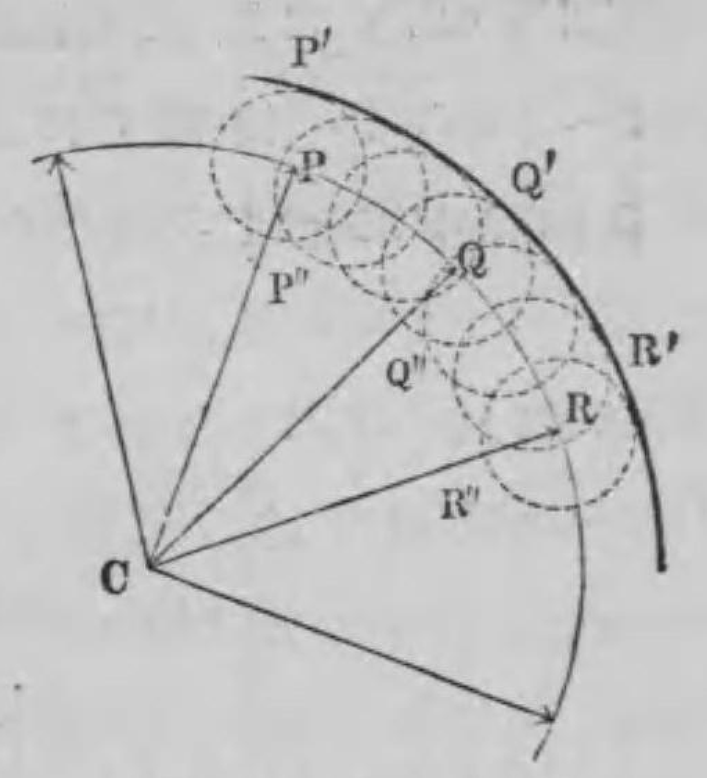
第二百二十七圖

此場合に於て,變位皆無なる點は波の各所に散在し,其兩側に於て變位の方向反對なり. 各點が振動するとき,相隣れる質點間には位相の差あるも,一定距離を隔たる毎に,同位相の質點あるを認む. 例へば3と15或は6と18との如し. 此距離を**波長**と云ふ. 波長は媒質の性質に依て定まる者にて,必しも一定不變なる者にあらず.

前例に於ける波は水面に起る現象なるが,線又は空間に於ても,亦是れに類似の現象を生ず. 今,面の場合に於て,無數の平行線を考へ,是等の各線上に上記の如

き波形が前進するときは,同位相にある點を連結すれば一線を得べし. 空間の一點より各方向に引ける線に沿うて,音波が傳播する場合には,同位相の點は此點を包める閉面をなすべし. 斯の如き閉面を**等相面**と云ふ. 等質等方性の媒質中にありては,等相面は常に其進行の方向に直角なり.

波を形成する質點の振動如何に關せず,其の進みたる行路を示す線を以て,其波を代表せしむるを通例とす. 例へば波がCよりCR線に沿うて進みたるときCR線を以て此波を代表せしむ. 波が一點Cに發源すれば,是等の代表線は各方向に輻射狀を成す故に,一般に之を**輻射線**と云ふ. 而して光波の場合に在りては特に之を光線と言ふ如く,其種類に從ひ熱線,化學線等種種の區別を生ず.



第二百二十八圖

第百八十八節 ハイゲンス之原理

今或時刻に於ける等相面がPQRの如き位置にありとすれば,其後の波動はPQR面上の振動が進行する者なるに依りて,最初の發源點なるCを度外視し,單にPQR

が發源點なりとして論究する事を得べし. 從て PQR 面上の各點は,自己を中心とせる等相面を生ずべきに依り,是等二次波の合成として $P'Q'R'$ なる等相面を生ぜし者と考ふる事を得べし. 是れ卽ち**ハイゲンス**〔Huygens〕**之原理**なり.

任意時刻 t に於ける x 點の波動は,此點を圍める任意面上の點 y と x との距離を r とし,波動傳播の速度を v とすれば,$t-\frac{r}{v}$ なる時刻に y に起りたる波動が,其面上の凡ての點より傳播し來りたる合成振動ならざるべからず. 換言すれば,上記の面全體に就て積分せる結果なるべし.

今,ハイゲンスの作圖法を精査するに,時刻 t に於ける等相面 PQR 上の各點より發源せる二次波は,$t+\Delta t$ の時刻に前方に於て $P'Q'R'$ の位置に達したりとすれば,後方に於ても亦 $P''Q''R''$ の位置に達し居る筈なり. 然るに波は前進する者なるが故に,$t+\Delta t$ の時刻に於ける等相面は,$P'Q'R'$ のみにて,$P''Q''R''$ は作圖上無用の部分に屬するは次の說明に依て知らるべし.

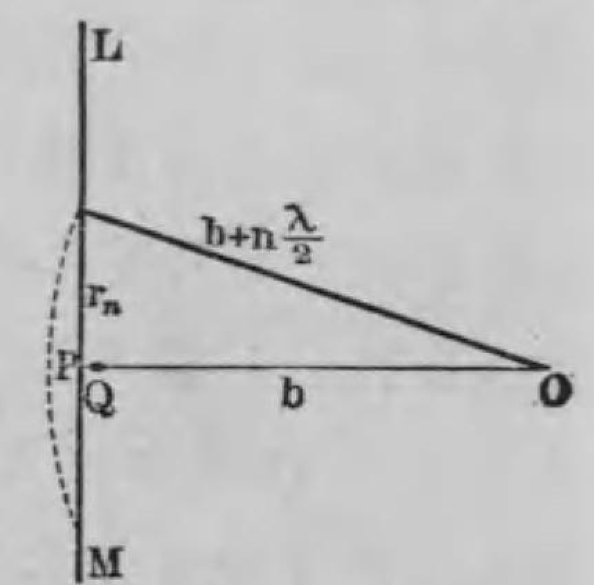
波が C より進みて時刻 t に,PQR に達したりとし,$(t+\Delta t)$ の時刻に前面の一點例へば Q' に於ける波動を考ふれば,此波動は Q' を圍める任意面上の各點に,

$\left(t+\Delta t-\frac{r}{v}\right)$ なる時刻にありたる波動が茲に傳播し來りたる者の合成ならざるべからず. 然るに $(t+\Delta t)$ の時刻以前には $P'Q'R'$ 面より內方のみに振動ありて,其外方には振動なかりし故に,此合成は同符號の者のみの總和にて零となる能はず. 之に反して,後面の一點例へば Q'' に就て考ふれば,$(t+\Delta t)$ の時刻以前に,$P''Q''R''$ 面の內方にも外方にも波動ありし故に,Q'' を圍める小さき面を考へ,$\left\{t+\Delta t-\frac{r}{v}\right\}$ の時刻に此面上に於ける波動が Q'' 點に及ぼす影響を積分すれば,內方の部分と外方の部分と其符號反對にて,其結果は零となり,同樣に $P''Q''R''$ 面上の凡ての点に於て波動は無き事となる故に,ハイゲンス之作圖法に於て,其前方のみを採りて後方は無用に歸す. 若し波が前と反對に C に向つて進み,時刻 t に PQR に達したりとすれば,$(t+\Delta t)$ の時刻以前に $P'Q'R'$ の兩側に波動ありたる故に,$(t+\Delta t)$ の時刻には $P'Q'R'$ 上に波動なく,之に反して $P''Q''R''$ の外方に波動ありて內方に波動なかりし故に,積分の結果は零にあらずして $P''Q''R''$ 上の凡の點は $(t+\Delta t)$ の時刻に波動を爲す事となる. 從て t の時刻に於ける等相面が PQR なりとするも,之が右より來りたる乎,左より來りたる乎に依り其結果を異にす. 若し何れよりも進み來りたる者にあらずして,t の時刻に突然

PQR の位置に波源が生じたる者ならば,$(t+\Delta t)$ の時刻以前には P′Q′R′ と P″Q″R″ との中間のみに波動ありて,其兩外側には波動なかりし故に,Q′ に於ても Q″ に於ても共に積分は零とならず. 換言すれば,此場合に於ては P′Q′R′ も P″Q″R″ も共に採用せざるべからず. 卽ち PQR に發源せる波は前後に等しく傳播す.

等相面が平面なるとき之を**平面波**と云ひ,球面なる時は**球面波**と云ふ. 等質等方性の媒質中に於ては,一般に球面波を生じ,振源點が無限の距離にある時に平面波と化す. 而して振動のエネルギーは全等相面に等分さるるが故に,球面波にありては,單位面積の振動エネルギーは,發源點よりの距離の自乘に逆比例す. 然るに振動エネルギーは振幅の自乘に比例するが故に,振幅は距離に逆比例する事となる.

第百八十九節 波之影 平面波の等相面が任意時刻に LM にありとし,此等相面上の各點より生ずる波動が,其前面にある任意點 O に及す影響を考ふべし. 今 O より LM に到る最短距離を b とし,波長を λ と假定し,O 點を中心として半徑 $b+n\frac{\lambda}{2}$ の球を書



第二百二十九圖

き,之が波面と交る圓の半徑を r_n すれば,

$$r_n{}^2=\left(b+n\frac{\lambda}{2}\right)^2-b^2=nb\lambda+\frac{n^2\lambda^2}{4}$$

なり. 今 n を整數とすれば r_n と r_{n-1} なる二個の同心圓にて限られたる部分は,

$$\pi\{r^2{}_n-r^2{}_{n-1}\}=\pi b\lambda\left\{1+\frac{2n-1}{4}\frac{\lambda}{b}\right\}$$

なる面積を有す. 是を**第 n 次の半波長帶**と云ふ.

一つの半波長帶と,次の半波長帶とは,O よりの距離に於て,半波長の差ある故に,是等兩帶より發せる波動は O 點に於て反對の位相を有し,且つ n が大なれば其方向は殆ど平行なる故に,互に干涉すべく,$\frac{\lambda}{b}$ が極めて小ならば第 n 帶の面積は $\pi b\lambda$ にて,n に無關係なる故に,干涉の結果全く變位なかるべく,唯 n が 1, 2, 3 等の小なる數なる時は其方向平行ならざる故に,第二帶より來る者は第一帶のものを全部消す能はず. 換言すれば P 附近より發する波動のみ O に其効果を及すべし. 從て,若し P 點の前面に障害物 Q あれば,此波動は O 點に波及せず.

例へば光波の場合に於て,黃色ならば $\lambda=6\times10^{-5}$ 糎なる故に $b=10$ 糎として $\frac{\lambda}{b}=6\times10^{-6}$ なる故,之を省略し得べし. 依て第十帶の半徑は $\sqrt{10\cdot10\cdot6\times10^{-5}}=0.0775$ 糎なるに依り,Q が若し 0.16 糎以上の直徑を有するとき

はPの附近十帶以上を遮斷する故に,O點は此光波を受くる能はずして,恰も光はPQOなる直線に沿うてのみ進む如く見ゆ.之を光之直進と云ふ.

音波の場合に於ては,波長は5粍乃至5米なるが,假に1米の波長を有する音とするも,$b=10$米として,第十帶迄を遮るには$\sqrt{10\cdot1000\cdot100}=1000$粍なる故に,直徑十米の障害物無ければ,十米の距離に於て第十帶迄を遮る能はざるのみならず,$\frac{\lambda}{b}$が小ならざるに依り,隣れる半波長帶より來る波動は全く相殺する能はざる故に,音響は影を生ぜざる如く見ゆ.然れども波長に應じて廣大なる障害物あれば,音波も亦影を生ずべく,波長に對して大ならざる障害物に就ては,光波も曲進す.

地震の場合に於ては,假に速度四粁週期五秒とすれば,波長二十粁なる故に,僅に五粁の距離に於て第十帶迄を遮斷するにも,直徑六十餘粁の大盤石あるを要す.從て地震波の影を生ずる如きは事實上有り得べからざる事に屬す.

各種の波長は大約次の如し.

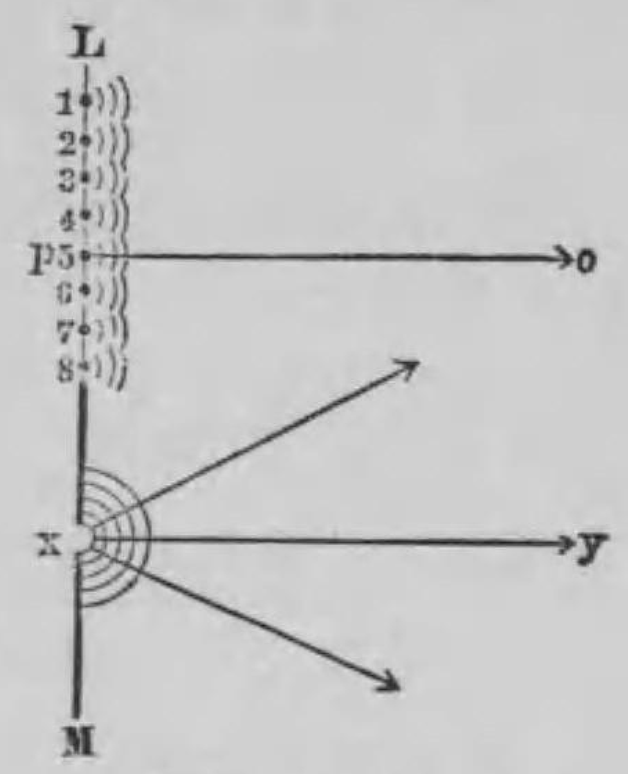
X 線$=(1-10)\times10^{-9}$粍,	シウマン線$=(6-10)\times10^{-6}$粍,
紫外線$=(2-4)\times10^{-5}$粍,	光 線$=(39-76)\times10^{-5}$粍,
赤外線$=(1-5)\times10^{-4}$粍,	熱 線$=(3-180)\times10^{-5}$粍,

音 波=五粍乃至五米,	普通電波=數粍乃至數粁.

即ち最短なるは十億分之一粍より,長きは數十萬粍に到る迄の波長を有する種種の波が存在す.

第百九十節 波之迴折

障害物が波長に對して大なる場合に限り,波の影を生じて恰も波が直進する如く見ゆる者なるは旣に論ぜり.而して波面がLMに在る時刻に於て1.2.3,……等の各點が波動の源となるも,p點を去る遠き處より來る波動は兩隣相殺して0點に波動を及さざるに到るを知れり.從て,今xなる點より發する波動を考ふるに,此波動が0に及ばざるは單に其兩隣より干渉せらるるが爲なるを以て,若し其兩隣を塞ぎてx點のみに小孔ありとすれば,是れより發する波動は單にxyの方向に直進するのみならず,xoの如き斜の方向にも傳播する事當然なり.



第二百三十圖

xに於ける孔の大小は波長の大小に依て決定せらるべきは當然にて,音波,水波の如き場合には大なる間

隙にても差支なく,光波の場合には極めて微小なる孔に限る事勿論なり. 斯の如く波が直進せざる現象を**波之廻折**と稱す. 從て,廻折現象は波長に比して小なる通路を過ぐる凡ての波に共通なる者なるも,事實上光波の波長は非常に小なるが故に,直進は光波に普通にして特別の場合にのみ廻折し,水波若くは音波等にありては,廻折するを常事とし,直進は稀有の場合に屬す.

第百九十一節　波之種類

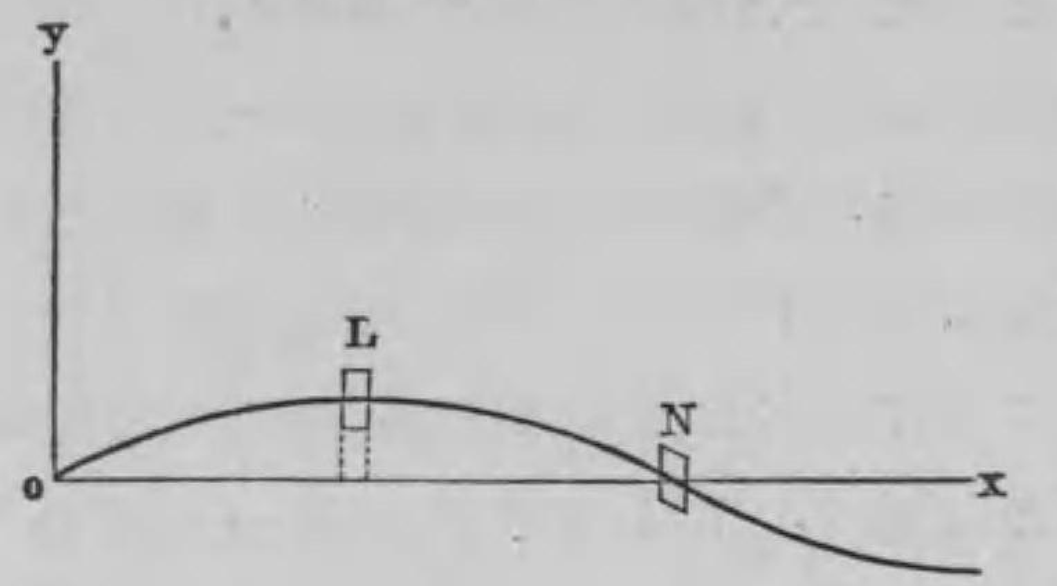
波動の要素は,各質點が各自に往復動をなし,而も任意の時刻 t に於て各質點の受くる變位 x は互に等しからずして,一定點よりの距離 x の函數なることなり. 換言すれば

$$X=\phi(x);\qquad X=\psi(t)$$

ならざるべからず.

此往復動を生ぜしむる原動力が,彈性に基く者なるときは,之を**彈性波**と云ふ. 彈性波に二種あり,一は横波にして歪力に依て振動し,波形の進む方向に x 軸を採れば,變位は之に直角なる方向に起る. 而して變位の最大なるL點にて歪は零にて,變位皆無なるN點にて最大に達するは注意すべき事項なり. 蓋し變位を η とすればLに於て速度零なる故に

第二百三十一圖



$$\frac{\partial\eta}{\partial t}=o$$

なり. 然るに

$$\frac{\partial\eta}{\partial t}=\pm v\frac{\partial\eta}{\partial x}$$

なるを以て

$$\frac{\partial\eta}{\partial x}=o$$

なるを要す. 又Nにては

$\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}=o$ 從て $\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}=o$ なる故に $\frac{\partial\eta}{\partial x}$ が最大なるなり. 但し波は進行する者なる故に,是等の點の位置は一定せる者にあらずして,時刻と共に移るものなり. 換言すれば一定の節も腹も無し.

第二の彈性波は縱波にして,彈性體が伸縮することに依て生ず. 從て延長彈性率若くは體積彈性率が關係し,質點振動の方向は波形進行の方向と平行なり. 此場合には所謂**粗密波**にして變位なき節にては,兩側より媒質集合して密度最大となる乎,或は兩側に向て變位して密度最小となる. 腹にては密度の變化無し.

金石の如き彈性體は,以上二種の波を傳ふることを得るも,水若くは空氣の如き流體にては歪に對する彈性なき故に,横波を生ずること能はず.

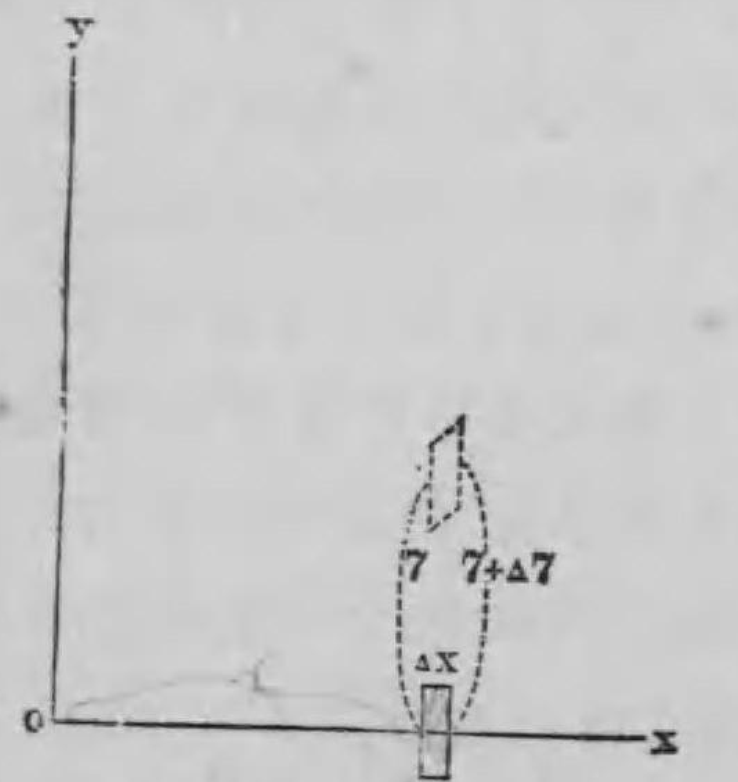
水面に生ずる普通の波は,其變位が行進の方向に直

角なる故に,一種の横波なるも,之は彈性波にあらずして重力の作用に依て生ずる所謂**重力波**なり.

媒質の種類に依て波を區別すれば,音波,地震波,光波,電氣波,磁氣波等あり. 音波は空氣の縱波なるが,地震波には縱波と横波と共に存じ,電氣波及磁氣波は共に横波にして常に相伴ふて生ずるが故に,合せて**電磁波**或は單に**電波**と略稱す. 而して光波も亦一種の横波なるが,光の電磁説にありては,エーテルの彈性波にあらずして,電氣力及磁氣力が週期的に變化する爲に生ずる一種の波動なりと考ふ.

第百九十二節　波之運動方程式

今,彈性體が横變位を受けたる場合を考ふるに,距離 x なる點にある Δx なる厚さの層が,一面に於て η 丈,他面に於て $\eta+\Delta\eta$ 丈の變位を受くべし. 從て,此部分に歪み $\frac{\Delta\eta}{\Delta x}$ を生ず. 此歪を ϕ とすれば,極限に於て x なる距離に於ける歪は



第二百三十二圖

$\phi=\frac{\partial\eta}{\partial x}$ なり. 然るときは,フック之法則に依り $P=n\phi$ なる歪力を生ず.

次に $x+\Delta x$ なる距離に於ける歪力は,同様に $P+\Delta P=n(\phi+\Delta\phi)$ なること勿論なり. 今,彈性體の x 軸に垂直なる切口の面積を $\Delta y.\Delta z$ とすれば,此體積は $\Delta x.\Delta y.\Delta z$ なり. 從て ρ を密度とすれば,其質量は $\rho\Delta x.\Delta y.\Delta z$ にて,加速度は $\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}$ なるべく,之を生ぜる力は $\Delta y.\Delta z.n\Delta\phi$ なる故に,横波の運動方程式は,

$$\rho\Delta x.\Delta y.\Delta z\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}=n\Delta y.\Delta z\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}\Delta x$$

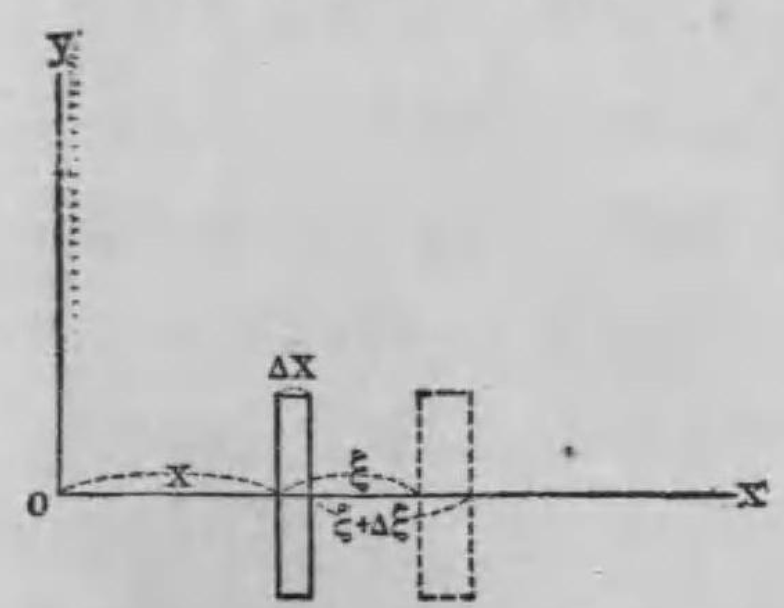
或は

$$\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2}=\frac{n}{\rho}\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2}$$

なり.

次に x なる距離にありて Δx なる厚さを有する彈性體の薄層が,x の方向に變位せる場合を考ふるに,x の距離にある面が ξ 丈變位せるとき,$x+\Delta x$ の距離にある面の變位は

第二百三十三圖



$$\xi+\Delta\xi=\xi+\frac{\partial\xi}{\partial x}\Delta x$$

なり. 從て此變位せる彈性層内に起る彈力は

$$\Delta y\Delta z E\Delta\xi=E\frac{\partial\xi}{\partial x}\Delta x.\Delta y.\Delta z$$

又質量は $\Delta y\Delta z\int_x^{x+\Delta x}\rho dx$ なる故に,力は之に加速度を乘

じたる

$$\Delta y\Delta z\int_x^{x+\Delta x}\rho\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}dx$$

なり.

從て,縦波の運動方程式は

$$\Delta y\Delta z\int_x^{x+\Delta x}\rho\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}dx=\mathrm{E}\frac{\partial\xi}{\partial x}\Delta x.\Delta y.\Delta z$$

或は

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=\frac{\mathrm{E}}{\rho}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}$$

なり.

第百九十三節 $\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial t^2}=v^2\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial x^2}$ 之解

前節に於て得られたる運動方程式は,之を數學的に言へば,

$$\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial t^2}=v^2\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial x^2}$$

なる同一の微分方程式なり. 而して此微分方程式が表示する要件は, t に就て二回微分したるものが, x に就て二回微分したる者の v^2 倍なりと云ふに過ぎざるが故に, $\frac{\partial}{\partial t}$ が $\frac{\partial}{\partial x}$ の $\pm v$ 倍なることに依て満足さる.

然るに

$$z=x\pm vt$$

なる形のときは,

$$\frac{\partial z}{\partial t}=\pm v;\qquad\frac{\partial z}{\partial x}=1$$

なる故に, X が z の任意函數なるとき,上の條件は満足さる. 即ち

$$\mathrm{X}=f(x+vt)+\mathrm{F}(x-vt)$$

ならば

$$\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial t^2}=v^2\{f''(x+vt)+\mathrm{F}''(x-vt)\}$$

$$\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial x^2}=\{f''(x+vt)+\mathrm{F}''(x-vt)\}$$

從て

$$\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial t^2}=v^2\frac{\partial^2\mathrm{X}}{\partial x^2}$$

なり. 但し $f''(z)$ は $\frac{d^2f(z)}{dz^2}$ を代表す.

x の點にて $t+\Delta t$ の時刻に於ける X の値は

$$\mathrm{X}_1=f\{x+vt+v\Delta t\}+\mathrm{F}\{x-vt-v\Delta t\}$$

又 $x+\Delta x$ の點にて t の時刻に於ける X の値は

$$\mathrm{X}_2=f\{x+\Delta x+vt\}+\mathrm{F}\{x+\Delta x-vt\}$$

なり. 故に若し $\Delta x=v\Delta t$ ならば,

$$\mathrm{X}=f\{x+vt\}$$

なる變位は $x+\Delta x$ の點にて t の時刻に起れるものと, x の點にて $t+\Delta t$ の時刻に起れる者と相等し. 換言すれば此現象は v なる速度を以て背進す. 又 $\Delta x=-v\Delta t$ ならば,

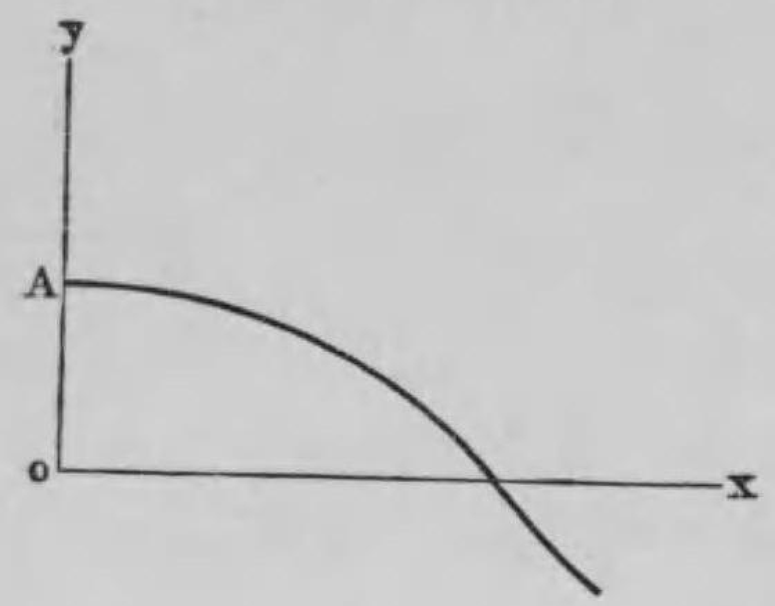
$$\mathrm{X}=\mathrm{F}\{x-vt\}$$

なる變位は, $x-\Delta x$ の點にて t の時刻に起る者と, x の點にて $t+\Delta t$ の時刻に起る者と等しき故に,此現象は v なる速度を以て前進す.

玆に f 及び F は任意の函數なるも,之を實際に就て

見るに正弦或は餘弦の如き圓函數が適應す．故に前進する波の式は

第二百三十四圖



$$y=A\cos\{\alpha(x-vt)\}$$

と書くを得べし．而して此式は $x=o,\ t=o$ のときに

$$y=A$$

と成り，基點が腹に當り，振幅はAなるを見る．

從て，此時刻に於ける節は $x=\frac{\lambda}{4}$ に當るを要す．而して，$x=\frac{\lambda}{4},\ t=o$ のときに

$$y=A\cos\left(\alpha\frac{\lambda}{4}\right)=o$$

なるを要す．

故に　$\frac{\alpha\lambda}{4}=\frac{\pi}{2}$　或は　$\alpha=\frac{2\pi}{\lambda}$

ならざるべからず．從て，

$$y=A\cos\left\{2\pi\left(\frac{x}{\lambda}-\frac{v}{\lambda}t\right)\right\}.$$

次に週期の四分之一を經過すれば，基點の變位は皆無となるべきに依り，$x=o;\ t=\frac{T}{4}$ のときに

$$y=A\cos\left\{2\pi\left(-\frac{v}{\lambda}\frac{T}{4}\right)\right\}=o$$

なるを要す．即ち $2\pi\frac{v}{\lambda}\frac{T}{4}=\frac{\pi}{2}$

或は　$vT=\lambda$

故に　$y=A\cos\left\{2\pi\left(\frac{x}{\lambda}-\frac{t}{T}\right)\right\}.$

是れ即ち波長λ，振幅A，週期Tにて前進する波の一般式なり．背進する波にありては

$$y=A\cos\left\{2\pi\left(\frac{x}{\lambda}+\frac{t}{T}\right)\right\}$$

なること明白なり．

第百九十四節　波之速度　波動の速度は之を生ぜしむる力と共に增し，動かさるる質量大なるとき減ずべきは自然の理なり．波動の微分方程式は

$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2}=v^2\frac{\partial^2 X}{\partial x^2}$$

にて其一般の解は

$$X=f(x+vt)+F(x-vt)$$

となる．vは此波の速度なり．而して彈性波の場合に於ては $\sqrt{\frac{n}{\rho}}$ 及 $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ が速度vに相等することは，式を比較して明白なり．然るにnとEとは實驗の結果一般に等しからざるが故に，同一媒質中を波動が傳播するに當り，縱波と橫波とは異なりたる速度を以て進行す．例へば地震の場合に於て，最初に來る初期微動は縱波にして每秒十粁以上の速度を有するも，次に來る重なる振動即ち主要動は，橫波にして每秒數粁に達

せず．從て，震源を去ること遠きに從ひ，初期微動と主要動との間は長くなるに依り，此時間を測定すれば，震源地の距離を概算するを得べし．

絃が横振動を成す場合には，彈性波にあらずして，振動を起す者は張力なるが故に，張力Fなる絃に沿うて横波の傳はる速度は $\sqrt{\frac{F}{\rho}}$ なるべく，又水の波は重力波なる故に，速度は重力に關係すること當然なるも，質量に比例して之に働く重力も亦增大する故に，實際に於て密度の大小に關係なく，單に重力 g と深さ h との函數にて $\sqrt{gh}$ なる速度を有す．

地震の際に海中に於て**海震**を生ず．海震は海水の縱波にして，其速度は海水の體積彈性率 k と密度 ρ との函數にて，$\sqrt{k/\rho}$ なる値を有するが，是と同時に，別種の重力波即ち**津波**を生ず．津波の速度は $\sqrt{gh}$ なり．

普通の音波は空氣中に於ける縱波なる故に，海震と同一にて其速度は $\sqrt{\frac{k}{\rho}}$ なるも，斷熱變化なるに依り

$$pv^\gamma=c,\quad \frac{dp}{p}+\gamma\frac{dv}{v}=o,\quad k=-\frac{dp}{\frac{dv}{v}}=\gamma p$$

從て，音波の速度は $\sqrt{\gamma p/\rho}$ なり．然るにボイル・シヤール之法則に依り，

$$\frac{p}{\rho}=\mathrm{RT}\ \text{なるを以て，}\ \mathrm{T}=273+t$$

とすれば，溫度 t なる空中に於ける音響の速度は，

$$v_t=\sqrt{\{\gamma.\mathrm{RT}\}}=\sqrt{\left\{\gamma\mathrm{R}.273.\frac{273+t}{273}\right\}}$$

$$=v_0\sqrt{\frac{273+t}{273}}=v_0\sqrt{1+\alpha t}$$

なり．茲に $v_0=\sqrt{273\mathrm{R}\gamma}$ は零度に於ける速度にして，實驗に依れば

$$v_0=331.76\ \text{米/秒}$$

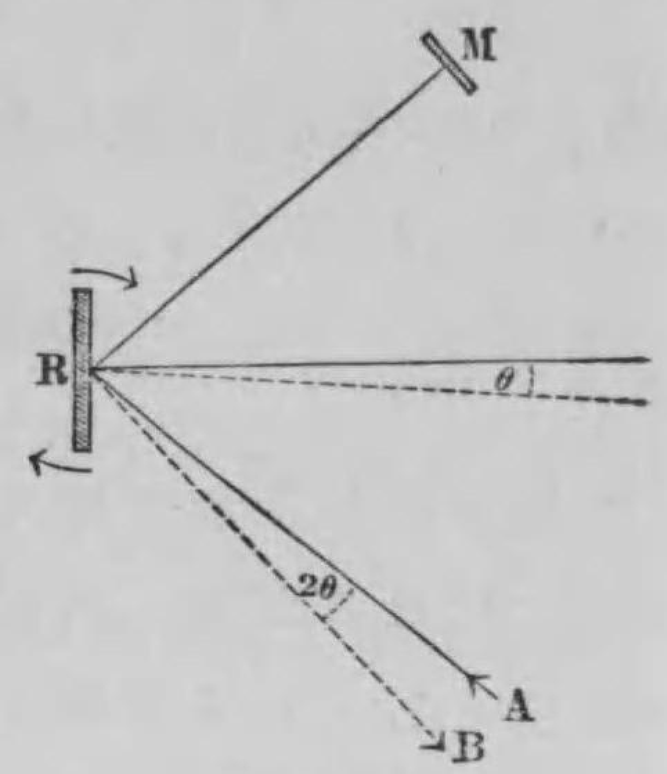
なり．

地震の際に地盤を傳はりたる縱波は，地面に接せる空氣に傳はるが故に，其振動數が一定の範圍内にあれば音波として吾人に感ずべきも，其振動數が多きに過ぐる乎，或は餘り不足なれば，吾人の耳は之を感知する能はず．是れ地震に際し，稀に音響を伴ふ場合ある所以なり．然れども此音響は震源地より直接に空中に傳播し來りたる者に非ざるは，地震より先に音響を聞くに依て明白なり．

第百九十五節　光波之速度測定法　光波の速度は電波の速度と同一にて，實驗の結果に依れば，毎秒三十萬粁なるが故に，古人は光の速度に考へ及ばざりしも，レーメル氏［RÖMER］が木星の衛星が公轉する週期を觀測し，四季に依て遲速の差ある如く見ゆるは，木星より來れる光が地球の軌道を通過するに要する時間を省略せるに基く誤差なりと斷定して，其速度

を算定せしが,現今は實驗室にて之を測定することを得べし.

今Rなる鏡を一定の高速度にて回轉せしめ,ARなる光線を投ずれば,反射してMに到り,更にMにて垂直に反射せしむれば,再び同一行路を戻りてRに達すべし,若しRが靜止せる者ならば,RAの方向に戻るべきも,光がRMの間を往復する時間內に,θ°の廻轉を成せばRAと$2\theta^{\circ}$の角を成してRBの方向に反射すべし. 依て鏡の廻轉速度ωを知り,此θを測定すれば,光がRM間を往復するに要せる時間を算定し得る故に,RMの距離を測定して,其速度を知ることを得べし. フーコー氏は此方法に依て2.98×10^{10}糎/秒なる結果を得たり. マイケルソン氏〔MICHELSON〕は其後2.998×10^{10}なる値を得たり. 氏の實驗に於ては



第二百三十五圖

RM＝62450糎

毎秒廻轉回數＝257.9

AB＝13.77糎

AR＝1020糎

故に

$$2\theta=\frac{13.77}{1020}=0.01350\text{ ラヂアン}$$

$$\theta=0.00675$$

$$\therefore\ v=\frac{2\pi\times257.9}{0.00675}\times2\times62450$$

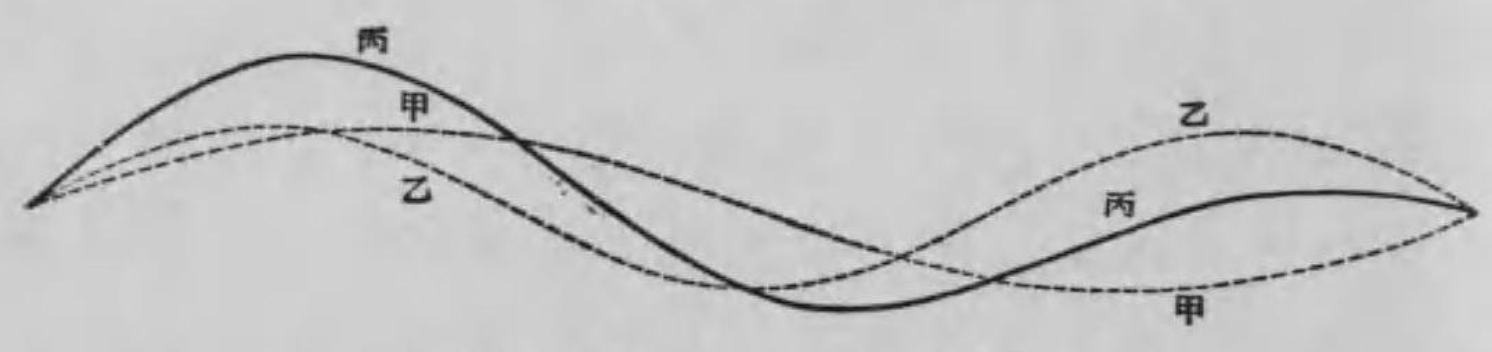
$$=2.998\times10^{10}\frac{\text{糎}}{\text{秒}}$$

然るに他の理由より,空中に於てよりも眞空にては約88×10^{5}丈大なる筈なり. 然れども是れは觀測誤差より小なる故に訂正の必要なし.

第二十章

波之干涉附ドップレル之原理

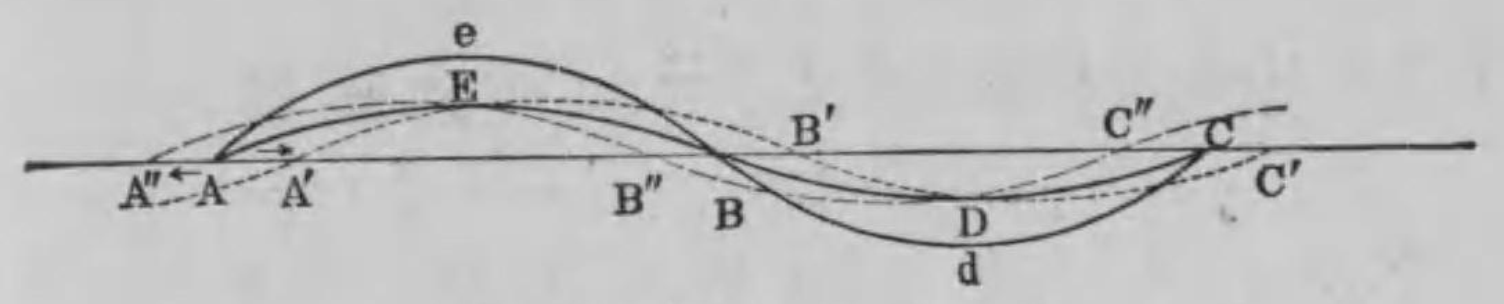
第百九十六節　波動之合成　波動とは相關連せる一群の質點が,統一されたる位相の差を以て,各自に振動を爲し居る者にて,一種の團隊運動なる事は前章既に說明せる所の者に依りて明白なり.　然るに,各質點に就て言へば,二個以上の振動の合成が成立する故に,其團隊の結果なる波動に就ても合成の理は同一なるべき筈なり.　換言すれば,甲乙兩個の波動が同時に生起せる場合に於て,甲波の上に更に乙波を重ねて,第二百三十六圖に示すが如く,丙なる一個の波動を生ずべく,此合成波の形狀は一般に甚だ複雜なる者なり.



第二百三十六圖

先づ其最も簡單にして而も重要なる場合として,同一の波長及び同一の振幅を有する甲乙二個の波が互

に反對の方向より進み來りたる場合を考ふるに,若し或時刻に於て甲波は AEBDC なる位置にあり,乙波は



第二百三十七圖

逆に CDBEA にありとすれば,其合成として AeBdC なる二倍の振幅を有する波形を生ずべし.　次に其後任意の時刻に於て,甲は A′B′C′ に進み,乙は反對に C″B″A″ に進みたりとせんに,其形は相似形にて速度同一なるにより,AA″=AA′ 從て A, B, C 等の各點に就て甲波の爲に下れる丈乙波の爲に上る故に,其合成波は是等の點にては其變位常に零なり.　而して其中間にては或は大となり若しくは小となり,正負兩樣に週期的に變ず.　換言すれば A, B, C 等を不動點卽ち節として進行せざる波動をなす.　斯る現象を定常波と云ふ.

第百九十七節　定常波　相等しき二個の波が反對の方向より來り合するとき,定常波を生ずる事は前節之を說明せり.

今,前進せる波動の式を

$$y_1 = A\cos\left(2\pi\left\{\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right\}\right)$$

とし,背進せるものを

$$y_2=A\cos\left(2\pi\left\{\frac{t}{T}+\frac{x}{\lambda}\right\}+2\varepsilon\right)$$

とすれば,其合成波にありては

$$y=y_1+y_2=2A\cos\left\{2\pi\frac{t}{T}+\varepsilon\right\}\cos\left\{2\pi\frac{x}{\lambda}+\varepsilon\right\}$$

なるべし.

今 $2\pi\frac{x}{\lambda}+\varepsilon=(2n+1)\frac{\pi}{2}$ 即ち $x=\left\{(2n+1)\frac{\pi}{2}-\varepsilon\right\}\div\frac{2\pi}{\lambda}$ ならば,nが任意の整數なる時,tの値如何に關せず$y=0$なり. 即ち斯る點は永久に振動之節なり.

第一節と第二節,或は相隣れる任意の二節間の距離は,nの値が一丈差ある場合のxの差なる故に,

$$2.\frac{\pi}{2}\div\frac{2\pi}{\lambda}=\frac{\lambda}{2}$$

なり.

又 $2\pi\frac{x}{\lambda}+\varepsilon=n\pi$ ならば,振動は $\pm 2A$ となりて,他の點に比して大なり,従て腹に相當す.

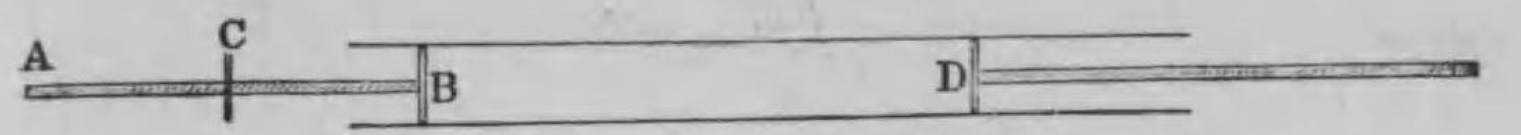
此式を鉉其他の振動式

$$y=y_0\cos pt\cos qx$$

と比較するに,單に位相の差εあるのみにて,若し時刻t及び距離xの基點を適宜に撰定すれば,兩者は全く同一となる. 蓋し是等の振動は,凡て互に反對の方向に進行する波の合成に依り,定常波と成りたる者に過

ぎず,從て前述の振動體に就て論ぜる者は皆該媒質中に起れる定常波の議論と看做すことを得べし.

第百九十八節 クント[Kundt]之實驗 彈性體の棒ABの中點Cを固定し,一端Aを縦に摩擦す



第二百三十八圖

れば棒は縦振動を成す. 今,棒の密度をρとし,彈性率をEとすれば,此波の速度は

$$v'=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

なり. 他端Bに於て空氣に接觸せりとすれば,縦波の一部は空中に傳はる故に,圖の如く硝子管內に棒の一端を挿入し,更に硝子管の他端にDなる裝置を設け,之を左右に動かしてBD間を適當にすれば,管內の空氣は共振を成し,且つBより進行せる波とDより反射せる波と合成して定常波を生ず.

管內に石松子を散布し置けば,空氣と共に振動して自然に節に集合する故に,是に依て管內に生ずる定常波の波長を知ることを得べし. 今,空中に於ける波の速度をvとすれば,其振動數は

$$n=\frac{v}{\lambda}$$

なるが,棒と空氣とは共振せる者なるに依り,棒の振動數も亦此 n ならざるべからず.

今,棒の長を l とすれば

$$v'=2ln=2l\frac{v}{\lambda}$$

從て

$$\sqrt{\frac{E}{\rho}}=2l\frac{v}{\lambda}$$

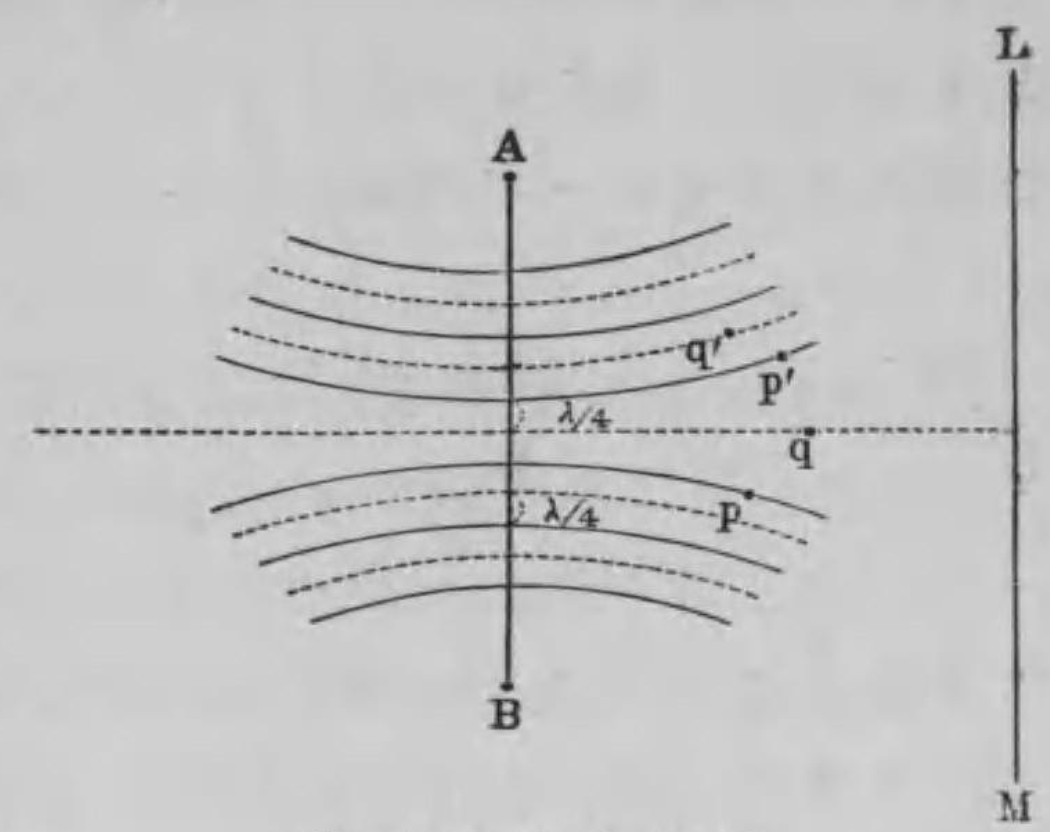
なる關係を得べく, v が既知ならば棒の彈性率Eを算定することを得べし. 或は逆に他の方法にてEを知りたる棒を利用して,音波の速度 v を算定することを得べし.

又音波の速度は $v=\sqrt{\gamma\frac{P}{\rho_0}}$ なるに依て,上記の方法にて v を算定し,且つ空氣の壓力P及び其密度 ρ_0 を知りたりとすれば,是に依て,空氣之二種の比熱之比 γ を決定する事を得べし.

第百九十九節 波之干渉 二個の波動が同一點を通過するとき,其變位が互に相殺する現象を波之干渉と言ふ. 從て,前記の定常波も亦干渉に依て生ずる一現象なり.

今A,B二點より同様の波系が紙面に沿うて傳播する場合を考ふるに,A,B二點に於て其位相の差無き場合には,A,B二點より等距離なる點 q, 或は其差が半波長の偶數倍 $2n\lambda/2$ なる點 q' に於ては,Aより來る波と

Bより來る波とが常に同位相にあるを以て,互に援助することとなるも,若し兩點よりの距離の差が半波長の奇數倍 $(2n+1)\lambda/2$ なる點 p 或は p' 等に於ては,其位相に於て半週期の差ある故に,互に干渉する事明白なり.



第二百三十九圖

q の軌跡は AB を直角に二等分する直線にて, p, p', q' 等の軌跡は A及Bを焦點とする雙曲線なる事,並に是等二系の雙曲線が AB 線と交る點は, AB 線上に $\frac{\lambda}{4}$ 毎に,等距離にあることは明白なり.

變位量は q 線上に最大にて, p 及 p' 線上にては殆ど皆無なるべきも,其他の線上にては其差次第に減少す. 水波の場合に於ては,平面上の現象なる故に,上述の如きも,光波或は音波等の際には三次元の空間に起るが故に,上記の軌跡は AB を軸として,上記の雙曲線を廻轉せる雙曲面となる. 從て若し LM の如き障壁あれ

ば,q,q'等の面が此障壁に交る線は,光波の場合には輝き,p,p'等が交る線は暗黒となる．故に障壁上に明暗交互に並列せる一系の縞を得べし．之を**干涉縞**と云ふ．

第二百節　唸附感炎之利用

音波の場合に於てはq,q'等に於て强音を,p,p'等に於て弱音を聞くべし．若しAとBとに於て波系の週期が全く同一ならざれば,位相の差は時間と共に增加する故に,例へばAの週期少し小ならば位相は進む故に,是等の干涉縞はBの方に徐々に移動し,半週期進みたるとき,p系とq系とは其位置を交換することとなる．從て,若しq點に靜止して此音響を聞くときは,最初に最も强く聞ゆるも,干涉縞が變位するに從ひ,音響は次第に弱くなり,p'系が到着せるとき極點に達し,更に再び增加してq'が到着せるとき最强となる．故に音響の强さは週期的に變化す．是れ即ち**唸の現象**なり．光波の場合に於ては,A,B二光源に少しく差異あれば,此干涉縞の移動急速なるが故に,遮壁は其平均の强さを以て一樣に照さるる如く見え,干涉縞を認むること不能なり．

第二百四十圖

音波の場合に於ける干涉縞も,亦感炎を利用して明白に認むることを得べし．即ち內徑一粍內外の口徑より高壓の下にある瓦斯を噴出せしめて點火し,其壓力を次第に增せば,炎は次第に長くなり,一尺內外のときに一定の極限に達し,更に壓力を增せば炎は急に短縮す．此極限の際に於ける者を**感炎**と云ふ．蓋し此極限の場合に於て,若し空中に波動あれば,爲に壓力を增減するが故に,炎は之に感じて急に短縮す．從て,是に依り空中に於ける音波の配布を研究することを得べし．

第二百一節　干涉縞之精粗

今任意の點Xに就てA,Bよりの距離をd及d'とすれば,

$$d'-d=N\frac{\lambda}{2}$$

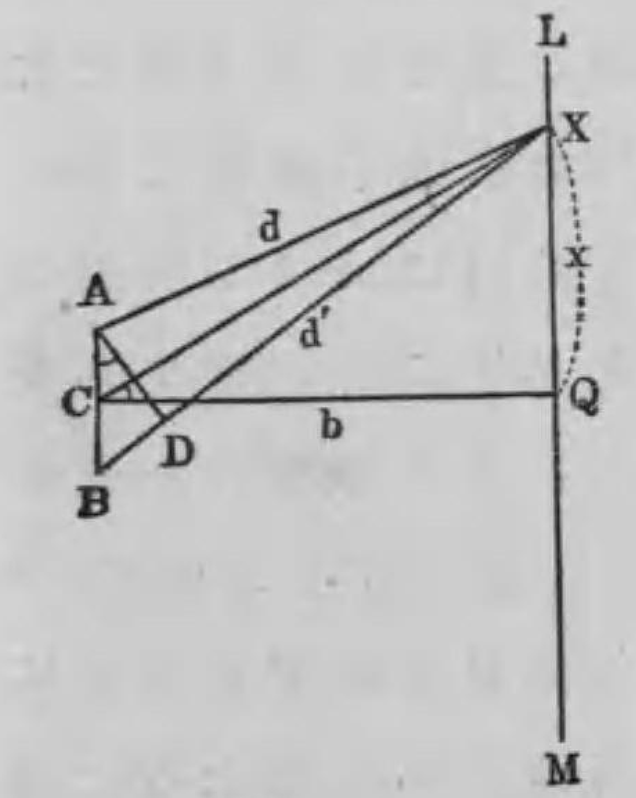
に於て,Nが奇偶如何に依て强弱を生ず．若しbが$AB=a$に比して非常に大なりとすれば,AXB角は微小なる故に,

$$d'-d=BD=a\sin\angle BAD$$

$$\fallingdotseq a\sin\angle XCQ$$

$$\fallingdotseq a\tan\angle XCQ=a\frac{x}{b}$$

故に $a.\frac{x}{b}=N\frac{\lambda}{2}$;　$2x=\frac{Nb\lambda}{a}$



第二百四十一圖

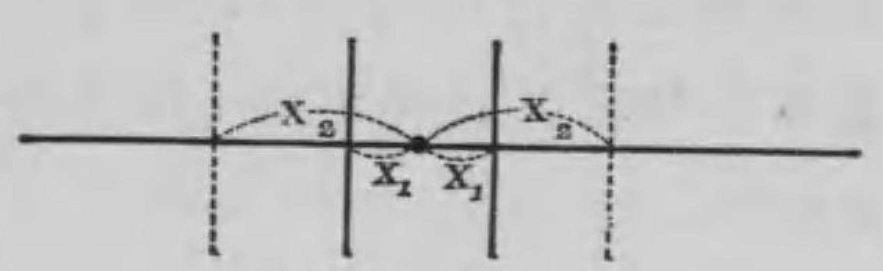
光波の場合に於ては,λは非常に小なる故に,$\frac{b}{a}$が非常に大なるとき,xは普通の數となりて觀測するを得べし. N=1ならばQの兩側に於ける黒線間の距離は

$$2x_1=\frac{b}{a}\lambda$$

其兩側の明線間の距離は

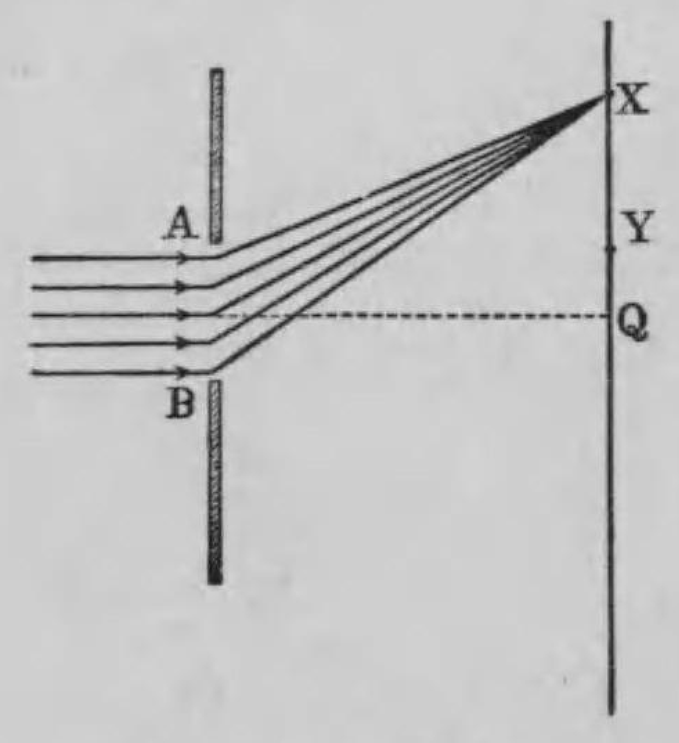
$$2x_2=2\frac{b}{a}\lambda$$

なり.



第二百四十二圖

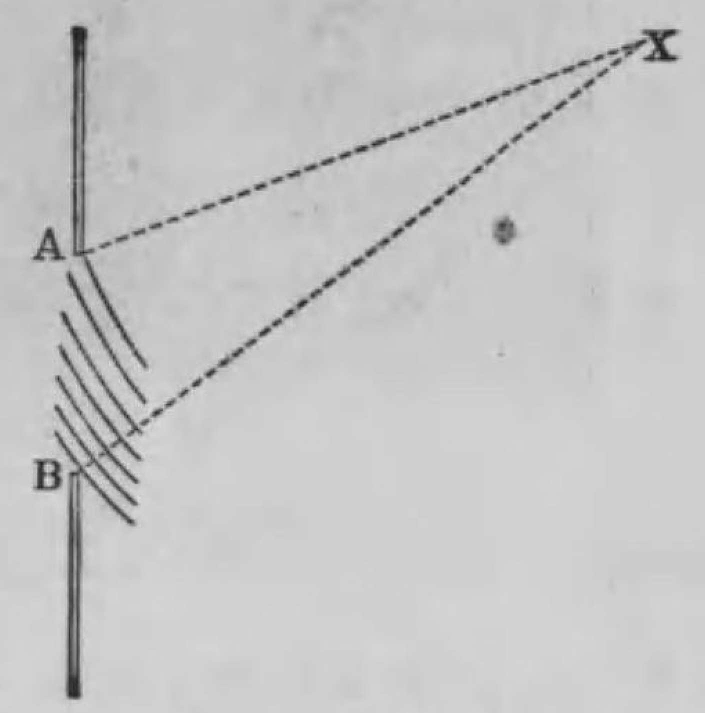
赤色光線にては$\lambda=7\times10^{-5}$糎内外なり. 從て$x_1=0.7$糎なる爲には$\frac{b}{a}=2\times10^4$即ち$a=0.1$糎として$b=2\times10^3$糎$=20$米なるを要す.



第二百四十三圖

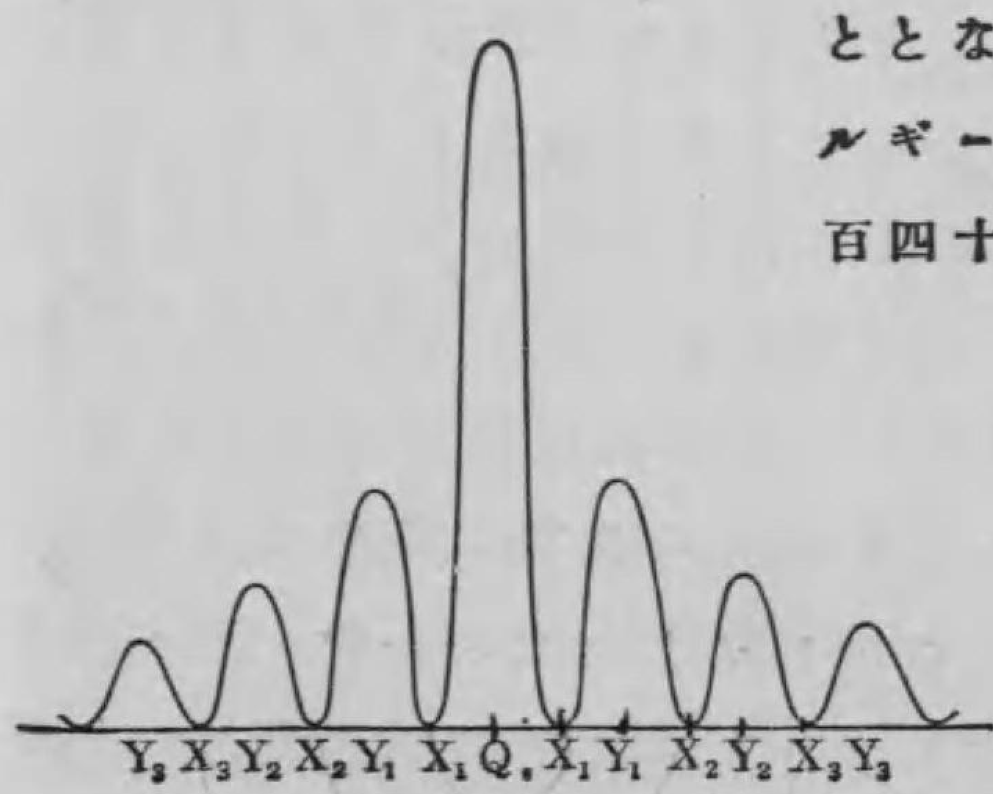
音響の場合には,λが大なる故に此式は不精確なり. 以上の説明に於ては,波動の源泉をA,B二點とせるが,是等の源泉は必しも孤立せる者たるを要せず. 例へばABなる細隙を通過する波動に就て考ふるに,障壁上の一點Xを中心として,AB間を半

波長帶に分ちて,其數が偶數ならば,即ちBX−AXが$\frac{\lambda}{2}$の偶數倍なる如きX點に對しては,全部干渉の爲に波動を失ふも,他の點Yに於てBY−AYが$\frac{\lambda}{2}$の奇數倍ならば,必一個の半波長帶は他より干渉を受けざることとなる故に,細隙の幅が$n\frac{\lambda}{2}$なるとき,$\frac{\lambda}{2}\Big/n\frac{\lambda}{2}=\frac{1}{n}$の幅に相當する部分より來る波動を受くることとなる.



第二百四十四圖

從てY_1, Y_2, Y_3等の波動の強度は$\frac{1}{3}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{7}$等の割合にて,中央Qより兩側に減少し,其中間のX_1, X_2, X_3等にては,波動の影響を受けざることとなるに依り,波動エネルギーの分布は大約第二百四十五圖の如くなるべし.

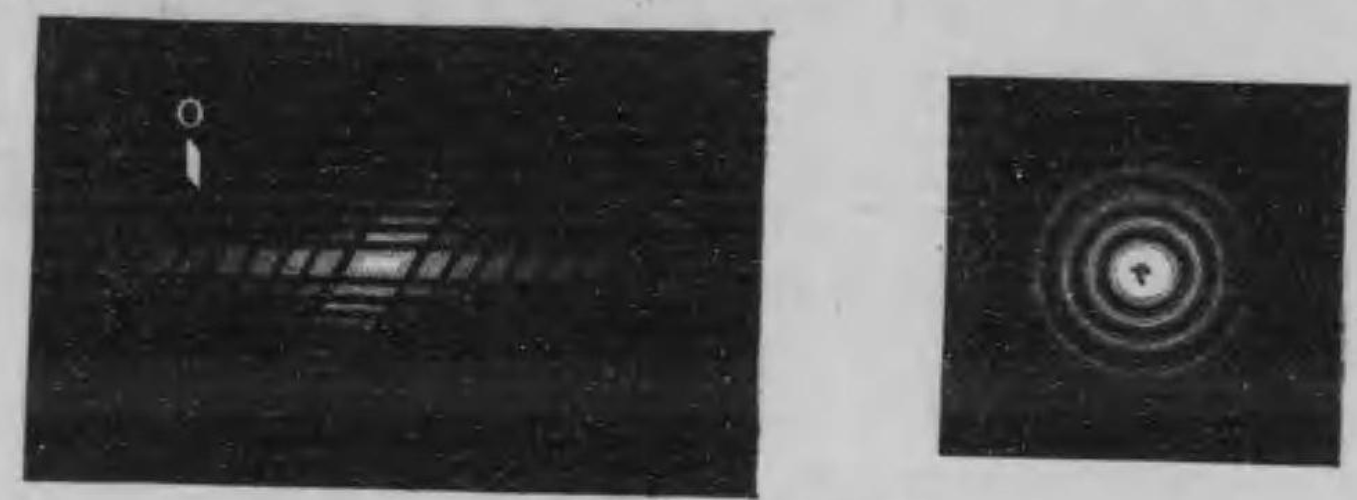


第二百四十五圖

ABの幅が大なれば,兩極大間の距離xが,幅aに逆比例する故に,連續的に變化

する如く見え,且つ急に强度を減ず.

波の通路が細隙にあらずして,小孔ならば,干涉縞に



第二百四十六圖

相當する環の一群が,孔の影の周圍に生ずるは當然なり.

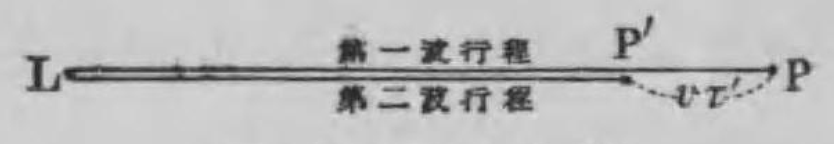
第二百二節　ドップレル[DOPPLER]之原理

週期的に或現象が起る場合に於ては,吾人が之を週期的なりと認識するは當然なるも,其週期の長短は必しも現象固有の週期と一致する者にあらず. 例へば,甲が乙に向つて一分間毎に,同一條件の下に,彈丸を發射せりとすれば,乙は一分毎に之を受くるは通例なるも,若し甲乙の距離が變化すれば,其變位の速度と彈丸の速度との比に依り,乙が受くる週期に變化を生ず.

例へば,第一彈を發射してより,次の一彈を發射する迄,卽ち一分間に甲が乙より更に壹千五百米遠がり,彈丸の平均速度が毎秒三百米なりとすれば,乙が第一彈

を受けてより,約一分五秒を經て始めて第二彈を受くる事となるべし. 之に反して兩者の距離が一分間に一千五百米近くなる場合には,其週期は五十五秒に短縮すべきは明かなり.

波動の場合に於ても同一理にして,單位時間に波源Lに於て,n回の波を送りたりとすれば,靜止せる吾人Pに同一割合を以て達すべし. 然れども,若し吾人がvなる速度にて波源に近つけば,第一波に逢ふて後τ'を經てP'に到りたる時刻に第二波に逢ふべし. 而して此τ'なる時間に



第二百四十七圖

吾人は$v\tau'$なる距離を進める筈なり. 從て第二波は,此距離$v\tau'$を進むに要する時間丈早く吾人に逢す.

今,波の速度をv_0とすれば,前述の短縮せる時間は$\frac{v\tau'}{v_0}$なり. 故に波固有の週期を$\tau=\frac{1}{n}$とすれば,吾人が觀測する週期τ'は

$$\tau'=\tau-\frac{v\tau'}{v_0}$$

或は

$$\tau'=\tau\bigg/\left\{1+\frac{v}{v_0}\right\}$$

にて與へらる.

若し又吾人觀測者が靜止し,波源がvなる速度にて吾人に近づくならば,第一波を送りてより,第二波を送

る迄に $v\tau$ なる距離を進むに依り,第二波は第一波より $v\tau$ 丈短距離を走りて吾人に達する故に,其時間も亦 $v\tau/v_0$ 丈短縮すべし. 從て,其週期を τ_1 とすれば,

$$\tau_1=\tau-v\tau/v_0$$

$$=\tau\left\{1-\frac{v}{v_0}\right\}$$

なり.

今 τ' と τ_1 とを比較するに,其比は

$$\frac{\tau'}{\tau_1}=\frac{1}{\left\{1+\frac{v}{v_0}\right\}}\times\frac{1}{\left\{1-\frac{v}{v_0}\right\}}=\frac{1}{1-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2}$$

にて與へらる. 從て $\left\{\frac{v}{v_0}\right\}^2$ が一に對して省略し得る場合に非ざれば,波源が運動する場合と觀測者が運動する場合と,兩者間の比較速度同一にても,受くる波動の週期は同一にあらず.

光波の場合に於ては,$v_0=c=3\times10^{10}$ 糎/秒 なるが故に,通例 $\{v/v_0\}^2$ は之を省略し得べく,從て

$$\tau'=\tau\left\{1+\frac{v}{c}\right\}^{-1}\doteqdot\tau\left\{1-\frac{v}{c}\right\}=\tau_1$$

なり. 此場合に於て,單位時間に受くる波の數,從て振動數は,

$$n'=\frac{1}{\tau_1}=\frac{1}{\tau}\left\{1+\frac{v}{c}\right\}=n\left\{1+\frac{v}{c}\right\}$$

にて與へらる. 之に反して互に遠かる場合には,v の

符號を變じて可なる故に,其振動數は

$$n''=n\left\{1-\frac{v}{c}\right\}$$

なり.

今 $\frac{v}{c}=\beta$ と置けば $\tau'=\frac{\tau_1}{1-\beta^2}$ なり. 然るに τ' も τ_1 も共に同一現象の週期にして,其差は單に發光體と觀測者と何れを運動すと看做す乎に依るのみ. 而して兩者間の運動は本來相對的の者なる故に,此差は卽ち座標系を發光體と一致せしむる乎,又は座標系を觀測者と一致せしむる乎の區別なり. 換言すれば,同一現象の週期も,之を靜止系より見たる場合と,運動系より見たる場合とに於て同一ならずして,運動速度の大小に依て,時間は伸縮する者なるを示す.

第二百三節　天體に於ける運動　天體の運動は,吾人が之を觀測する點より區別すれば,二種あり. 壹は吾人と天體とを結べる直線卽ち視線に直角なる速度を以て運動する者と,他は此直線上にて運動する者とあり. 日常吾人が目擊する天體の運動は,凡て前者に屬する者にて,球面上に於ける點の運動として研究し得る者なり. 然るに後者に屬する運動は,其方向不變なるが故に,同一手段にて之を研究する事能はず.

天體が視線上に於て運動する場合には，ドップレル之原理に依り，其波長が速度の大小に從つて變化し，波長の變化は屈折率を變化せしむるが故に，スペクトルの變位を生ず．此スペクトル之變位を測定すれば，是れが源因たる速度を推定する事を得べし．

光の速度を c とし，視線上に於ける天體の速度を v とすれば，元來 λ_0 の波長を有する光が

$$\lambda=\lambda_0\frac{c\pm v}{c}$$

なる如く變化する者なるに依り，

$$\pm v=\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0}c$$

なり．例へばナトリウムのスペクトルに於て，其波長は，

$D_1=589.60$ ミリミクロン，　$D_2=589.00$ ミリミクロン

なるに依り，若し D_1 と D_2 との間隔に等しき丈變位せる場合には，$c=3\times10^5$ 粁/秒 として，

$$v=\frac{0.60}{589}\times3\times10^5\fallingdotseq306\ \text{粁/秒}$$

なり．

地球は大約毎秒三拾粁の速度を以て公轉し居るが故に，軌道の平面上に在る恒星は，其季節に從ひ，地球に對し ±30 粁/秒の間にある速度を有する事となり，是等より來る光のスペクトルは一年を週期として變位し，其振幅は D_1 と D_2 との距離の約十分之一に等し．

實側の結果に依れば，其變位は更に大なるが故に，地球の公轉以外別に恒星が視線上に運動し居る者なるを知る．

例へば次の如し．

恒星	アルデバラン	プロション	ガンマー・レオニス
速度(粁/秒)	+49	−7	−40

或恒星，例へばアルゴール星，のスペクトルを研究すれば，二日二十二時四十八分五十五秒の週期を以て，左右に變位し，其最大速度は毎秒二十六哩に相當す．是れ卽ち此恒星が孤立せる者にあらずして，其附近に隨伴者ありて互に公轉し居るが故に，AとBとは地球に對し其運動反對に，視線上にてAが近づく時Bは遠かり，天球上にてAが右に動く時にBは左に動くに依る．從てA, Bの天體が萬有引力の作用に依り各自に公轉する者とすれば，軌道を圓形と假定して，次の如き結論に達す．

	直徑	公轉速度	質量	中心間の距離
アルゴール星	10.54×10^5 哩	26 哩/秒	太陽 $\times\frac{4}{9}$	3.22×10^6 哩
隨伴者	8.25×10^5 哩	55 哩/秒	太陽 $\times\frac{2}{9}$	

同一天體內に於ても，若し此天體が自轉し居る際には，天體の東半球と西半球とは，地球に對し反對の速度を有すべし．從て西部と東部とに於て，同一物質より

輻射する光波も地球上にて觀測すれば其波長同じからず. 精言すれば,一方より來る光の波長は中央部より來る光の波長よりも長く,他方より來る光の波長は却て是よりも短く變化すべし. 若し左右兩端の速度の差が毎秒四粁ならば,波長5000Åの光波に就て

$$\delta\lambda=\lambda v/c=5\times10^{3}\times4\div(3\times10^{5})\fallingdotseq6.67\times10^{-2}\text{Å}$$

なる故に,少なくとも波長の百萬分の一位迄精測し得べき裝置を要す. 然るにファブリー及ペロー兩氏[Fabry & Perot]之干涉計にありては,測微計の目盛一度が1.841×10^{-2}Åに相當するが故に,容易に是等の變化を觀測するを得たり. 太陽に就て研究せる觀測の結果は,明かに中央より東に行くに從て,波長は短縮するに反し,西方に行くに從ひ,却て伸長するを見る. 從て太陽の東方は地球に近づき,西方は地球より遠かる如く自轉し居る者なるを知る.

同樣の研究に依て,太陽班點附近のスペクトルを研究すれば,班點內外に於て互に反對なる上下の運動あるを見る. 換言すれば,對流作用の存在を認む.

之を要するに最近に於て長速の進歩を成しつつある星學の一分科卽ち**天體物理學**は恰もドップレル之原理の應用に就て,新に開かれたる者なりと言ふも過言にあらず.

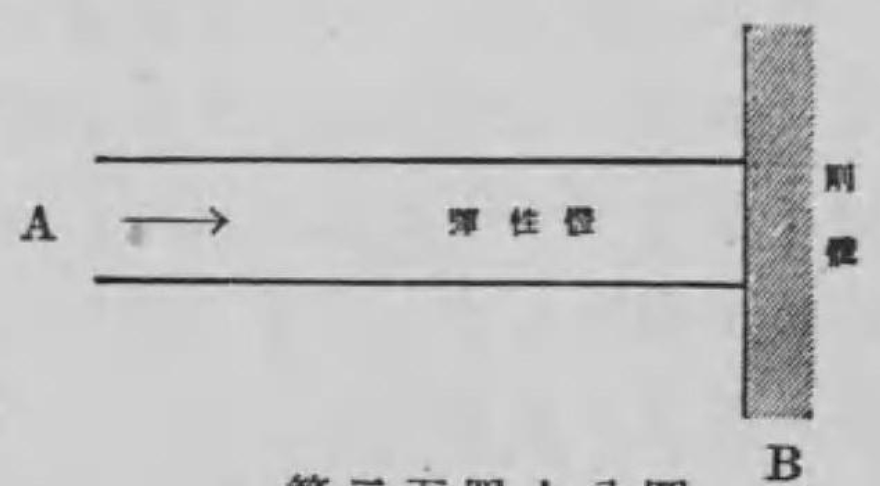
第二十一章

波之反射及屈折

第二百四節　反射に基く位相之變化

音波の場合に於て反響を生ずるは,吾人の日常熟知する所なり. 從て氣體中に於ける縱波が反射するを知る. 反射の現象は各種の波に共通なるものなり.

今,一端Bが剛體に固定せられたる棒內を,縱波がAより進行すとすれば,最大密度の層も亦進行すべく,是がB端に達したる際に,體積彈性率に基ける質點の運動は,更に前方に向て起り得ざる故に,逆に後方に向て起る事となる. 換言すれば,エネルギーはBより逆行す. 此場合に於て,密層は密層の儘にて反射する故に,位相に變化なし.



第二百四十八圖

之に反して,B端が自由にて何者にも接し居らざる際には,振動のエネルギーが更に傳播し得ざるに依り逆行することとなり,波形は反射す. 但し此場合に假

に密層がB端に達したりとすれば,彈性に依て自由に外方に變位し,最大振幅に達して後戻り,B端より再び彈性體に入ることとなる故に,B端を出るときと,入るときとの位相に半週期の差あり．換言すれば,密層は粗層となりて反射す．

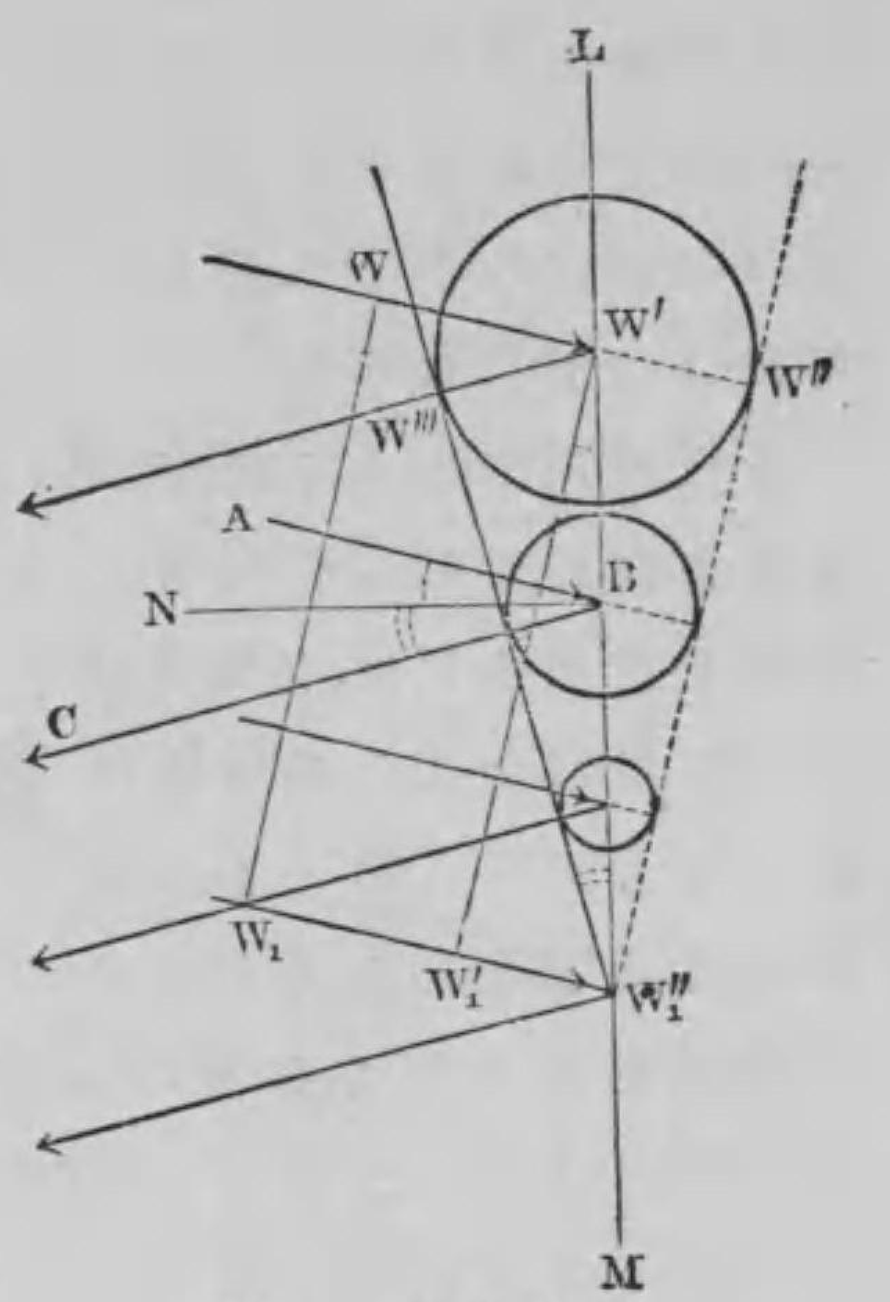
此場合に於て,前進する波が孤獨に非ざれば,後繼波と反射せる波とは,其進行の方向正反對なる故に,玆に定常波を生ず．蓋し,棒其他の振動體內に定常波の生ずるは,斯の如く前進せる波が一端にて反射するに依る者なり．

橫波の場合に於ても同樣なるが,反射すべき端が固定せる際には變位し得ざる故に,定常波の節たるべく,從て前進する波が此點にて山ならば,反射する波が此點にて谷たらざるべからず．之に反して,反射すべき端が眞空に接するならば,振動自由にて定常波の腹となるべく,從て前進せる波が此點にて山ならば,反射する波も亦山ならざるべからず．然るに,其方向正反對なる波の山と山とが,互に助け合ふ爲には,其位相に於て半週期の差あるを要するは明白の理なり．

第二百五節 反射之法則

平面波が或傾角を以て平面より反射する場合には,ハイゲンス之原理に依て,其關係を導く事を得べし．今,入射線 AB に依て

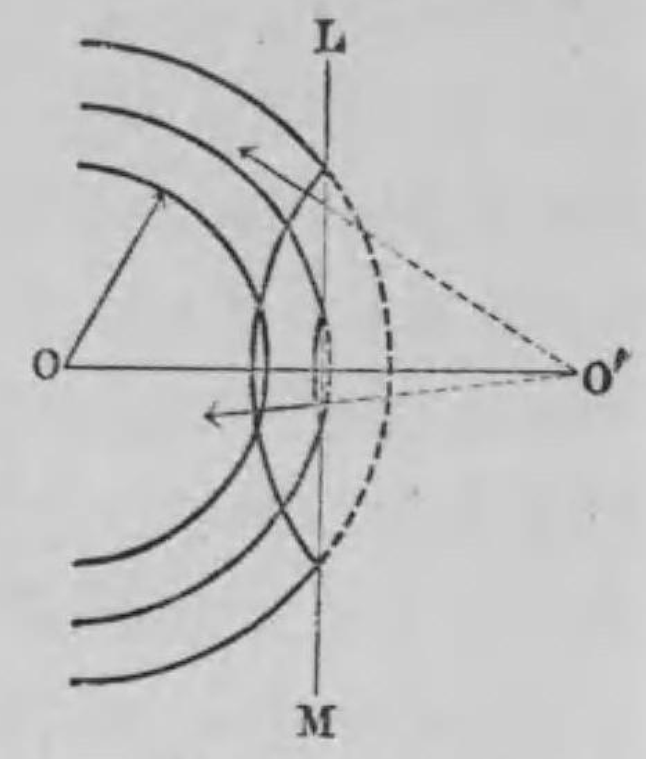
代表されたる平面波の波面が WW_1 にて,LM なる平面より反射する場合を考ふるに,此波面が前進して $W'W'_1$ に到りたりとすれば,既に LM 面に接觸せる部分 W' は之より反射すべし．然るに,假に LM 面が無かりしとすれば,W_1' の部分が此面に接觸する迄に,$W_1'W_1''$ と等しき距離 $W'W''$ を進む筈なり．從て W' より反射せる波は此點より $W'W''$ の距離にあるを要す．其他凡ての點に就て同樣の理論を適用し得る故に,反射せる波面は $W'''W_1''$ に在るを要す．此場合の入射線 AB に對する反射線は BC なり．



第二百四十九圖

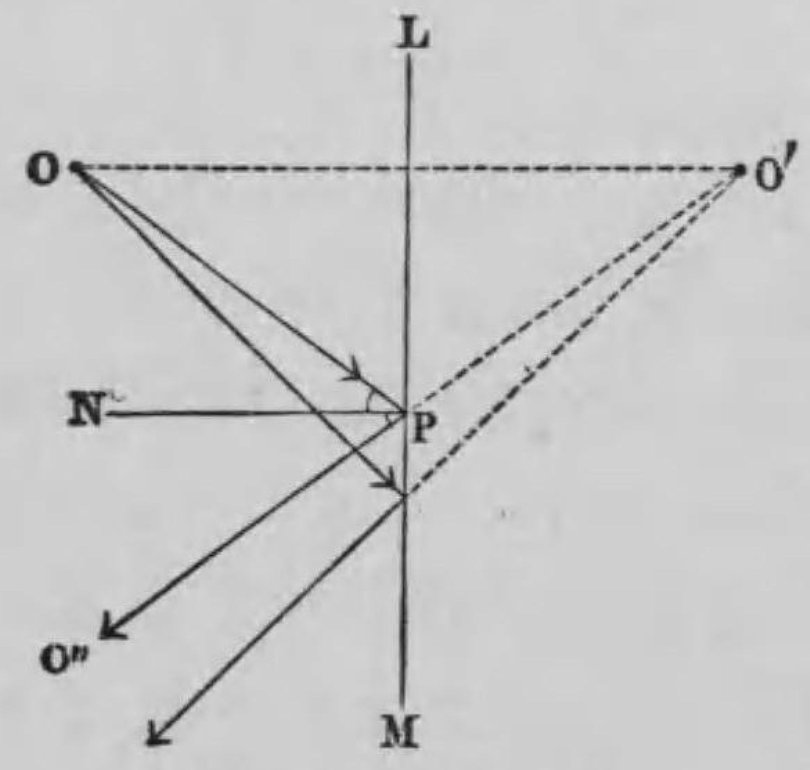
B 點に於て LM に引ける法線を NB とすれば,入射角 ABN は角 $W_1'W'W_1''$ に等しく,反射角 NBC は角 $W'W_1''W'''$ に等しき故に,入射角と反射角とは相等し．

反射面が曲面なる場合に於ても,B點に於ては之を平面と看做し得る故に,一般に入射線と反射線と法線とは同一平面上にありて,且つ入射角は反射角に等し.



第二百五十圖

球面波が平面より反射する場合に於ても,ハイゲンス之原理を應用すれば,恰もLMなる反射面に對し球面波の中心Oと對稱の點O′より發散せる球面波の如く反射するを知る. 又第二百五十一圖の場合に於て,任意の入射線OPに就て言へば,直角三角形OPLとO′PLは等しき故に,入射角OPNは反射角NPO″に等しきを知るべし.

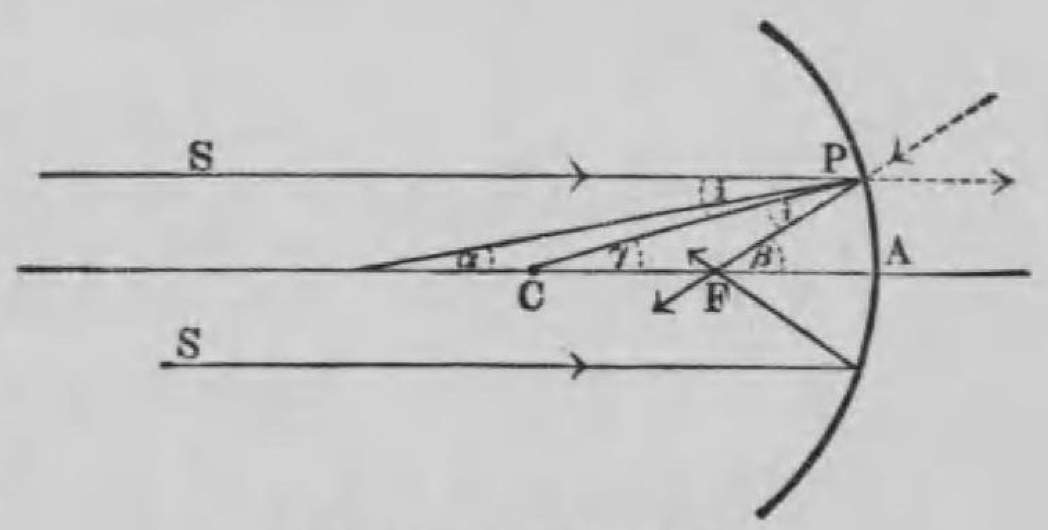


第二百五十一圖

此故にOより發源せる波が,LMなる平面に依て反射されたる後に,吾人之を觀測すれば,O′より發源せる波と認定することとなるべし. 光波,音波等に於て然るのみならず,其他の波に於ても同一なり. O′をOの虛像と云ふ.

反射面が凹凸定まりなき場合に於ても,唯一本の輻射線に就ては,其反射面は平面と看做し得ること當然なり. 然れども輻射線の一群を考ふれば,各輻射線に對する反射面が其方向を異にする故に,反射せる後の輻射線の方向は全く何等の規律なきものとなる. 斯る場合を稱して亂反射と云ふ.

第二百六節 球面に於ける反射 反射面が特に球面なる場合には,是れより反射せる一群の輻射線の方向に就て,簡單に論ずる事を得べし. 即ち反射面上の一點Aと其球心Cとを結べる線を軸とし,輻射線が此軸と成す角αを其輻射線の開きと稱し,此開きαが微少にして



第二百五十二圖

$$\tan\alpha \fallingdotseq \sin\alpha \fallingdotseq \alpha$$

と假定し得る場合には次の如し.

今,軸に平行なる任意の輻射線SPに就て考ふるに,

PF を其反射線とすれば,入射角 i を以て反射する故に,角 γ に等しく,從て PF の開きを β とすれば

$$\beta=2i=2\gamma$$

なり. 故に球の半徑を R とし, AF を f とすれば

$$R\gamma \fallingdotseq AP \fallingdotseq f\beta = 2f\gamma$$

即ち

$$f=\frac{1}{2}R$$

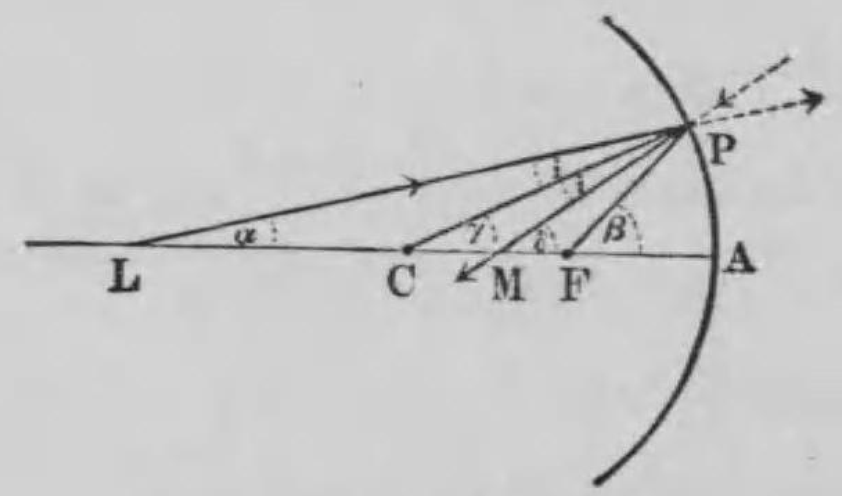
なり. 然るに P は任意點なる故に,軸に平行なる凡ての輻射線は A より $\frac{1}{2}R$ の所を通過す. 依て此 F 點を此反射面の**主焦點**と呼び, f を其**焦點距離**と云ふ.

次に入射線が α なる開きを以て來る場合を考ふるに,其入射角を i とすれば

$$\alpha+i=\gamma;\quad \gamma+i=\delta$$

故に $\alpha+\delta=2\gamma=\beta$

なり.



第二百五十三圖

今 $AL=a$, $AM=b$ とすれば

$$a\alpha \fallingdotseq AP \fallingdotseq b\delta \fallingdotseq f\beta$$

從て

$$\frac{1}{a}AP+\frac{1}{b}AP=\frac{1}{f}AP$$

即ち

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$$

なり. 此式は P 點の位置に關係なき故に, L より發散する輻射線は凡て M 點を通過す. 而して逆に M より發散せる者は L 點を通る,故に L と M とを**共軛點**と稱す. 既に反射せる輻射線に就て論ずる際には,恰も M 點より輻射せると同一なる故に, M を L の**實像**と云ふ.

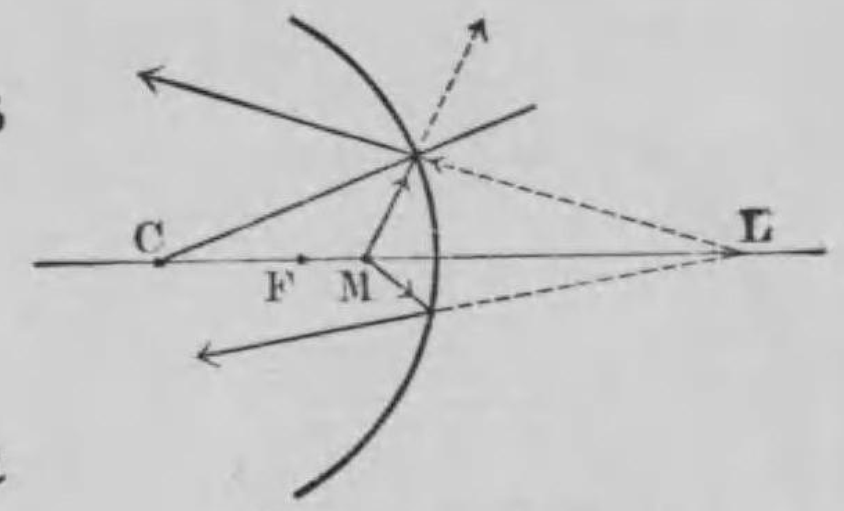
M點が若し主焦點 F よりも球面に近ければ

$$\frac{1}{b}>\frac{1}{f}$$

なる故に, a が負量なるに非ざれば

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$$

なる能はず. 換言すれば, L と M とは反射面の反對側にあり. 此場合に於て,反射線は恰も L より來る如く見ゆるも, L と反射面との間には輻射線無きこと當然なり. 即ち L は M の**虛像**なり.

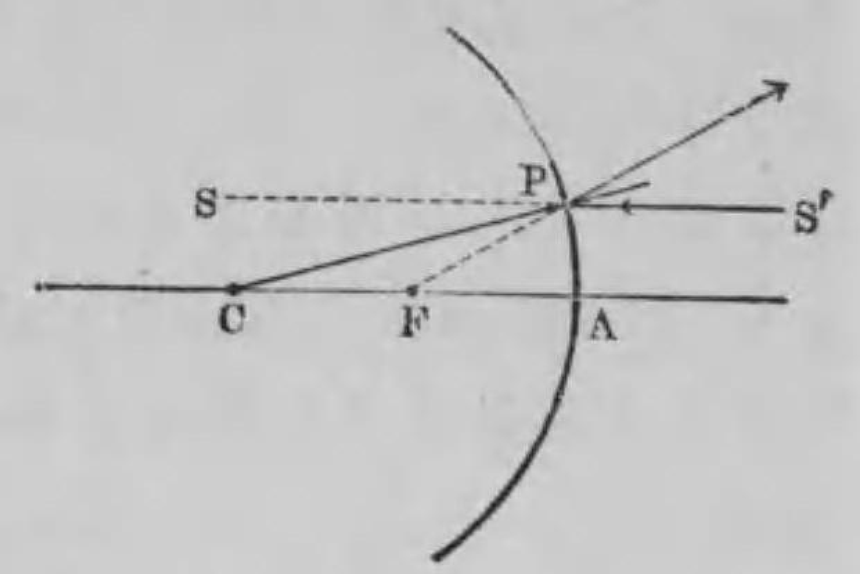


第二百五十四圖

之を要するに,輻射線の發源點が反射面の焦點以內に在れば,反射線は發散し,焦點にあるとき平行となり,焦點以外に在るとき收斂す.

以上は凡て凹面より反射する場合なるが,凸面の場合に於ても,入射線及反射線を延長して考ふれば,幾何

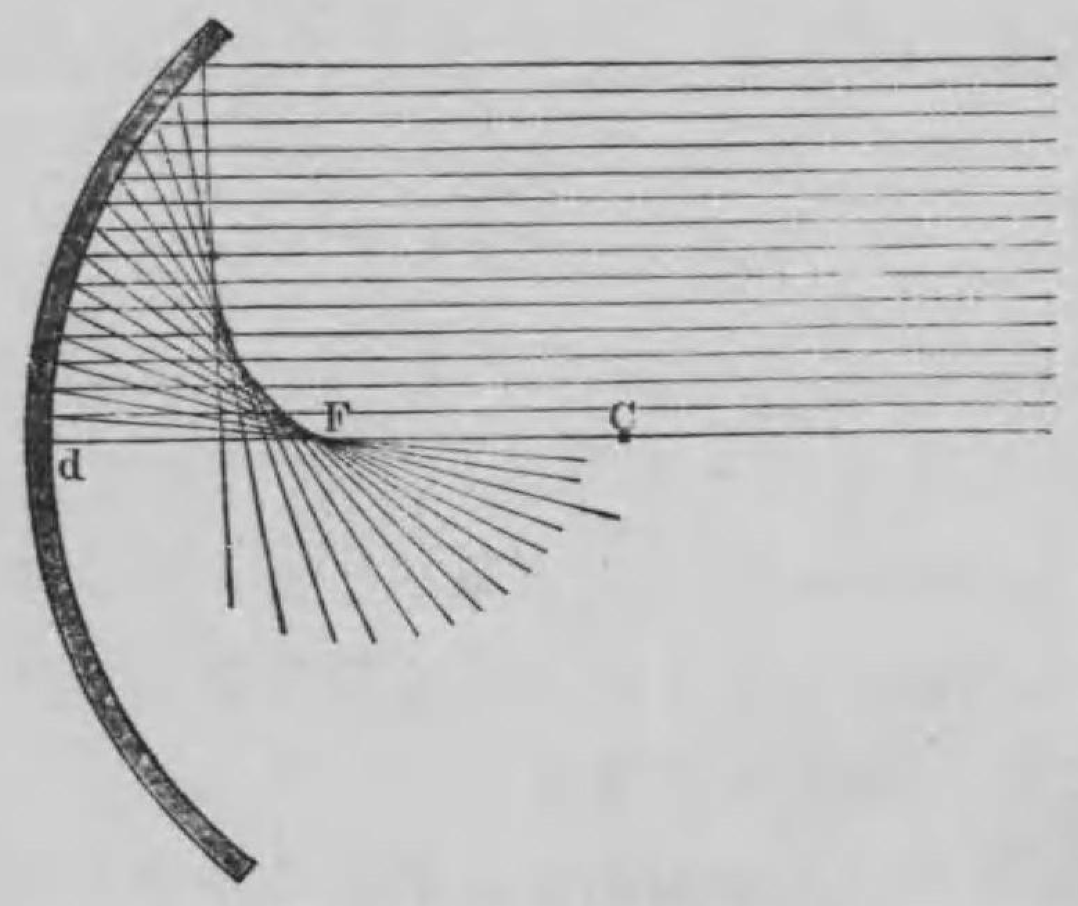
學上の論點は全く同一なることと明白なるを知るべし.



第二百五十五圖

輻射線の開き大なれば,各反射線が共通點にて交らず, 此現象を球面收差と云ふ.

而して相隣れる二輻射線の交點之軌跡を焦面と云ふ.



第二百五十六圖

從て球面に依る反射を以ては,一點より發散する輻射線を平行ならしめ,或は平行なる輻射線を一點に集中することと能はず.

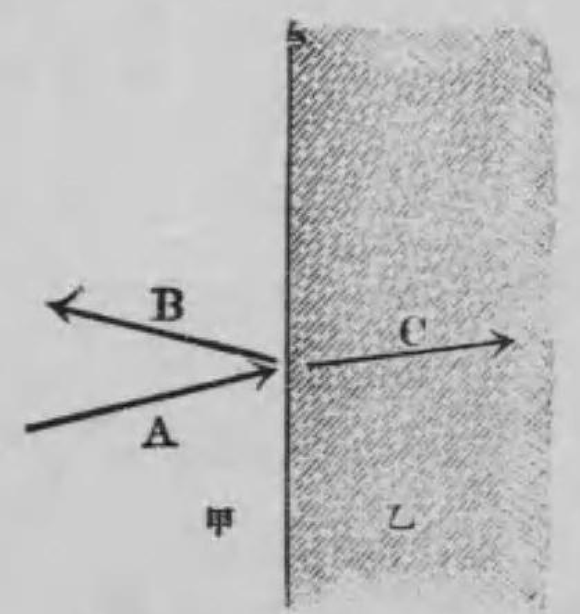
拋物線の場合には,其軸に平行なる輻射線は凡て反射して焦點に集合し,楕圓に於ては一方の焦點より發散せるものは凡て他の焦點に集中す.

第二百七節 波之屈折

振動の一端が全く固定せず,又は全く自由ならざるとき. 換言すれば,他の振動し得べき媒質卽ち彈性體に接觸し居る際には,振動エネルギーの一部は反射し,殘部は其彈性體に移る. 此場合に於て,波の進行する方向が多少の變化を受くるを通例とす. 之を**波之屈折**と云ふ.

屈折波は相接觸せる兩媒質の彈性率及密度の如何に依て決定せらるること勿論にて,畢竟,振動の難易に依て定まる者なり. 而して,是は單に其振幅及び傳播の速度に影響するのみにて,位相に關係なきは波動の式より見て明白なり.

反射波に就ては,振動し難き媒質に逢ふときは固定せる場合と等しく,又振動し易き者に逢ふときは眞空の場合と同一なり. 蓋し甲乙兩種の媒質の境界面に就て,入射波Aが反射波Bと屈折波Cとに分かるるは一般の現象にして,甲乙共に同一の性質を有するときBが零となり,乙が剛體の如く振動し得ざる者なるときCは零となる. 而してCの有無はBなる反射波の位相に關係せざるべきは當

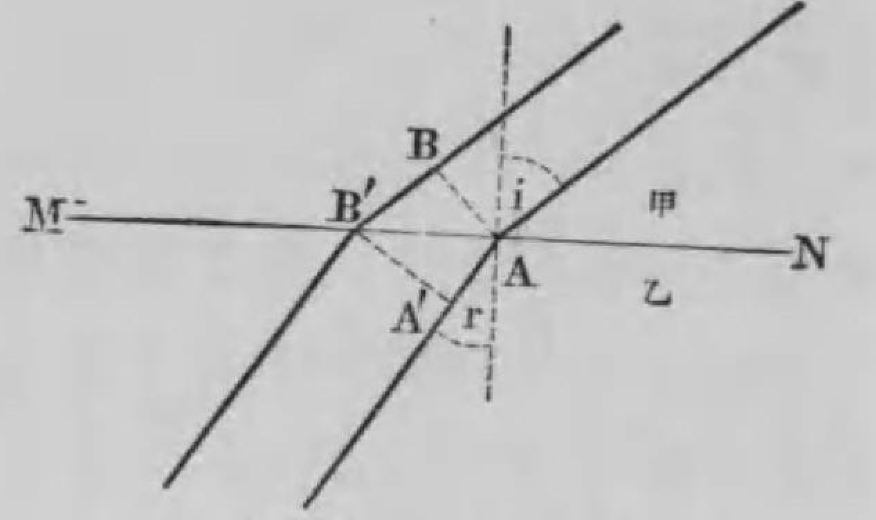


第二百五十七圖

然の事なり.

第二百八節　スネリウス[SNELLIUS]之法則

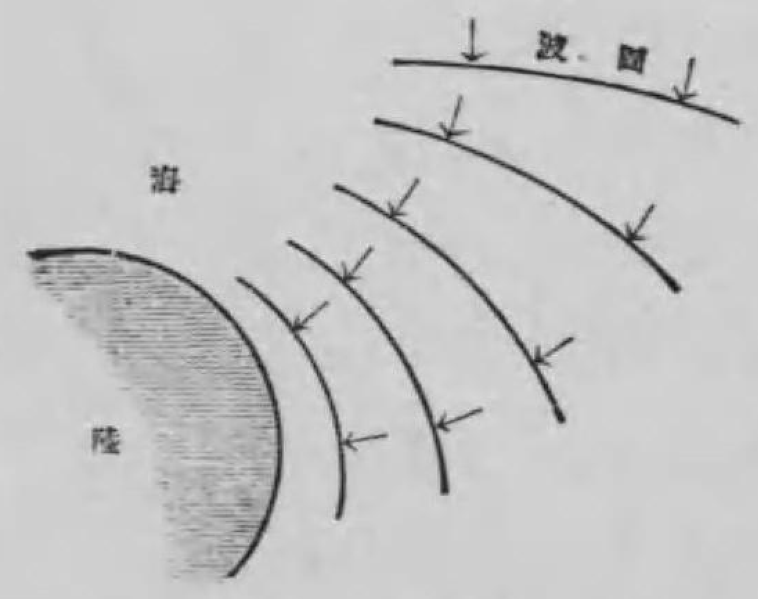
今,甲乙兩媒質の境界面を MN とすれば,i なる入射角を以て行進せる波に於て, AB は同位相を有する質點を連結せるもの卽ち,



第二百五十八圖

等相面なりとせよ. 甲の媒質內にて速度 v_1, 乙の媒質內にて v_2 なりとすれば, B が B′ に進む間に A は A′ に進み, 乙內にては A′ と B′ とを結びたる者が等相面にて,之に直角に進行する筈なり. 從て

$$\frac{v_1}{v_2}=\frac{BB'}{AA'}=\frac{AB'\sin i}{AB'\sin r}=\frac{\sin i}{\sin r}$$



第二百五十九圖

是れ卽ち屈折の法則を示す關係なり. 此比を屈折率と云ひ,與へられたる媒質間に就ては恒數なり.

入射線と屈折線と入射點に於ける法線とは,

常に同一平面上にありて屈折率は入射角の如何に關せず恒數なり. 之を**スネリウス之法則**と云ふ.

淺き水の波の速度は $\sqrt{gh}$ なる故に, h 小なれば波遲く,從て遠淺の海岸にては等相面は第二百五十九圖の如く屈折して常に海岸に平行する傾向を有す.

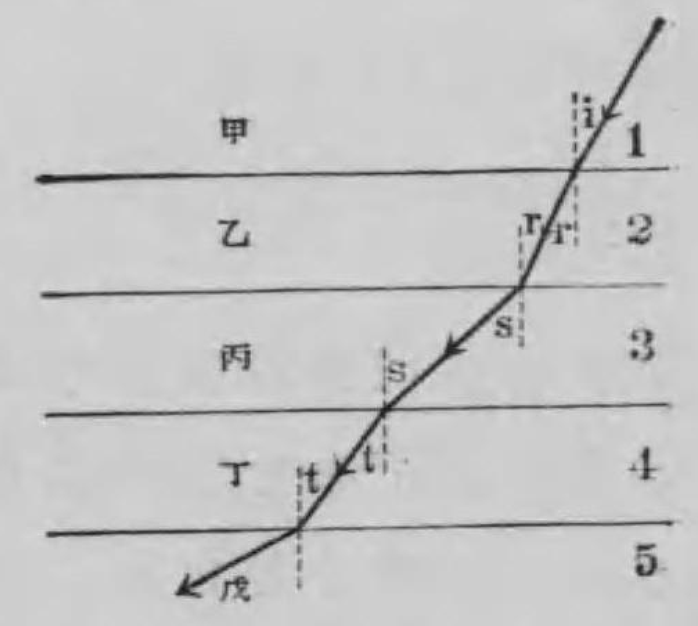
第二百九節　屈折率

波の速度は一般に媒質の彈性と密度との函數なる故に,甲媒質より乙媒質に入るとき,甲乙兩媒質の境界面が波面と一致するに非ざれば,其附近に於て波面の一部は甲媒質中に,殘部は乙媒質に在るを以て,兩者の速度同一ならざる爲に屈折を起すものなるに依り,媒質甲より乙に入る場合の屈折率を $n_{1.2}$ とすれば,逆に乙より甲に入る場合には,其速度の比は逆數となる故に

$$n_{2.1}=\frac{1}{n_{1.2}}$$

ならざるべからず.

今,甲乙丙各媒質の境界面が凡て平行なる平面の場合に,平面波が甲より乙に入射角 i を以て入りたりとすれば,



第二百六十圖

$$n_{1.2}=\frac{\sin i}{\sin r};\quad n_{2.3}=\frac{\sin r}{\sin s}$$

若し甲と丙とが同一種類の媒質ならば

$$n_{1.2}=\frac{1}{n_{2.3}}$$

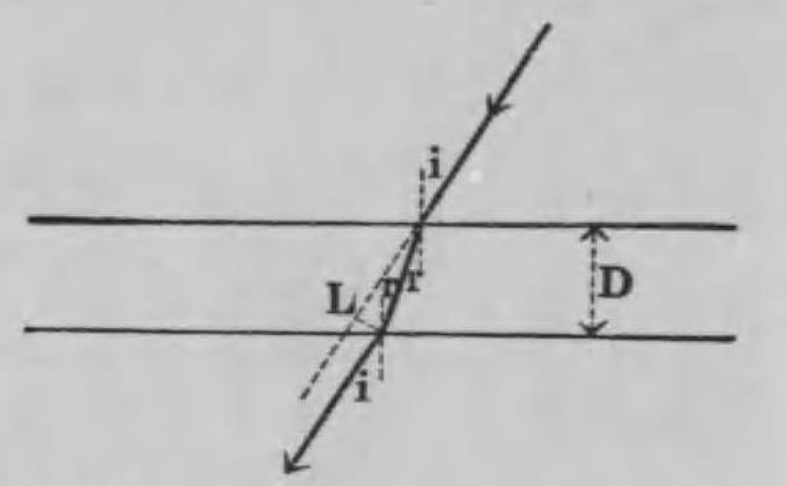
なる故に，
$$\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{\sin s}{\sin r}$$

即ち $i=s$ なり．故に輻射線が乙媒質を通過する爲に其方向を變ぜられざるも，其變位をLとすれば，乙層の厚さをDとして，

$$\frac{D}{\cos r}=\frac{L}{\sin(i-r)}$$

即ち
$$L=D\frac{\sin(i-r)}{\cos r}$$

なり．



第二百六十一圖

次に $n_{1.2}=\frac{v_1}{v_2};\ n_{2.3}=\frac{v_2}{v_3}$

又
$$n_{1.3}=\frac{v_1}{v_3}=\frac{v_1}{v_2}\cdot\frac{v_2}{v_3}=n_{1.2}\,n_{2.3}$$

即ち
$$n_{2.3}=\frac{n_{1.3}}{n_{1.2}}$$

なるに依り，輻射線が甲より乙に，並に甲より丙に入るときの屈折率を知れば，此式に依て，乙より丙に入るときの屈折率を算定することを得べし．從て，標準媒質として任意の媒質甲を採り，是れより他の各種の媒質に入るときの屈折率を測定すれば，一種の媒質より他

種の媒質に入るときの屈折率は簡單に算出する事を得べし．而して甲は何にても可なれども，光波の場合には通常眞空を取り，眞空より任意の物質に入るときの屈折率を**光之絕對屈折率**と云ふ．從て，絕對屈折率は，其媒質に於ける速度に逆比例す．然るに空氣の屈折率は普通の狀態にては 1.0003 なるが故に，壹萬分の三以上を省略し得ざる場合にあらざれば，任意媒質の絕對屈折率は，空中より其媒質に入るときの屈折率に等しき者と看做し得べし．

水=1.333

アルコール=1.392

クラウン·グラス=1.615

二硫化炭素=1.629

フリント·グラス=1.752

第二百十節　屈折率と密度との關係

屈折率は一般に波の速度に逆比例し，速度は密度の平方根に逆比例する故に，

$$n\propto\frac{1}{v};\quad v\propto\frac{1}{\sqrt{\rho}}$$

從て
$$n\propto\sqrt{\rho}$$

にて，屈折率は密度の平方根に正比例するが故に，光波の場合に於ては，屈折率大なる媒質を目して，光學的に

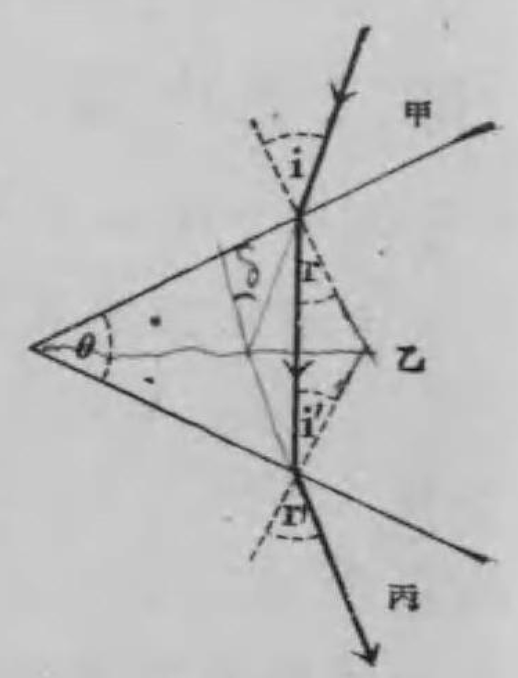
密なりと稱することあり. 然れども, 例へば音波の場合に於て

$$v=\sqrt{\gamma P/\rho} \quad \text{にて} \quad P/\rho=RT$$

なる故に, 密度同一なりとも溫度降下すれば壓力を減じ, 爲に音波に對する屈折率が大となる如く, 一般に言へば, 波に對する屈折率の大小は, 直に其媒質の密度を推定する標準と成る者にあらざるのみならず, 光波をエーテルの波とすれば, 異種の物質內に於て其處に存在するエーテルの密度に大小ある乎の疑を生じ, 甚しきは甲物質が光學的に密なりと言へば, 波動の性質上光は其物質の震動に基く一種の波ならんとの誤解を招ぐことと無きにあらず.

第二百十一節　プリズムに依る屈折

第二百九節の例に於て, 甲と丙とが同一種類の媒質にて, 且つ乙との境界面が平行にあらずして, 相交る場合には, 此乙媒質はプリズム形を成すべし. 此場合に, 此乙をプリズムと略稱し, 境界面の爲す角 θ をプリズム之角と云ふ.



第二百六十二圖

今, 入射角を i とし, 屈折率を n とすれば,

$$\sin r=\frac{1}{n}\sin i$$

なる角を以てプリズム內を通過し, 之が反射面に到達せるときの入射角は

$$i'=\theta-r$$

なる故に

$$\sin i'=\frac{1}{n}\sin r'$$

故に

$$\frac{\sin r}{\sin i}=\frac{\sin(\theta-r)}{\sin r'}.$$

輻射線がプリズムを通過せる爲に, 其方向を轉換せる角を δ とすれば,

$$\delta=(i-r)+(r'-i')$$
$$=i+r'-\theta$$

なり. 而して此轉換角は一定にあらずして, 入射角の如何に依て變化す. 此角が最大たる爲には

$$\frac{d\delta}{di}=1+\frac{dr'}{di}=o$$

卽ち $dr'=-di$ 又 $dr=-di'$ にて且つ

$$n\cos r\,dr=\cos i\,di$$
$$n\cos i'\,di'=\cos r'\,dr'$$

なるに依り

$$-n\cos r\,di'=\cos i\,di$$
$$n\cos i'\,di'=-\cos r'\,di$$

故に

$$\frac{\cos r}{\cos i'}=\frac{\cos i}{\cos r'}$$

或は $$\frac{1-\sin^2 r}{1-\sin^2 i'}=\frac{1-n^2\sin^2 r}{1-n^2\sin^2 i'}$$

故に $$\sin^2 r=\sin^2 i'$$

或は $$\sin r=\pm\sin i' \quad 即ち \quad r=\pm i'$$

然るに $r+i'=\theta$ なる故に $r=+i'$ なるを要す. 此場合には $i=r'$ となる故に,此時の入射角を i_0 とすれば,

$$\delta_0=2i_0-\theta \quad 或は \quad i_0=\frac{\delta_0+\theta}{2}.$$

又 $$\theta=i'+r=2r_0 \quad 或は \quad r_0=\frac{\theta}{2}$$

故に $$n=\frac{\sin i_0}{\sin r_0}=\sin\frac{\delta_0+\theta}{2}\Big/\sin\frac{\theta}{2}.$$

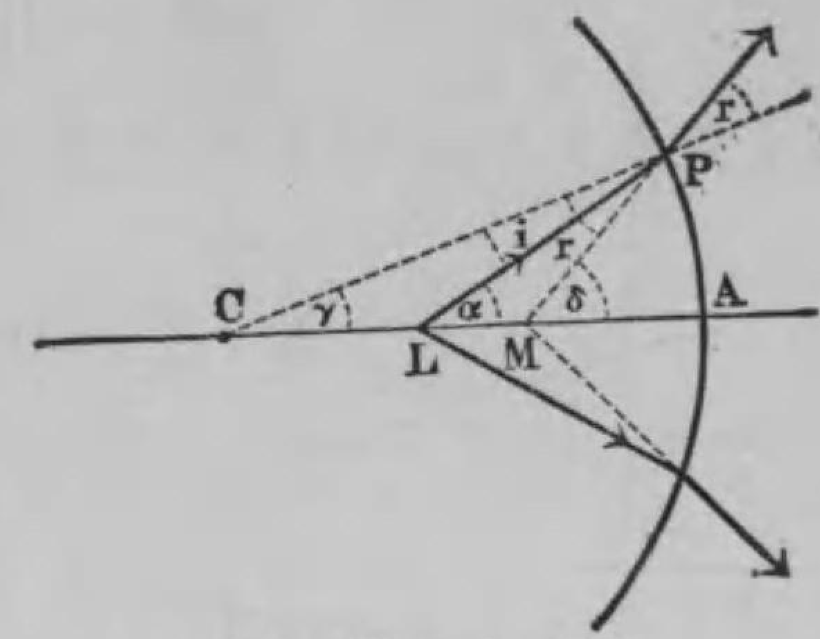
而して $\frac{d\delta_0}{di_0}=2$ にて正なる故に,此値は最小なり. 從て最小轉換角 δ_0 を測り,且つプリズム之角を知れば,其プリズムを構成する物質の屈折率 n を算定することを得べし.

茲に,甲よりも乙に於ける速度が小なれば,n は一より大なる故に,δ_0 は正なるべく,從て乙層の厚き方に向つて波は屈折すべきも,逆に地震等の場合に見る如く,乙なる山岳中の速度が却て平地甲よりも大なる場合には,其山脈の狹き方に屈折することとなるべし.

第二百十二節 球面に依る屈折 兩媒質の境界面が AC を半徑とせる球なる場合に,軸 AC 上の任意の一點 L より發散し,P 點にて屈折せる輻射線に

就て考ふるに,屈折線の延長が軸と交る點を M とすれば,一般に

$$\sin i=n\sin r$$



第二百六十三圖

なるが,輻射線の開きが特に小なる場合には

$$i=nr$$

なり. 夫故に $i=\alpha-\gamma;\quad r=\delta-\gamma$ にて,且つ $CA=R$; $MA=b$, $LA=a$ と置けば,AP は $R\gamma$, $b\delta$, $a\alpha$ の何れにも等しき故に

$$\gamma:\delta:\alpha=\frac{1}{R}:\frac{1}{b}:\frac{1}{a}$$

なり. 依て $\alpha-\gamma=n(\delta-\gamma)$ は變じて

$$\frac{1}{a}-\frac{1}{R}=n\left(\frac{1}{b}-\frac{1}{R}\right)$$

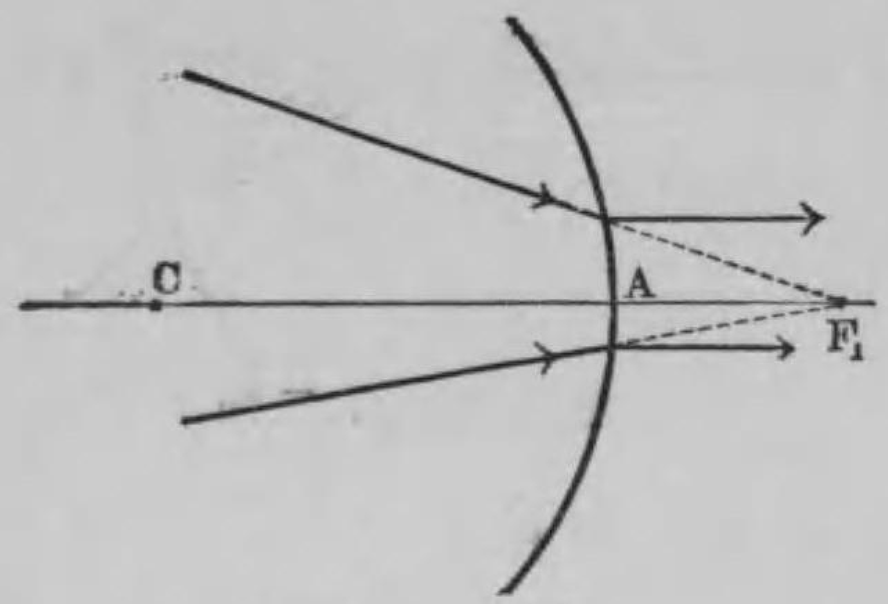
或は $$\frac{n}{b}-\frac{1}{a}=\frac{n-1}{R}$$

となる. 此値は P 點の特別要素を含まざる故に,L より發散する凡ての輻射線は,恰も M 點より發散せる如き方向に屈折することを示す.

若し M が無限の遠方に在れば,屈折線は凡て平行となるべく,此場合には $b=\infty$ なる故に,

$$f_1=[a]_{b=\infty}=\frac{-R}{n-1}$$

にて負量なる故に, L は AC 線上にあらずして, 其延長部 F_1 に在る如く見ゆ. 換言すれば, F_1 に向て收斂する輻射線が屈折して平行となるなり.

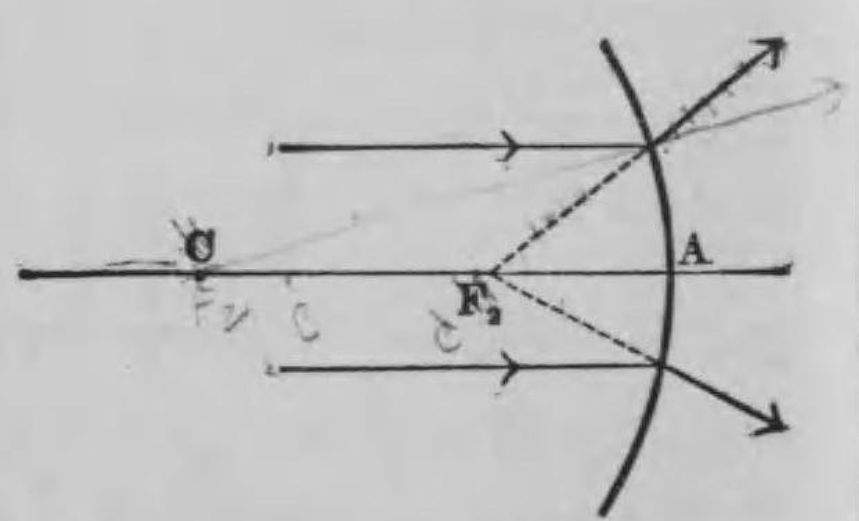


第二百六十四圖

次に L が無限の遠方に在れば, 入射線が凡て平行なるべく, 此場合には $a=\infty$ なる故に,

$$f_2=[b]_{a=\infty}=\frac{nR}{n-1}$$

にて, 恰も F_2 より發散する如く屈折す.



第二百六十五圖

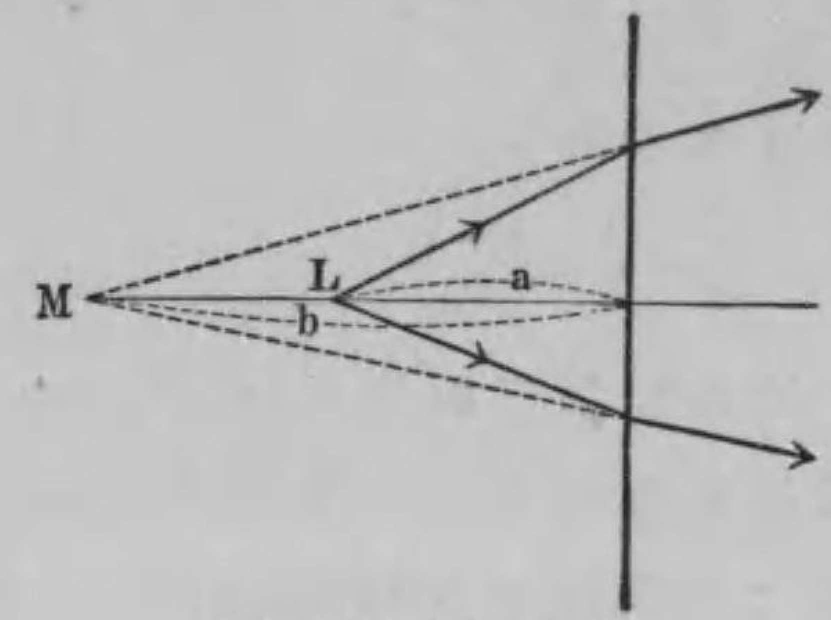
此 F_1 及び F_2 を此屈折面の**主焦點**とす. 是等は常に屈折面の反對側にあり.

球面の半徑 R を無限大とすれば, 平面にて屈折する場合なるが故に,

$$\frac{n}{b}-\frac{1}{a}=o \quad 卽ち \quad an=b$$

となる.

空氣より水に入る場合には $n=\frac{4}{3}$ なる故に $b=\frac{4}{3}a$ なり.



第二百六十六圖

從て水中の魚類は空中の物體を實際よりも約三割高く見るに反し, 吾人が水底を見る際には $n=\frac{3}{4}$ にて, $b=\frac{3}{4}a$ なる故に, 約二割五分丈淺く見る筈なり. 但し之は光線の開きが微小なる場合, 卽ち水面に垂直に見たる場合に限る者なるを忘るべからず.

第二百十三節　レンズに依る屈折

第二の媒質が僅少なる厚さを有するときは, 其兩境界面が平行なる平面なれば, 輻射線が之を通過したる後に其方向を變ぜざる事は既に論ぜり. 次に其兩境界面が共に球狀なる場合を論ぜん. 任意の媒質が斯る形狀を有するとき, 之を**レンズ**と云ひ. 其兩球心 C_1, C_2 を結べる線を**其軸**と稱す.

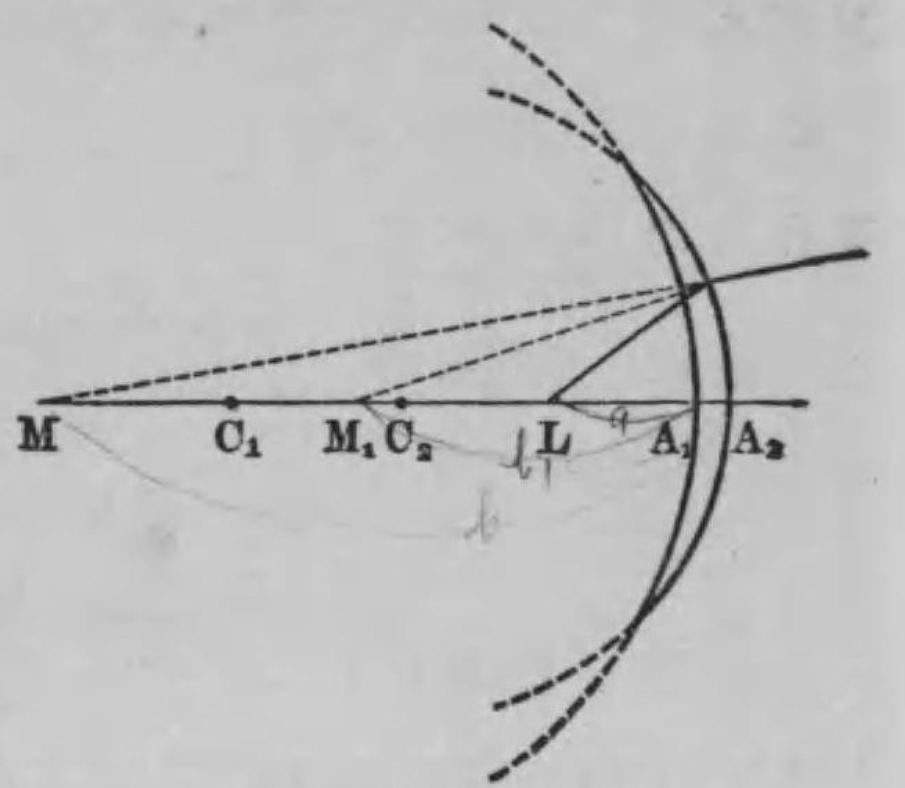
軸上の任意點 L より發散せる輻射線は, レンズ內に入るとき屈折して恰も M_1 より發散せる如くなり

$$A_1M_1=b_1, \quad A_1L=a, \quad A_1C_1=R$$

とし,屈折率を n とすれば次の如し.

$$\frac{n}{b_1}-\frac{1}{a}=\frac{n-1}{R_1}$$

然るに第二面にて屈折するときは,恰も M_1 より發散せる輻射線と同一なる故に,同理に依りて,



第二百六十七圖

$$MA_2=b, \qquad C_2A_2=R_2$$

とすれば,屈折率は $\frac{1}{n}$ なる故に,

$$\frac{1}{n}\cdot\frac{1}{b_1}-\frac{1}{b}=\frac{\frac{1}{n}-1}{R_2} \quad 或は \quad \frac{1}{b}-\frac{n}{b_1}=\frac{1-n}{R_2}$$

故に前式と之を加ふるときは,

$$\frac{1}{b}-\frac{1}{a}=\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)(n-1)$$

となる. 而して $R_1>R_2$ なるに依て,若し

$$(n-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)=\frac{-1}{f}$$

と置けば,f は與へられたるレンズに就ては恒數にて,

$$\frac{1}{a}-\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$$

となり,反射の場合と類似の形となるべし. 只,屈折線

と反射線とは反對の側にある故に,b の符號を變ずるのみ.

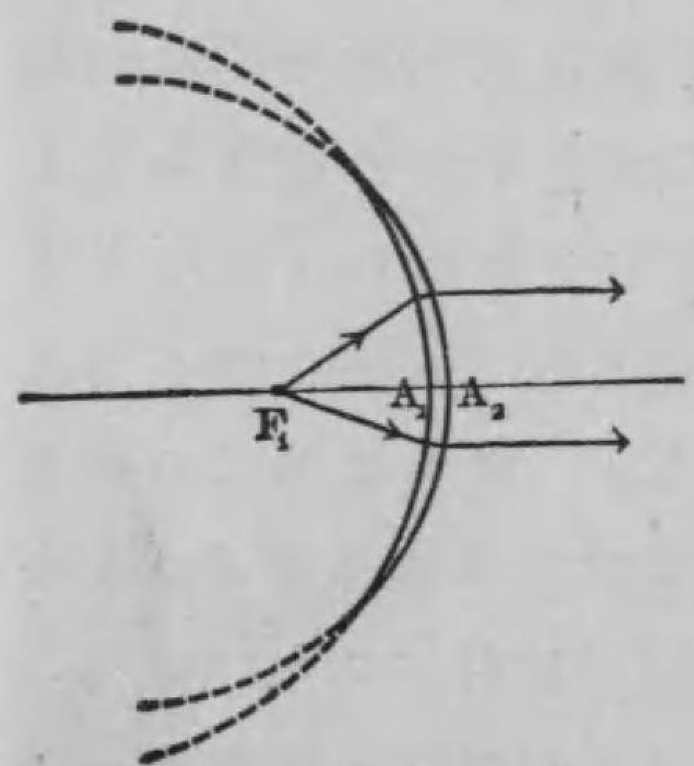
Mが無限の遠方にあれば,レンズを通過せる輻射線は凡て平行となるが,此場合には $b=\infty$ なる故に,

$$[a]_{b=\infty}=f_1$$

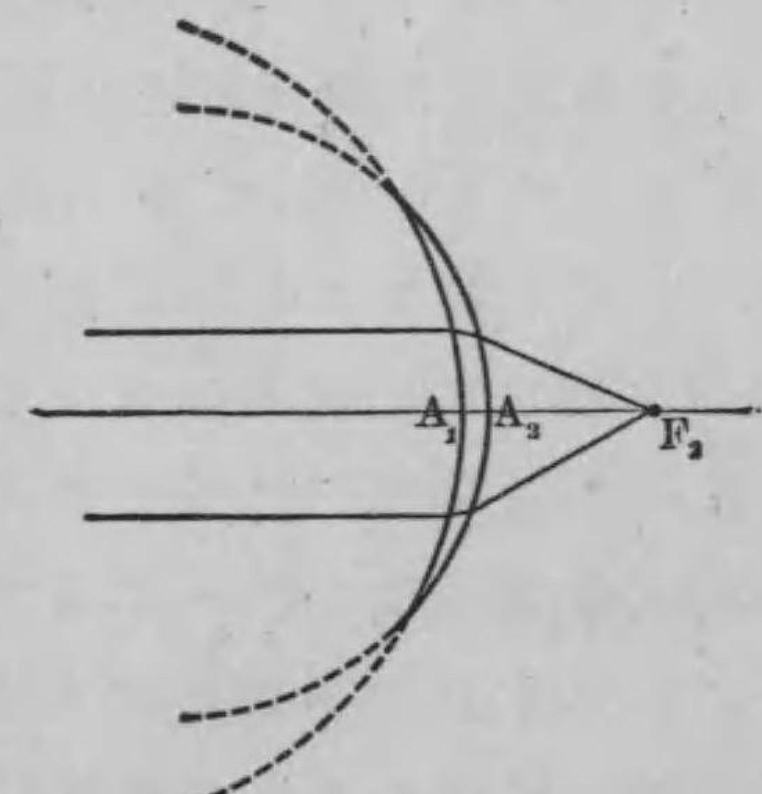
にて,F_1 點なるが,入射線が平行なる爲には,Lは無限の距離にあるを要する故に $a=\infty$ となり,

$$[b]_{a=\infty}=-f$$

となりて F_2 に相當す. 此 F_1 と F_2 とはレンズの兩側



第二百六十八圖



第二百六十九圖

より等距離 f の點にあるものにて共主焦點なり. 而して a は A_1 より測り,b は A_2 より測れる距離なるも.レンズの厚さ小なる場合には,A_1 と A_2 とは同一點と

看做すことを得べし．從て，レンズの兩面が其曲率を異にする場合に，其何れの面より輻射線を入るるとも，其屈折の結果は同一なるを知るべし．

屈折率 n は媒質固有の者にあらずして，輻射線の波長に關す．從て，同一のレンズにありても，異種の輻射線に對しては，其焦點共通ならず．此現象は光線の場合に於て，各色の光が各自異なりたる點に像を生ずることに依て殊に注目せらるるに依り，之を**レンズ之色收差**と稱す．

第二百十四節　全反射　波動が異種の媒質の境界面に到達せるときは，一般に其一部は反射し，殘部は屈折する者にて，第二の媒質が第一の媒質と全く同性質の者なるときは，全く反射並に屈折することなく，又第二の媒質が性質上其波を傳ふる能はざる者なるとき，全部反射するを普通とす．然るに第二の媒質が，其性質上より言へば，當然其波を傳ふる者なる場合にも，入射角の如何に依て全部を反射することあり．

第一媒質より第二媒質に入るときの屈折率が一より小なる場合には，

$$n=\frac{\sin i}{\sin r}<1$$

なる故に，

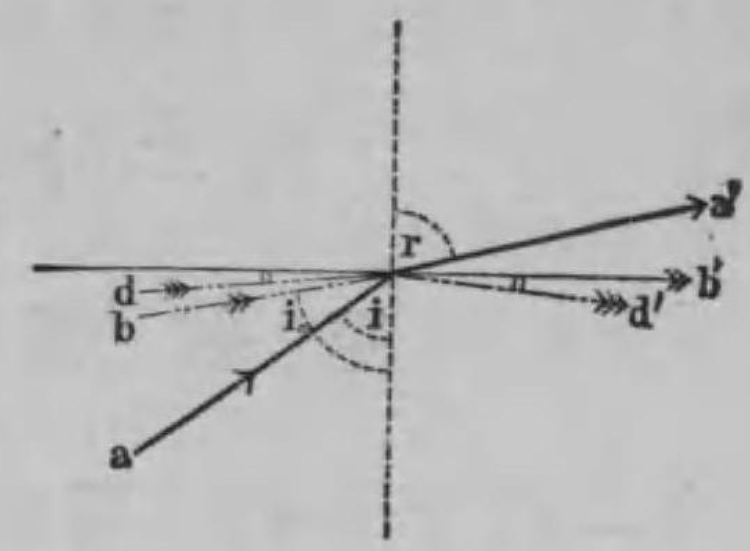
$$\sin i<\sin r$$

なる條件を生ず．然るに $\sin r$ は一より大なる能はざ

る故に　$\sin r_0=1$

卽ち　$r_0=90°$

卽ち bb' の如き輻射線に相當する入射角を i_0 とすれば，$\sin i_0=n$ にて，i_0 より大なる入射角を有する d 線に對しては屈折角なし．換言すれば，此場合には全部反射して d' の方向を取ることとなる．此現像を**全反射**と云ふ．而して，



第二百七十圖

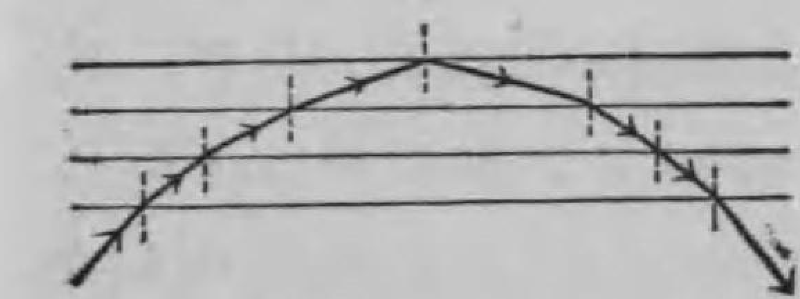
$$i_0=\sin^{-1}n$$

を其**境角**と云ふ．

音波の場合に於ては，

$$n\infty\frac{1}{\sqrt{\gamma RT}}\infty\frac{1}{\sqrt{T}}$$

なる故に，地上より高空に昇るに從ひ暖層より寒層に傳播する際に，或層に到りたるとき其入射角が境角に達し，全反射をなして再び地上に向つて降ることあるべし．斯る際には同一の音響を二回或は數回聞くこととなる．光波の場合に於ても同樣にて所謂蜃氣樓なる現象を生ず．


第二百七十一圖

第二十二章

輻射及吸收

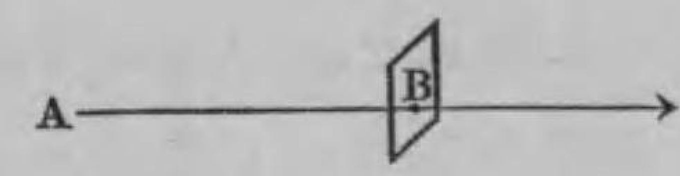
第二百十五節　輻射之强度

振動の傳播とは,振動に必要なるエネルギーの傳播なる事は前章既に述べたる所の如し. 從て輻射とは,此エネルギーが,源點より他點へ非常大の速度を以て遷移する特種の現象に外ならず. 而して,其遷移の形式は必しも波動に依るに限れるにあらずして,粒子說に於ける如く,或物質的粒子が運動エネルギーを携帶して飛び行くとするも,若しくはエネルギー自ら粒子の形を成して傳播するも,共に之を輻射と認むる事を得べし.

一點Aにある者が是れより離れたるBに在る者に或種の影響を與ふる時は,其輻射の速度はAB間の距離と,Aに或變化の起れる時刻より之に對應する變化がBに起る迄に要せる時間との比に依て決定せらるべきは當然なるが,此速度は一般に非常大なるが故に,其決定は容易の業に非ざるも,光の場合に於て精確に測定せられ居るは事實なり. 他の場合に於て其測度を決定せりと稱するは,一般に理論上其速度と一定の

關係ありと推定せらるる他の量を測定せるに過ぎず.

次に輻射の要素は其强度なるが,B點に於てAB輻射線に直角なる單位面積を取り,此面積を單位時間に通過するエネルギーの量を測定し得たりとすれば,此量が卽ちB點に於ける輻射の强度なる事論を俟たず. 然るにエネルギーを測定するには,其全部を熱エネルギーに變化するを便利なりとするが,其實行は難事に屬するが故に,一般にはエネルギーと一定の關係ありと認めらるる某種の效果を觀測して,其强度を算定す. 例へば,一定時間に寫眞板の黑變せる程度に依り,或は氣體の一定量內に生ぜる粒子の數に依り,若しくは輻射線を投射せる物體が得たる荷電量に依て,其强度を測定するの類なり.



第二百七十二圖

甲乙の兩輻射が同一種類の者なる際には,何れの方法に依て其强度を決定するも,其比は常に同一なるが故に,吾人は其結果を信用し得る者なり. 然りと雖も,異なりたる種類の輻射線に就ては,斯の如き間接測定法は常に正當なりと言ふを得ざるべく,全く無意味なる場合あるを忘るべからず.

第二百十六節　吸收及二次輻射

源點A

より發する輻射の强度をB點に於て測定する場合を考ふるに,エネルギー不滅の法則に從ひ,輻射線が互に平行なる場合には,AB間の距離如何に關せず恒數なるべく,若し又,各方向に一様なる輻射を成す際には,任意半徑の全球面を通過するエネルギーの總量は一定なるが故に,單位面積を通過するエネルギー量卽ち輻射の强度は源點よりの距離の自乘に逆比例せざるべからず.

然るに實測の結果に依れば,輻射と强度は前記の理論上より決定せらるる値より遙に小にして,且つ其減少の程度はAB間に介在する媒質の種類並に其密度に依て差あり. 今,其源因を尋ぬるに,一部は媒質に奪はれたる者にして,之を眞正の吸收と稱すべき者なり. 殘部は亂反射等に依て其方向を變化せらるるに基き,或は他種の輻射に變形せらるる部分も無きにあらず. 是等は其源因各自に不同なりと雖も,共に輻射の强度を減少するが故に,一般に是等を總合して吸收と稱するを普通とす.

輻射線が亂反射を成せる場合に,反射後は入射線と著しく異なりたる種類の輻射線と變ずる事あり. 例へば螢光體と稱せらるる物體にありては,之に偏光を入射せしむる時,依て生ずる螢光は偏光にあらざるの

類なり. 然る時は亂反射と言はずして,入射線の刺激に依り,新に**二次輻射**を成せりと稱す. 從て,一次輻射線は此際吸收せられたりと認めざるべからず. 然れども,亂反射と二次輻射との區別は,必しも實驗上の事實を基礎として立論するにあらずして,寧ろ輻射の理論より推論せらるる結果に近し. 從て,二次輻射線は亂反射を成せる者に比すれば,一般に入射線に遠き性質を有する事勿論なるも,實際には甲の理論より亂反射と稱せらるる者にして,乙の理論より二次輻射なりと認めらるる場合無きにあらず.

輻射の粒子說より立論すれば,入射線に存在せざりし粒子より成れる輻射は,一次線が玆に吸收せられて,二次線が新に輻射されたる者と認むべし. 旣に入射線中に存在を認めらるる者より成る場合には,之を亂反射と言ふを至當とするも,波動說にありては,ハイゲンスの原理が適用せらるる限り,其區別不明瞭たるを免れず.

媒質が輻射線を吸收する所以の者は,彈性體にありては彈性の不完全に基き,流體にありては其粒性に基く場合の如く,輻射エネルギーの一部が分子外部の運動を起して熱エネルギーと化するのみならず,媒質を形成する物質分子の內部に起る自由振動が輻射線と

同一の週期を有する際には,電磁共振を成す爲に,其振動エネルギーの分配に預るに依る者なり.

今,Iなる強度の輻射線が,任意の媒質を dx 丈通過する爲に,dI 丈吸收されたりとすれば,α を比例恒數として,

$$-\frac{dI}{dx}=\alpha I \quad 或は \quad log I=-\alpha x+c$$

故に入射線の強度を I_0 とすれば,

$$log\{I/I_0\}=-\alpha x \quad 或は \quad I=I_0e^{-\alpha x}$$

なり. 恒數 α は物質と輻射線の種類とが與へらるれば一定せる者にて,之を其輻射線に對する此物質の吸收率と云ふ.

同一物質も各種の輻射線に對して異なりたる吸收率を有するが故に,一定の割合を以て種種の輻射線の混合せる者が,一媒質を通過せる後は,其混合の割合に於て變化を來すこと當然なり. 例へば,水は熱線を吸收して光線のみを通過せしむ.

今,二種の望遠鏡用對物鏡に就て光の吸收せらるる一例を擧ぐれば,波長に依て大差あること次の如し.

媒質 ＼ 波長(ミクロン單位)	0.677	0.580	0.535	0.477	0.436	0.400	0.390	0.375
フリント硝子	0.0063	0.0130	0.0098	0.0128	0.0386	0.0479	0.0785	0.0947
クラウン硝子	0.0102	0.0137	0.0108	0.0151	0.0216	0.0364	0 0540	0,0540

第二百十七節 螢光及燐光 輻射線が或物體に入射するに當り,其一部は吸收せられ,更に二次輻射を成す事あるが,光の場合に於ては,一次線が入射し居る瞬間のみ二次線を輻射する者と,一次線の入射止みたる後に到りても,猶二次線を輻射する者とあり. 前者を螢光と稱し,後者を燐光と呼ぶ. 然れども,此兩者は連續的にて,其中間に位し,何れとも區別し得ざる者も亦無きにあらず. 一般に言へば,燐光は固體の特性にて,螢光は重に流體に見る事を得る者とす.

實驗の結果に依れば,アルカリ土類の硫化物は多く燐光を放つも,其純粹なる者は此性質を欠き,却て銅,蒼鉛,マンガン等の極めて微量を含有する者に盛なり. 而して,一般に言へば,二次線の波長は一次線の波長より大なり. 換言すれば,任意の入射線に對する二次線の振動數は前者の振動數より少なし. 從て振動數大なる輻射線を投射せざるべからざるは當然なり. 是れ卽ち**ストークス**(Stokes)之法則なるが,必しも常に然るにあらず.

螢光體にありては,ストークス之法則に從ふ者と,然らざる者との間に重要なる區別あるを認む. 螢光體は一次線の一部を吸收し,其エネルギーが二次線となりて輻射する者なる事疑ふべからざる所なるが,其スペ

クトルを檢するに,前者にありては漠然たる吸收帶を認むるに過ぎざるも,後者にありては明瞭なる吸收線あり. 之に依りて,吸收線の明瞭なる螢光體はストークス之法則に從ふ者と推定するを得べし. ストークス之法則に從はざる螢光體にありては,入射線が其物體の明瞭なる吸收帶の何れ乎と振動數を同うする時に限り螢光を發する者にてナトリウム蒸氣は其適例なり.

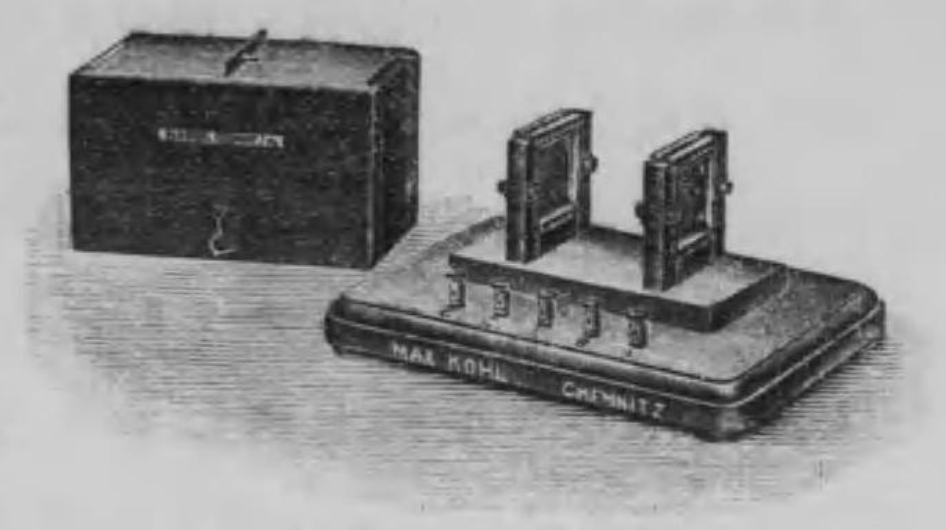
第二百十八節　微熱計

輻射線が吸收さるれば,其エネルギーが熱エネルギーと變化するを通例とす. 從て溫度の增加を測定すれば,吸收せられたる輻射線の多少を斷定することを得べし. 然れども,一般に輻射線の熱効果は多大ならざるが故に,普通の寒暖計は之を測定するに適せず. 異種物質の接續點を熱すれば,電流を生ずるの原理に基き,所謂熱電堆を利用し,其發生せる電流を測定する方法は歷史的遺物たるを免れざるべし. 最も適當なるは,物質の電氣抵抗が溫度に依て增減する性質を利用せるものにて,之を微熱計と云ふ.

極めて薄き金屬,例へば白金箔に白金墨を塗り置けば,之が輻射線を吸收せるとき,溫度高まりて電氣抵抗を增加する故に,豫め溫度と抵抗との關係を調査し置けば,ホヰートストン橋〔WHEATSTONE〕にて抵抗の變化を

測定し,是れより溫度の變化を推算して,吸收せられたる熱エネルギーの量を知ることを得べし.

微熱計には線狀と面狀との二種あり. 輻射線の一部のみを撰みて之を吸收せしむるには,線狀微熱計を利用し,然らざる場合には面狀微熱計を使用す. 最も鋭敏なるは,一度の一萬分の一以下の溫度差に感ずるが故に,輻射線の熱効果を精細に實驗するを得べし.



第二百七十三圖

第二百十九節　收吸と輻射との關係

與へられたる物質の吸收率は,熱線と光線との如く異なりたる種類の輻射線に對して異なるのみならず,同一種類の者に於ても,其波長異なる者に對しては吸收率を異にす. 蓋し物質分子の共振に基く現象なりとすれば,各物質の分子は固有の振動週期を有する筈なる故に,種種の輻射線の內にて,其週期が自己と同一なる物のみを選拔して,其エネルギーを吸收すべきは當然なり.

今,此理論を逆に述べんに,波長λ即ち週期τを有す

る輻射線を吸收する媒質ありとすれば,其媒質の物質分子が振動するときは,週期 τ を以て振動する筈なり. 而して適當の方法に依て此物質分子を振動せしめなば,其振動は週圍の媒質に傳はりて,波長 λ の輻射線を放散する事となるべし. 此現象は氣體と光線との關係に於て實現せらる. 卽ち低溫度に於て一定色例へば黃色の光を吸收するナトリウム蒸氣は,高溫度に於ては自ら烈しき振動を成して黃色の光を放散す. 之をキルヒホッフ〔KIRCHHOFF〕之法則と云ふ.

物體の單位面積より,單位時間に放散するエネルギーの量を以て,其物體の輻射能となし,逆に輻射線が此物體に入射せるときに,其輻射線が有するエネルギーに對する,吸收されたるエネルギーの比を以て,其吸收能を測る. 此故に吸收能は一より大なる能はず. 光學に在りては,吸收能が一なる者,卽ち入射せる光線の全部を吸收する者を暗黑體と稱す.

凡ての物質は自己の放散し得る輻射線のみを吸收する者なるが,其吸收及び放散の多少は波長に關係すること當然なるのみならず,分子運動の狀態卽ち其溫度の函數なるは論を俟たず. 然れども,波長及び溫度が與へられたりとすれば,波長 λ の輻射エネルギー R_i が入射せるとき,其內 R_a 丈吸收すれば

$$R_a/R_i=a_\lambda$$

は,波長 λ に對する其物の吸收能なり.

此場合に,此物體が輻射するエネルギーの內,其波長が λ と $\lambda+d\lambda$ との間にある量が $e_\lambda d\lambda$ ならば,e_λ は波長 λ に對する輻射能なり.

溫度が平衡狀態にある際には,任意の部分に dR 丈入射すれば,$a_\lambda dR$ 丈吸收し $(1-a_\lambda)dR$ 丈反射或は透過し,且つ同時に $e_\lambda d\lambda$ 丈輻射する故に,

$$dR=(1-a_\lambda)dR+e_\lambda d\lambda$$

なるを要す. 卽ち

$$e_\lambda d\lambda=a_\lambda dR \quad 或は \quad \frac{dR}{d\lambda}=\frac{e_\lambda}{a_\lambda}.$$

にて,是れは λ に關係するも,物質に關係なし. 卽ち一物質の吸收能 a_λ と輻射能 e_λ との比 e_λ/a_λ は,凡ての物質に就て同一なり. 然るに暗黑體に在りては,吸收能は一なる故に,其輻射能を E_λ とすれば,

$$e_\lambda/a_\lambda=E_\lambda \qquad 或は \qquad e_\lambda=a_\lambda E_\lambda$$

なる關係を得べし. 而して a_λ は一より小なる故に,$e_\lambda<E_\lambda$ 卽ち凡ての物質の內にて,暗黑體は單に其吸收能最大なるのみならず,最大の輻射能を有するを知る.

例へば,或物質の表面壹平方糎より壹秒間に,波長 λ と $\lambda+d\lambda$ 間の輻射線を放散する爲に失ふエネルギー

を dR とすれば,

$$dR=e_\lambda d\lambda$$

なるとき,e_λ が波長 λ に對する輻射能なる故に,ナトリウムの場合に於ては $dR=0.0039$ カロリにて,D線の幅は $d\lambda=0.3$ ミリ・ミクロンなる故に,$e=\frac{0.003}{0.3}=0.01$ なり. 玆に單位は,エネルギーはグラム・カロリにて,波長は千萬分之一糎とす.

第二百二十節 溫度と輻射線之波長との關係

暗黑體の輻射能 E_λ は,溫度及び波長の函數なること勿論なるが,一般に言へば,低溫度に於ては波長大なる者を輻射し,溫度增加と共に波長を減ず. 從て,物體の溫度を次第に高むれば,初めに熱線を輻射し,次第に光線を出す. 暗黑體に就て實驗の結果は五百二十五度位にて赤線を輻射し,壹千度附近にて黄色となり,壹千二百度にて白色となる. 下卷第三十八章第三百六十五節に精論する如く,ヰーン氏〔WIEN〕の研究に依れば,各溫度に於て最大のエネルギーを有する輻射線の波長は,其絶對溫度に逆比例する者にて,次の關係あり.

$$\lambda_m=C/T$$

之を**變位則**と云ふ. ルンマー及プリングスハイム兩氏〔LUMMER and PRINGSHEIM〕の測定に依れば,波長をミクロ

ン單位にて表はせるとき此恒數は $C=2940$ なり. 依て若し任意の物體に就て其輻射線を觀測し,λ_m を知れば,其溫度を算定するを得べし. 例へばラングレー氏〔LANGLEY〕の觀測に依れば,太陽光線の最大エネルギーは $\lambda_m=0.532$ ミクロンに相當す. 從て,

$$T=\frac{2940}{0.532}=5530°K$$

となり,太陽の溫度は

$$t=5530-273$$
$$=5257°C$$

なりとの結論に達す.

然るに,波の振動數は波長に逆比例する故に,エーテル波に於ては,其振動數は

$$n\propto\frac{1}{\lambda} \quad 故に \quad n\propto T$$

にて,絶對溫度に比例することとなる. 從て,斯る波を起したる物質分子の振動數も亦絶對溫度に比例せざるべからず.

暗黑體が五百二十五度以下にては光線を輻射せざるならば,其波長の輻射線に對する $E=0$ なる故に

$$e=aE=0$$

なり. 從て凡ての物體は此溫度以下にては,吾人の肉眼に見ゆる光線を輻射し得ざる筈なり. 實驗の結果

に依れば,銅,鉛,白金,炭等は凡て此溫度に於て發行し始む. 然るに螢の如き或は眞空管の如きは,强き光線を輻射するも,決して高溫度なるにあらず.

氣體論に於て,兩比熱の比γの研究に際し,分子運動のエネルギーは,其行進運動以外更に分子內部に於て,振動其他の運動あるを論ぜり. 熱或は光等の輻射線は,分子內部の振動に基く者にて,溫度は分子外部の行進運動に依て定まるものなり. 一般の物質分子にありては,**運動エネルギー等分之法則**に依り,內部運動と外部運動とが比例する故に,輻射線は溫度の函數となるも,若し外部より吸收さるるエネルギーが,行進運動を增加せずして,特に分子內部の振動のみを增加する場合には,溫度低くして光線を輻射し得る筈なり. 螢光の場合及び電氣に依て物質分子を刺戟する場合は其例と看做すべきものならん乎.

第二百二十一節　光力之單位 吾人の肉眼に見ゆる輻射線之强度卽ち發光體の光力を測定するには,**一燭光**を以て單位とす. 壹燭光の絕對値は各國共通にあらずして大同小異なり. 英國の一燭光卽ち**壹キヤンドル・パワー**は直徑八分之七インチにて六本に付壹ポンドの重量あるスパーマセチ製蠟燭が每時間百二十グレンの割合にて燃ゆる際の光力なり.

佛國の單位燭光卽ち**壹カーセル**は每時間百四十二瓦の割合にてコルザ油を燃せる一定の燈火が有する光力にして,英國の9.5キヤンドルに相等す.

獨逸の單位燭光はヘフネル燈の心が直徑八粍にて,アミール・アセテートを燃やし,焰の高さ四十粍なる時の光力と定む,實測の結果に依れば英國の1.25キヤンドルに近し.

西歷千八百八十四年四月巴里に開催せられたる萬國聯合會にて決定せる光力之單位は,白金が其凝結する溫度に於て一平方糎より輻射する光なり. 此光力は佛國の2.08カーセルに相等し,英國の19.8キヤンドルに近し. 更に千八百九十年の會議に於て,其二十分之一を單位とし,之に**デシマル・カーセル**なる名稱を附せり.

従て　20デシマル・カーセル≒2.08カーセル

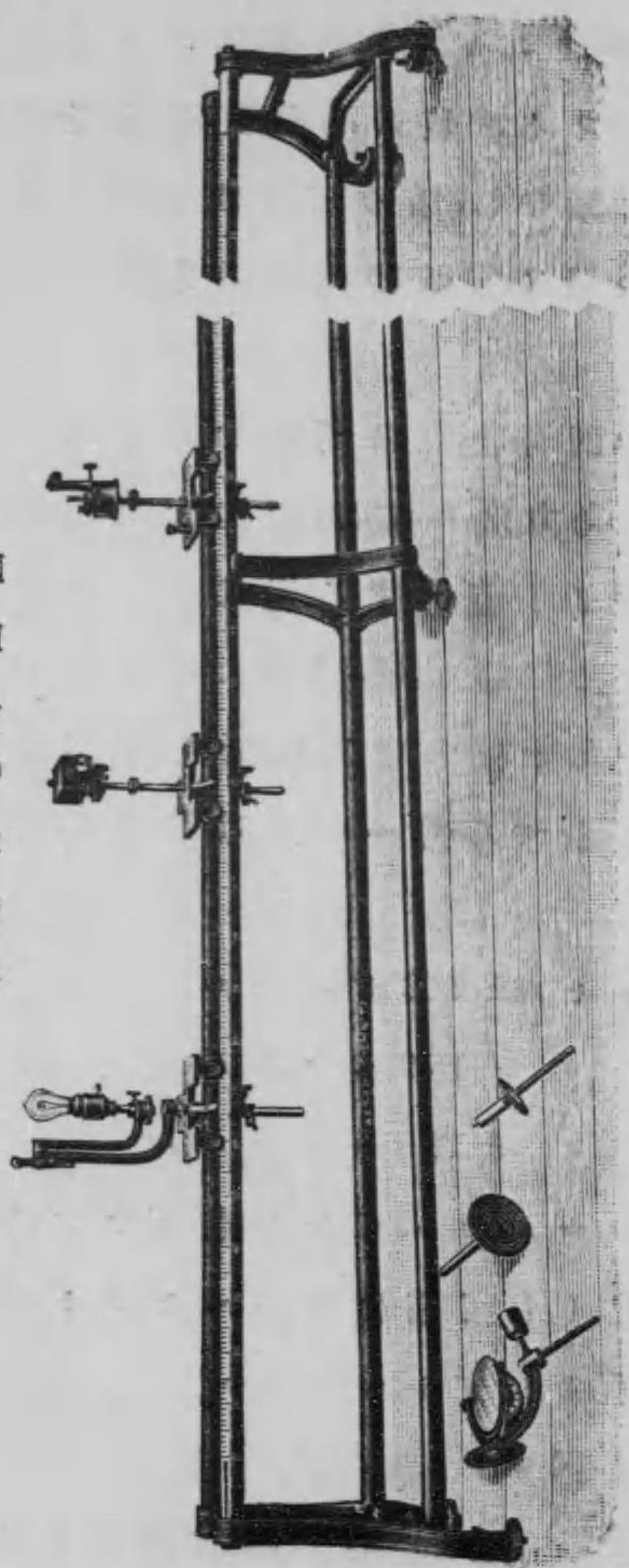
≒15.9ヘフネル

≒19.8キチンドル

なる關係あり. 壹デシマル・カーセルと壹キヤンドル・パワーとは殆ど相等しくして僅に壹パーセント內外の差あるのみなるを見る. デシマル・カーセルは之をブーヂー・デシマルとも稱す.

第二百二十二節　光度計 輻射線が可視線

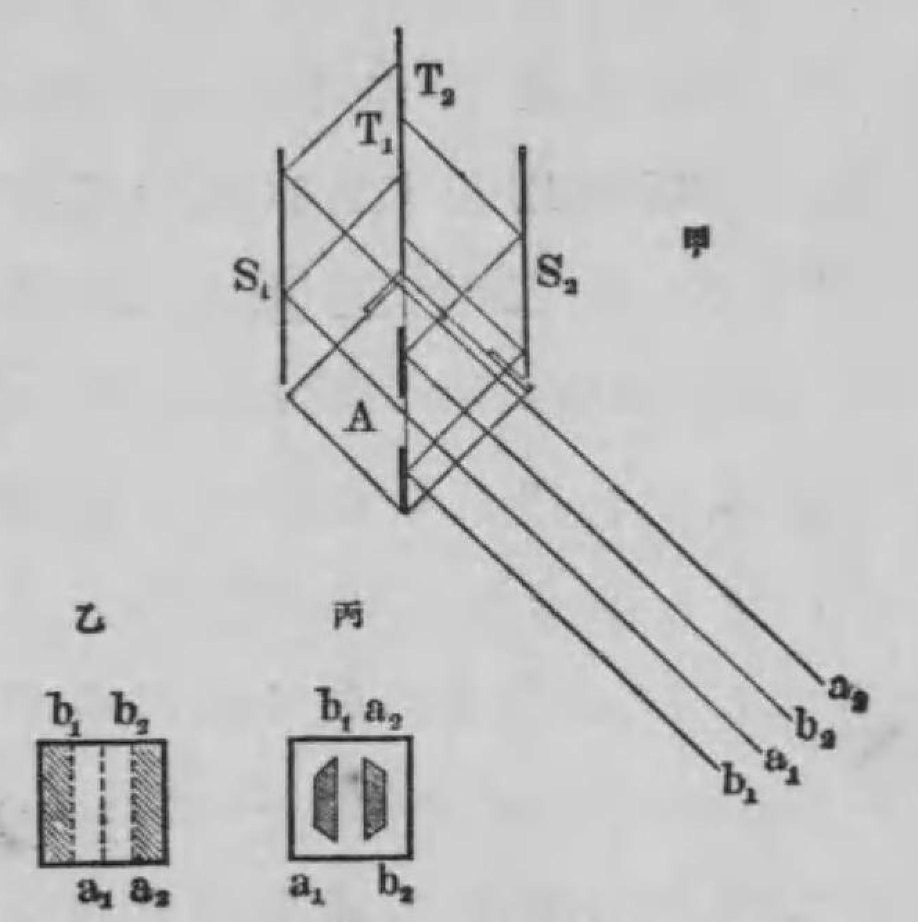
なる時,其强度は燭光を以て表はすを普通とし,燭光を測定する裝置を光度計と稱す. 光度計には種種の形式ある事勿論なるが,今ルンマー及ブローツン兩氏(LUMMER and BRODHUN)の考案に成れる者に就て其原理を說明すべし. 一點より各方に發散する輻射の强度は,之を測定する場所と發源點との間の距離の自乘に逆比例するが故に,單位燭光を有する者と,測定せんと欲する發光體との中間に置かれたる障壁Tが,兩者より同一强度の照明を受くる位置を決定し,其距離 r_1 と r_2 との自乘の逆比を以て,其燭光數となす.



第二百七十四圖

但し,任意物體の光明度は,之を照らす光の强度に比例するのみならず,其入射角の餘弦,並に其照明を受くる面に固有なる恒數に依て定まる者なるが,此恒數を**アルベドー**と呼ぶ. 從て,光度計に於ては,兩發光體より來る光が,相等しき入射角を以て,同一のアルベドーを有する面を照らす如くせざるべからず.

今,障壁Tの表面 T_1 及裏面 T_2 に依て反射せる兩種の光が,更に S_1 及 S_2 なる鏡面にて反射し,Aなるプリズム系に入射する者とす. 然る時は,Aを通過せる a_1, a_2 なる光と,Aの中央より全反射をなせる b_1, b_2 の如き光と,同時に望遠鏡の視野を照らすべし. 此裝置を望遠鏡の視野が全部同一の光明度を有する如き位置に置きて,兩發光體より障壁迄の距離を測定すれば可なり.



第二百七十五圖

實驗上相隣れる部分の光明度が互に等しき事を認定するは,困難なるが故に,成るべく之を容易にし,誤差

を少なからしめんが為に,其周圍に他の光明度を有する部分を生ぜしむるを可とす. 第二百七十五圖の甲に於て,a_2及b_1は何れも,プリズムAに入射する以前に,薄き硝子板を通過し,大凡八パーセントを吸收せらるるが故に,其の乙圖に示せる如く,a_1とb_2とが同一の光明度を有する時に,b_1とa_2とは是等に比して少しく劣りたる光明度を呈する事となる. 實際上には,同圖の丙に示す如く,b_1をa_1內に置き,a_2をb_2內に置けば,其光明度を比較するに便なり.

第二百二十三節　ステファン及ボルツマン[STEFAN and BOLTZMANN]之法則　今,眞空中に種種の物體ありて,四壁は輻射線を完全に反射する者なりと假定せんに,暫時の後には各物體同溫度となるべし. 然る後,玆に低溫の甲物體を入れたりとすれば,直に溫度平均するを見る. 換言すれば,四週の物體は輻射に依て熱を失ひたるものなり. 然らば,此四週の物體は,自己と直接何等の關係無き甲の有無に依て,或は熱を輻射し,若しくは之を中止する乎と云ふに,斯の如きは到底物質界に許すべからざる假定に屬す. 依て吾人は凡ての物體は,其溫度の如何に關せず,常に自己の溫度に相應する熱を輻射する者にて,同時に四週の物體が輻射せる熱を吸收するが故に,凡て

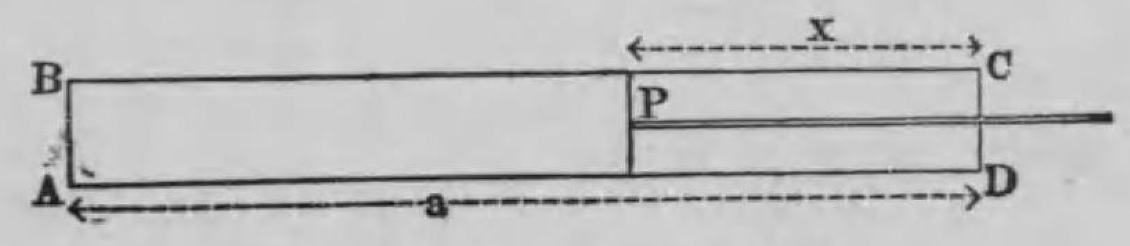
同溫度の場合には,輻射量と吸收量と相殺して熱の得失無きも,自己が四週より高溫度にあれば,輻射量が吸收量より大なる故に熱を失ひ,反對の場合には之を得ることとなるものと認めざるを得ず.

然らば輻射の多少は其溫度と如何なる關係にありやと云ふに,輻射線が進行する際には,其線に垂直なる單位面積に對し與ふる壓力は,其媒質の單位體積中に含まるるエネルギーに等しき事は,下卷電磁波の場合に於て光壓に就て證明する所なり. 今,輻射線が各方向に一樣に發散する場合を考ふれば,分速度u, v, wは互に等しく,且つ合成速度をVとすれば,

$$v^2=\frac{1}{3}V^2$$

となりて,一定方向に於ける壓力は,全エネルギーの三分之一となるべし.

正切口が單位面積を有する圓壔內の溫度が$T°K$な



第二百七十六圖

りとし,Pは完全に輻射線を反射する物質なりとすれば,

$$P\text{と}AB\text{間の容積}=1\times(a-x)$$

なるが,其單位容積内に在るエネルギーをRとすれば,全エネルギーは,

$$U=(a-x)R$$

なり. 平衡狀態にあるときに,AB も亦完全に反射する者とせば,P を dx 丈押し込めば,dW 丈の仕事を爲し,熱力學の一般式なる

$$dQ=dU+dW$$

に於て,

$$dU=d\{(a-x)R\}$$

$$=(a-x)dR-Rdx$$

又 $$dW=-\frac{1}{3}Rdx$$

なる故に $$dQ=(a-x)dR-\frac{4}{3}Rdx$$

從て $$d\phi=\frac{dQ}{T}=\frac{a-x}{T}dR-\frac{4}{3}\frac{R}{T}dx$$

然るに $d\phi$ は全微分なる故に,

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{a-x}{T}\right)=\frac{\partial}{\partial R}\left(-\frac{4}{3}\frac{R}{T}\right)$$

なるを要す. 換言すれば

$$-\frac{1}{T}=-\frac{4}{3}\frac{1}{T}+\frac{4}{3}\cdot\frac{R}{T^2}\frac{dT}{dR}$$

即ち $$\frac{dR}{R}=4\frac{dT}{T}$$

或は $$\log R=4\log T+\text{恒數}$$

$$R=CT^4$$

精言すれば,輻射するエネルギーの量,即ち輻射能は共絶對溫度之四乘に比例す.

第二百二十四節 冷却之法則

既に證明せる如く,物體の溫度Tなるとき,其單位表面積より,單位時間に輻射するエネルギーの量は

$$\psi=CT^4$$

なるが,其周圍が同溫度なるときは,事實上輻射に依てエネルギーを失はざるに依り,此際四周より受くるエネルギーも亦

$$\psi=CT^4$$

なるを要す. 從て若し四周の溫度が T_1 ならば,

$$\psi_1=CT_1^4$$

丈受くる筈なるに依り,溫度 T_1 なる室内に溫度Tなる物體あれば,其表面Fなるとき單位時間に失ふエネルギーは

$$R=\psi-\psi_1=CF(T^4-T_1^4)$$

なるべし.

此物體の質量 m にて其比熱 σ ならば,

$$t=\frac{R}{m\sigma}$$

丈其溫度を降下する筈なり. 故に單位時間に冷却す

る溫度は,

$$t=\frac{CF}{m\sigma}\{T^4-T_1^4\}$$

ならざるべからず. 若しTがT_1に對して餘りに大ならざれば,卽 $T-T_1=\theta$ が小なる際には,

$$t=\frac{CF}{m\sigma}\{\overline{T_1+\theta}^4-T_1^4\}$$

$$\doteqdot\frac{4CF}{m\sigma}T_1^3\theta$$

となる. 從て $t\propto\theta$ 卽ち冷却する量は溫度之差 θ に比例することとなるべし. 是れ所謂**ニウトン** [NEWTON] **之冷却之法則**なり.

例へば室內の溫度攝氏17°にて湯の溫度が18°ならば $\theta=1$ なる故に,

$$t=\frac{CF}{m\sigma}\{4\times\overline{290}^3\times1+6\times\overline{290}^2\times1^2+4\times290\times1^3+1^4\}$$

$$=\frac{4CF}{m\sigma}\{290\}^3\left\{1+\frac{6}{4\times290}+\frac{1}{290^2}+\frac{1}{4\times290^3}\right\}$$

$$=\frac{4CF}{m\sigma}\{290\}^3\{1+0.005\}$$

從て0.5%の誤差に過ぎざるべし.

物理學汎論

上卷

索　　引

注意假名遣は舊式に關係なく,凡て發音に從ふ,例へば高,恆,效,公,黃,行,工,光等は皆コの部に編入せるの類なり. 數字は頁を示す. 術語の疑はしきは「英和對譯術語集」を見たる後に索引を利用せらるべし.

サ.

シ.

ス.

セ.

ソ.

タ.

和英對譯術語集

〔上 卷〕

ア

壓力…… Pressure
アトード…… Atwood (1745–1807)
アボガドロー…Avogadro(1776–1856)
暗黑體……Black body
アンヂュロイド ……Anduloid
アンペーア…… Ampere (1775–1836)
アルキメデス Archimedes (-287–-212)
アルゴール…… Algol
アルベドー……Albedo

イ

位相…… Phase
板…… Plate
位置…… Position
一次輻射線…… Primary radiation
陰粒子……Negative ion, Anion
引力…… Attraction

ウ

唸リ……Beat
運算……Calculation
運動…… Motion
運動エネルギー…… Kinetic energy
運動方程式……Equation of motion
運動摩擦係數 ……
…… Kinetic coefficient of friction
運動能率… Momont of momentum
運動量……momentum

エ

永久動……Perpetual motion
液化機…… Liquifier
液體……Liquid
液體空氣…… Liquid air
エーテル…… Ether
エッフェル……Eiffel
エネルギー……Energy
圓運動……Circular motion
遠心力…… Centrifugal force
圓錐振子……Conical pendulum
延長彈性率…… Young's modulus
[Young (1772–1830)]

エントロピー…… Entropy
エルグ…… Erg

オ

横波……Transversal wave
横斷面……Cross section
オーム……Ohm (1787–1854)
オングストローム……Ångstrom
溫度…… Temperature
音波…… Sound wave

カ

海震…… Seaquakes
廻折…… Diffraction
廻轉……Rotation
廻轉運動…… Rotational motion
廻轉振動……Torsional vibration
廻轉軸…… Axis of rotation
廻轉能率…… Moment of force
廻轉半徑…… Radius of gyration
廻轉量…… Moment of momentum
カイユテ……Cailletet
ガウス…… Gauss (1777–1855)
化學線……Chemical ray
華氏…… Fahrenheit(1685–1736)
角速度…… Angular velocity
カセトメーター……Cathetometer
カーセル…… Carcel
可視線…… Visible ray
加速度…… Accerelation
荷電量…… Amount of charge
カテノイド……Catenoid
渦動…… Vortex
渦動纖……Vortex filament
カッシオペア…… Cassiopea
過熱…… Super-heated
カペルラ…… Capella
加法……Addition
岩石…… Rock
感炎…… Sensitive flame
干涉縞…… Interference fringe
干涉計…… Interferometer
函數……Function
慣性……Inertia
慣性能率…… Moment of inertia
間接測定…… Indirect measurement
完全氣體……Perfect gas
觀測…… Observation
寒暖計……Thermometer
環流……Circulation
ガリレオ…… Galileo (1564–1642)
カルノー…… Carnot (1837–1894)
過冷…… Super-cooled
カロリー……Calory
カロリック…… Caloric
カロリメーター…… Calorimeter

キ

氣壓……Atmosphere
ギーシュ伯……Le duc de Guiche
吸收……Absorption
吸收帶……Absorption band
吸收能……Absorptive power
吸收率……Absorption coefficient
球面三角……Spherical trigonometry
球面收差……Spherical aberration
球面半徑……Spherical radius
氣化……Vaporization
氣化熱……Heat of vaporization
氣體……Gas
氣體運動說……Kinetic theory of gas
氣體恒數……Gas constant
傾中心……Metacenter
軌道……Orbit
基本單位……Fundamental unit
逆業作……Reversed process
逆公算……Inverse probability
キャンドル……Candle
境角……Critical angle
共振……Resonance
共軛點……Conjugate points
強制振動……Forced vibration
極……Pole
曲率……Curvature
虛像……Vertual image
キルヒホッフ Kirchhoff (1824–1887)
キログラム……Kilogram
キログラム·メートル……Kilogrammeter
キロメートル……Kilometer

ク

空氣液化機……Air liquifier
空氣寒暖計……Air thermometer
遇然誤差……Accidental error
屈折……Refraction
屈折率……Index of refraction
組立……Composition
クント……Kundt (1838–1894)
クラウジウス……Clausius (1822–1888)
クラドニー……Chladni (1756–1827)
グラム……Gram
グラム·カロリー……Gram-calory
クレーロー……Clairaut (1713–1765)
クロノメートル……Chlonometer

ケ

傾角……Obliquity
螢光……Fluorescence
計算尺……Slide rule
輕重……Weight
夏至……Summer solstice
原器……Standard
原振動……Fundamental vibration
絃……String

Standard

元……Dimension
元方程式……Dimensional equation
ケルビン卿……Lord Kelvin

コ

恒壓……Constant pressure
公算……Probability
行進……Translation
恒數……Constant
合成……Composition
恒星……Fixed star
恒星時……Siderial time
剛體……Rigid body
剛性率……Modulus of rigidity
恒積……Constant volume
高低尺……Cathetometer
高熱源……Heat Source
光度計……Photometer
光年……Light-year
光波……Light wave
高度……Altitude
黃道……Ecliptic
效果……Effect
氷熱量計……Ice calorimeter
誤差……Error
弧度法……circular measure
鼓膜……Membrane
コラルドー……Colardeau

サ

再歸業作……Cyclic process
細孔栓實驗 Porous-plug experiment
最小二乘法..Method of least square
作業物……Working substance
作用……Action
サバール……Savart (1791–1842)

シ

週期……Period
從屬變數……Dependent variable
秋分……Autumnal equinox
ジウリン……Jurin (1684–1750)
磁氣波……Magnetic wave
質量……Mass
質點……Material point
時角……Hour angle
色收差……Chromatic aberration
午儀子……Meridian transit
子午圈……Meridian circle
仕事……Work
蜃氣樓……Mirage
順業作……Direct process
振動……Vibration
振幅……Amplitude
春分……Vernal equinox
人爲的水平……Artificial horizon
條件式……Equation of condition
常住態……Stationary taste

ジャウル……JOULE (1818-1889)
尺度……Scale
自由エネルギー……Free energy
自由振動……Free vibration
自由表面……Free surface
軸別途量……Axial vector
縮脈……Vena contracta
主焦點……Principal focus
主計量……Scalar quantity
主計量積……Scalar product
主要動……Principal shocks
初期微動……Preliminary tremors
ジョリー……JOLY
ジョーリー……JOLLY(1810-1885)
小圓……Small circle
焦點距離……Focal length
焦面……Caustics
蒸氣熱量計……Steamcalorimeter

ス

錐面振子……Conical pendulum
ステファン……STEFAN
ストークス……STOKES
スネリウス……SNELLIUS
スペクトル……Spectrum
辷り……Shear
辷り歪力……Shearing stress
水銀寒暖計…Mercury thermometer
水平振子……Horizontal pendulum

セ

靜止摩擦係數……
……Coefficient of statical friction
靜振……Seiches
赤道……Equator
赤經……Right ascention
赤緯……Declination
積分法……Integral calculus
セキスタント……Sextant
節……Node
攝氏……CELSIUS(1700-1745)
節線……Nodal line
接觸角……Contact angle
切線加速度 Tangential accerelation
絕對屈折率……
……Absolute index of refraction
絕對溫度……Absolute temperature
絕對誤差……Absolute error
絕對單位……Absolute unit
センチメートル……Centimeter
セントール……Centaurus
潛熱……Latent heat
全反射……Total reflection
全微分……Total differential
潛伏エネルギー……Latent energy
線膨脹係數……
… Coefficient of linear expansion

ソ

雙曲線……Hyperbola
雙子星……Double stars

相等長……Equivalent length
粗密波……Wave of condensation and rarefaction
測定……Measurement
速度……Velocity

タ

對應態……Corresponding state
對數曲線……Logarithmic curve
對數減衰率..Logarithmic decrement
帶電體……Charged body
體膨脹係數……
Coefficient of cubical expansion
ダイン……Dyne
太氣壓……Atmospheric pressure
太陽……Sun
太陽時……Solar time
太陽日……Solar day
對流……Convection
大圓……Great circle
球指……Spherometer
單一振子……Simple pendulum
單振動…. Simple harmonic motion
彈性體……Elastic body
彈性之疲衰……Elastic yielding
彈性之極限……Limit of elasticity
彈性波……Elastic wave
彈性率……Modulus of elasticity
彈力……Elastic force
斷熱線……Adiabatic line
斷熱膨脹……Adiabatic expansion
單位……Unit
タムソン……THOMSON
ダルトン……DALTON(1825-1889)
撓み……Bending

チ

重心……Center of gravity
中央標準時…Central standard time
中心……Center
中間誤差……Probable error
中性溫度……Neutral temperature
重量……Weight
重力……Gravity
重力單位……Gravitational unit
重力波……Gravitational wave
重壁瓶……Dewar vessel
力……Force
力之場……Field of force
地球……Earth
地震計……Seismometer
地震波……Seismic wave
實驗……Experiment
實驗式……Empirical formula
着力點 Point of application of force
張力……Tension
直進……Lineal propagation
チュロン……DULONG(1785-1838)
直線運動……Lineal motion
直列……Series
直接側定……Direct measurement

ツ

圖形……Figure
圖示法……Graphical method

テ

抵抗……Resistance
定常波……Stationary wave
低熱源……Refligerator
デシマル·カーセル…Decimal carcel
デシメートル……Decimeter
デビー……DAVY(1778–1829)
轉換角……Angle of deviation
電氣波……Electric wave
電磁波……Elect-o-magnetic wave
電離……Ionization
電子……Electron
天秤……Balance
天頂……Zenith
天球……Celestial sphere
天體物理學……Astrophysics
天頂距離……Zenith distance

ト

等溫線……Isothermal line
等溫膨脹……Isothermal expansion
冬至……Winter solstice
等質……Homogeneous
等相面……Wave front
等分之法則…Law of equipartition
等方體……Isotropic body
導體……Conductor
時……Time
時計……Choronometer
獨立變數……Independent variable
ドップレル……DOPPLER (1803–1854)
トムソン……THOMSON
トリチェリ…TORRICELLI (1608–1647)

ナ

內部エネルギー……Internal energy
波……wave
南中……Upper culmination

ニ

入射角……Incident angle
入射線……Incident ray
ニウトン……NEWTON (1642–1727)
二重振子……Double pendulum
二次輻射……Secondary radiation
二次電池……Secondary battery

Newton Newton
electric wave

ネ

熱……Heat
熱機關……Heat engine
熱源……Heat source
熱線……Heat ray
熱電堆……Thermopile
熱傳導率……Heat conductivity
熱電流……Thermo-electricity
熱容量……Heat capacity
熱量計……Calorimeter
捩秤……Torsion balance
熱力學……Thermodynamics
粘性……Viscosity
燃素……Phlogiston
ネルンスト……NERNST(1864–)

ノ

ノニウス / ノギス / 副尺 ……Vernier, Nonius
ノードイド……Nodoid

ハ

ハイゲンス……HUYGENS(1629–1695)
媒質……Medium
倍振動……Harmonics
波形……Wave form
波長……Wave length
發散率……Emissivity
波動……Wave motion
反作用……Reaction
反射……Reflection
反射角……Angle of reflection
反射線……Reflected ray
パンテオン……Pantheon
半波長帶……Half wave length zone
ハンプソン……HAMPSON
速さ……Spead
腹……Loop
馬力……Horse power
パーセン……PASCHEN(1865–)

ヒ

ビオー……BIOT (1774–1862)
微熱計……Bolometer
微係數……Differential coefficient
微分……Differential calculus
微分方程式…Differential equation
比較誤差……Relative error
比氣體恒數…Specific gas constant
比重……Specific density
比熱……Specific heat
光……Light
歪……Strain
歪楕圓體……Strain ellipsoid

標準時...... Standard time
表面張力...... Surface tension
非廻轉性...... Irrotational

フ

ファブリー...... FABRY
ファン・デル・ワールス ...... VAN DER WAALS (1837-)
フーコー...... FOUCAULT(1819-1868)
フート...... Foot
フーリエ...... FOURIER (1772-1837)
フォーグト...... VOIGT(1850-)
負極板 Negative electrode, Cathode
腹...... Loop
複振子...... Compound pendulum
輻射...... Radiation
副尺...... Vernier
輻射線...... Radient ray
輻射能...... Emissive power
雙子星...... Double stars
プチー...... PETIT
フック...... HOOKE (1635-1703)
沸騰點...... Boiling point
物理振子...... Physical pendulum
分解...... Resolution
分子...... Molecule
分子壓...... Molecular pressure
分子運動...... Molecular motion
ブンゼン...... BUNSEN(1810-1899)
プラニメーター...... Planimeter
プリズム...... Prism
プリングスハイム ...... PRINGSHEIM (1859-)
浮力...... Buoyancy
ブローヅン...... BRODHUN
ブーヂー・デシマル...Bougie decimal

ヘ

平均誤差...... Mean error
平均自乘速度 Mean square velocity
平均自由行程...... Mean free path
平均速度...... Mean velocity
平均太陽...... Mean sun
平均太陽時...... Mean solar time
平衡狀態...... Equilibrium state
平衡面...... Equilibrium surface
平面波...... Plane wave
閉線...... Closed curve
閉面...... Closed surface
別途量...... Vector quantity
別途量積...... Vector product
ヘフネル...... HEFNER
變數...... Variable
變位...... Displacement
變位則...... Displacement law
偏別途量...... Polar vector
ベルヌーイ...... BERNOULLI
ペロー...... PEROT
ヘロン...... HERON(紀元前二三世紀)

ホ

ポアソン...... POISSON (1781-1840)
ポアソン比...... POISSON ratio
ボイル...... BOYLE (1620-1691)
方眼紙...... Section paper
抛射體...... Projectile
法線...... Normal
法則...... Law
膨脹...... Expansion
膨脹計...... Dilatometer
膨脹係數... Coefficient of expansion
膨脹率... " " "
方程式...... Equation
抛物線...... Parabola
棒...... Bar
方位角...... Azimuth
北極...... North pole
ポテンシアル...... Potential
ボルツマン...... BOLTZMANN
ボルト...... Volt [VOLTA (1745-1826)]
ホヰートストン ...... WHEATSTONE (1802-1875)

マ

マイケルソン MICHELSON(1852-)
マイヤー...... MAYER(1814-1878)
マクスエル...... MAXWELL(1831-1879)
マクローリン MACLAURIN (1698-1746)
摩擦...... Friction
摩擦力...... Frictional force

ミ

見掛之膨脹率 ...... Coefficient of apparent expansion
ミクロン...... Micron
水當量...... Water equivalent
水熱量計...... Water calorimeter
密度 ...... Density
ミリミクロン ...... Millimicron
ミリメートル...... Millimeter

ム

無用エネルギー Unavailable energy

メ

メートル...... Meter
面積計...... Planimeter

モ

毛管現象 … Capillary phenomenon
毛細管……………… Capillary tube
模範式…………… Normal equation

ユ

融解點……………… Melting point
融解熱……………… Heat of fusion
誘導單位……………… Derived unit
遊星…………………………… Planet
有用エネルギー… Available energy

ヨ

陽粒子 ………………… Positive ion
橫波………………Transversal wave

ラ

螺狀測微尺…………… Screw guage
螺線運動 …………… Screw motion
ラヂウム…………………… Radium
ラングレー………………… Langley
亂反射…………… Diffused reflection

リ

流管……………………… Tube of flow
粒子說………… Corpuscular theory
流線…………………………Stream line
流體…………………………… Fluid
流體壓……… Hydrostatic pressure
流動壓…… Hydrodynamic pressure
リサヂウ………………………Lissajiu
離心率………………… Eccentricity
リットル………………………… Liter
臨界壓…………… Critical pressure
臨界溫度…… Critical temperature
臨界點…………………Critical point
燐光……………… Phosphorescence
輪道……………………………… Circuit
リンデ…………………………… Linde
量…………………………… Quantity
理論式…………Theoretical formula
量子說…………… Quantum theory

ル

ルムフォールド伯 ……………………
……Count Rumford (1753-1814)
ルンマー……… Lummer (1860-)

レ

戾逆機關………… Reversible engine
戾逆業作…………Reversible process
冷却効果………………Cooling effect
戾逆再歸業作 ……………………………
………… Reversible cyclic process
戾逆振子…… Reversible pendulum
冷却之法則………… Law of cooling
レーメル………… Römer (1644-1710)
レンズ……………………………… Lens
レンチェン…… Röntgen (1845-)
レニョー………Regnault(1810-1878)
列氏……………Reaumur (1685-1758)

ロ

六分儀……………………………Sextant
ロシミット………………… Loschmidt

ワ

歪力……………………………… Stress

ヰ

ヰーン…………… Wien (1864-)

英和對譯術語集

〔上　卷〕

A

Absolute……………………絕對
Absorptive power …………吸收能
Absorption ……………………吸收
—— band ……………………吸收帶
—— coefficient………………吸收率
—— line……………………吸收線
Acceleration…………………加速度
Adiabatic ……………………斷熱線
—— expansion …………斷熱膨脹
Altitude ………………………高度
Amplitude……………………振幅
Angle …………………………角
—— of deviation …………轉換角
Angle of polarization………偏光角
Angular distance*……………角距離
—— velocity ………………角速度
Apparent expansion …… 見掛膨脹
Astronomy ……………………星學
Atmospheric pressure………大氣壓
Atom …………………………原子
Atomic weight………………原子量
—— number………………原子番號
Available energy.… 有用エネルギー
Axial vector………………軸別途量
Axis ……………………………軸
Azimuth……………………方位角

B

Balance ………………………天秤
Bar ………………………………棒
Barometer……………………氣壓計
Beat………………………………唸
Bending………………………撓み
Black body …………………暗黑體
Bolometer……………………微熱計
Boiling point…………………沸騰點
Buoyancy……………………浮力

C

Calorimeter …………………熱量計
Candle power …………………燭光
Capacity ………………………容量
Capillary tube…………………毛管
Cathetometer…………………高低尺
Caustic …………………………焦面

Celsius thermometer } 攝氏寒暖計
Centigrade thermometer } 攝氏寒暖計
Centrifugal force……………遠心力
Characteristic equation 特性方程式
Charge(Electric—) …………荷電量
Charged body ………………帶電體
Chemical ray…………………化學線
Chromatic aberration………色收差
Circular measure……………弧度法
Circular motion ……………圓運動
Circulation ……………………環流
Coefficient ……………………率, 係數
Composition……………………組立
Compressor……………………壓搾機
Compound pendulum………複振子
Conclusion………………………結論
Condensation …………………密集
Conduction ……………………傳導
Conductivity …………………傳導率
Conjugate points………………共軛點
Conservation of energy ……………
……………………エネルギー保存
Constant ………………………恒數
Contact angle …………………接觸角
Contraction ……………………收縮
Convection ……………………對流
Cooling effect ……………冷却効果
Corpuscular theory……………粒子說
Correction………………………補正
Corresponding state ………對應態
Critical angle …………………境角
—— state……………………臨界點
Cross section……………………横斷面
Curvature ………………………曲率
Cycle ……………………………再歸
Cyclic process ……………再歸業作

D

Declination……………………赤緯
Definition ………………………定義
Degradation of energy ……………
………………エネルギー之下落
Degree of freedom …………自由度
Density …………………………密度
Dependent variable………從屬變數
Derived unit……………………誘導單位
Differential coefficient………微係數
—— equation ……………微分方程式
Diffraction………………………廻折
Diffusion………………………亂反射
Dilatometer ……………………膨脹計
Dimension…………………………元
Dimensional equation……元方程式
Dip ……………………………伏角
Direct measurement………直接測定
Direct process …………………順業作
Displacement ……………………變位
—— law……………………變位則
Dissipation of energy ……………
………………エネルギー之消散
Distance…………………………距離
Dotted line………………………點線
Dewar vessel……………………重壁瓶
Dynamics ………………………力學

E

Eccentricity .... 離心率
Ecliptic .... 黄道
Effect .... 效果
Efficiency .... 效率
Elasticity .... 彈性
Elastic wave .... 彈性波
— yielding .... 彈性之疲衰
Electricity .... 電氣
Electric charge .... 荷電量
— wave .... 電氣波
Electro-magnetic resonance .... 電磁共振
— wave .... 電磁波
Electron .... 電子
Element .... 元素
Ellipticity .... 楕圓率
Emission .... 放散
Emissive power .... 輻射能
Empirical formula .... 實驗式
Equator .... 赤道
Equilibrium .... 釣合, 平衡
Equinox .... 晝夜平分點
Equipartition (Law of—) .. 等分法則
Equivalent length .... 相等長
Error .... 誤差
Exact differential .... 全微分
Exact science .... 精密科學
Expansion .... 膨脹
Experiment .... 實驗

F

Factor of proportionality 比例恆數
Fahrenheit thermometer .... 華氏寒暖計
Figure .... 圖形
Fixed star .... 恒星
Fluorescence .... 螢光
Fluid .... 流體
Focal length .... 焦點距離
Force .... 力
Forced vibration .... 强制振動
Free energy .... 自由エネルギー
Free path .... 自由行程
— surface .... 自由表面
— vibration .... 自由振動
Freezing point .... 氷點
Frequency .... 振動數
Friction .... 摩擦
Full line .... 實線
Function .... 函數
Fundamental unit .... 基本單位
— vibration .... 原振動
Fusion .... 融解

G

Gas constant .... 氣體恒數
Graphical method .... 圖示法

Gravity .... 重力
Gravitational unit .... 重力單位
Gravitational wave .... 重力波
Great circle .... 大圓

H

Half wave length zone ... 半波長帶
Heat .... 熱
— engine .... 熱機關
— ray .... 熱線
— source .... 熱源
Hexagonal system .... 六方晶系
Horizontal pendulum .... 水平振子
Hour angle .... 時角
Hydrodynamic pressure .... 流動壓
Hydrostatic pressure .... 流體壓
Hyperbola .... 雙曲線

I

Incident angle .... 入射角
Independent variable .... 獨立變數
Index of refraction .... 屈折率
Inertia .... 慣性
Infra-red ray .... 赤外線
Intensity .... 强度
Interference .... 干渉
— fringe .... 干渉縞
Interferometer .... 干渉計
Internal energy .... 內部エネルギー
— friction .... 內部摩擦
Inverse probability .... 逆公算
Ionization .... 電離作用
Irreversible change .... 非戻逆變化
Isothermal .... 等溫

K

Kinetic energy .... 運動エネルギー
Kinetic theory .... 運動說

L

Latent heat .... 潛熱
Lateral vibration .... 側面振動
Law .... 法則
Lineal motion .... 直線運動
— propagation .... 直進
Liquefaction .... 液化
Liquefier .... 液化機
Liquid .... 液體
Logarithmic decrement 對數減衰率
Longitude (星學) .... 黃經
Longitudinal vibration .... 縱振動
— wave .... 縱波
Loop .... 腹

M

Mass ...... 質量
Mean error ...... 平均誤差
—— free path ...... 平均自由行程
—— relative velocity 平均相對速度
—— solar time ...... 平均太陽時
—— square velocity... 平均自乘速度
—— sun ...... 平均太陽
—— value ...... 平均値
Measurement ...... 測定
Mechanical equivalent ... 仕事當量
Medium ...... 媒質
Melting point ...... 融解點
Membrane ...... 鼓膜
Meridian circle ...... 子午圈
—— line ...... 子午線
—— transit ...... 子午儀

Metacenter ...... 傷中心
Method of least square 最小二乘法
Metric system ...... 米法
Mirage ...... 蜃氣樓
Modulus of elasticity ...... 彈性率
—— — rigidity ...... 剛性率
—— — volume elasticity ......
...... 體積彈性率
Molecule ...... 分子
Moment of inertia ...... 慣性能率
—— — momentum ...... 廻轉量
—— — rotation ...... 廻轉能率
Momentum ...... 運動量
Mono-atomic gas ...... 單原子氣體
Motion ...... 運動

N

Nature ...... 自然
Natural phenomenon ...... 自然現象
Node ...... 節

Normal ...... 法線
—— equation ...... 模範式
Numerical value ...... 數值

O

Object glass ...... 對物鏡
Operation ...... 演算

Orbit ...... 軌道
Orthogonal projection ...... 正射影

P

Parabola ...... 拋物線
Particle ...... 質點
Pendulum ...... 振子
Perfect gas ...... 完全氣體

Period ...... 週期
Perimeter ...... 周圍
Permament gas ...... 永久氣體
Perpetual motion ...... 永久動

Phase ...... 位相
Phenomenon ...... 現象
Phosphorescence ...... 燐光
Photometer ...... 光度計
Physical pendulum ...... 物理振子
Plane wave ...... 平面波
Planet ...... 遊星
Planimeter ...... 面積計
Polar co-ordinate ...... 極座標
—— vector ...... 偏別當量
Pole ...... 極
Porous plug experiment 細孔栓實驗

Potential energy ... 潜伏エネルギー
Pressure ...... 壓力
Principal focus ...... 主焦點
Preliminary tremors ...... 初期微動
Principle ...... 原理
Probability ...... 公算
Probable error ...... 中間誤差
Process ...... 業作
Projectile ...... 拋射體
Propagation ...... 傳播
Property ...... 性質

Q

Quantity ...... 量

Quotient ...... 商

R

Radiation ...... 輻射
Radiant ray ...... 輻射線
Radius ...... 半徑
—— of gyration ...... 廻轉半徑
—— — curvature ...... 曲率半徑
Reaction ...... 反作用
Real image ...... 實像
Reduced pressure ...... 個性壓
—— temperature ...... 個性溫度
—— volume ...... 個性體積
Reflection ...... 反射
Refraction ...... 屈折
Refrigerator ...... 低熱源
Relative error ...... 比較誤差
Relativty ...... 相對性

Resultant ...... 合成
Resistance ...... 抵抗
Resonance ...... 共振
Resolution ...... 分解
Result ...... 結果
Reversed process ...... 逆業作
Reversible engine ...... 戻逆機關
—— pendulum ...... 戻逆振子
—— process ...... 戻逆業作
Rigid body ...... 剛體
Rigidity ...... 剛性
Right ascension ...... 赤經
Root ...... 根
Rotation ...... 自轉, 廻轉

S

Scalar product .... 主計量積
—— quantity .... 主計量
Screw .... 螺線
—— guage .... 螺狀測微尺
—— motion .... 螺線運動
Seaquakes .... 海震
Secondary radiation ...... 二次輻射
Section paper .... 方眼紙
Sensitive flame .... 感炎
Seiches .... 靜振
Sextant .... 六分儀
Shear .... 辷り
Shell .... 殼
Sidereal time .... 恒星時
Simple harmonic motion ... 單振動
—— pendulum .... 單一振子
Slide rule .... 計算尺
Small circle .... 小圓
Solar time .... 太陽時
Solid body .... 固體
Specific density .... 比重
—— gas constant...... 比氣體恒數

Specific heat .... 比熱
Spherical aberration ...... 球面收差
—— radius .... 球面半徑
—— triangle .... 球面三角
—— wave .... 球面波
Spherometer .... 球指
Spring .... 發條
—— equinox .... 春分點
Square .... 正方形
Standard .... 原器
—— time .... 標準時
Stationary state .... 常住態
—— wave .... 常住波
Straight line .... 直線
Strain .... 歪
—— ellipsoid .... 歪楕圓體
Stream line .... 流線
Stress .... 歪力
String .... 絃
Substance .... 物體
Super-cooled .... 過冷
Super-heated .... 過熱

T

Temperature .... 溫度
Tension .... 張力
Time .... 時間
Theoretical formula .... 理論式
Thermodynamics .... 熱力學
Thermometer .... 寒暖計

Torsion .... 捩り
Torsional vibration .... 廻轉振動
Total reflection .... 全反射
Trace .... 遺跡
Transit instrument .... 子午儀
...anslationTr ....行

Transversal vibration ...... 橫振動
—— wave .... 橫波

Tube of flow .... 流管

U

Ultra-violet ray .... 菫外線
Unavailable energy 無用エネルギー

Unit .... 單位
Unknown quantity .... 未知量

V

Vacuum .... 眞空
Vaporization .... 氣化
Variable .... 變數
Vector product .... 別途量積
—— quantity .... 別途量
Velocity .... 速度
—— distribution .... 速度分布

Vernier .... 副尺
Vessel .... 容器
Vibration .... 振動
Virtual image .... 虛像
Viscosity .... 粘性
Volume .... 體積
Vortex .... 渦動

W

Water equivalent .... 水當量
Wave .... 波
—— form .... 波形
—— front .... 等相面
—— length .... 波長
—— motion .... 波動

Wave theory .... 波動說
Weight (物質) .... 重量
—— (觀測結果) .... 輕重
Work .... 仕事
Working substance .... 作業物

Y

Young's modulus ...... 延張彈性率

Yielding .... 疲衰

Z

Zenith .... 天頂

Zenith distance .... 天頂距離

α
β
γ

本書に使用され居るギリシヤ文字及獨逸文字之發音

α		アルファー	$\mathfrak{A}$		アー
β		ベーター	$\mathfrak{B}$		ベー
γ	Γ	ガンマー	$\mathfrak{C}$		ツェー
δ	Δ	デルター	$\mathfrak{D}$		デー
ε		イプシロン	$\mathfrak{E}$		エー
ζ		ゼーター	$\mathfrak{F}$		エフ
η	H	イーター	$\mathfrak{G}$		ゲー
θ	Θ	テーター	$\mathfrak{H}$		ハー
ι		イォーター	$\mathfrak{J}$		イ
κ		カッパ	$\mathfrak{K}$		カ
λ	Λ	ランダ	$\mathfrak{L}$		エル
μ		ミウ	$\mathfrak{M}$		エム
ν		ニウ	$\mathfrak{N}$	$\mathfrak{n}$	エン
ξ		クシイ	$\mathfrak{P}$		ペ
o		オミクロン	$\mathfrak{Q}$		ク
π	Π	パイ	$\mathfrak{R}$	$\mathfrak{r}$	エル
ρ		ロー	$\mathfrak{S}$		エス
σ	Σ	シグマ	$\mathfrak{T}$		テー
τ		タウ	$\mathfrak{V}$	$\mathfrak{v}$	ファオ
ϕ	Φ	フㇶー			
ψ	Ψ	プシー			
ω	Ω	オメガー			

著作者　仙臺市中杉山通　日下部四郎太
發行者　東京市日本橋區十軒店八　野口健吉
印刷者　東京市牛込區市谷加賀町一丁目十二　鷲見九市

物理學汎論　上卷

正價金四圓八拾錢

大正七年七月六日創刊印刷
大正七年七月十日創刊發行
大正八年六月一日改訂第二版印刷
大正八年六月五日改訂第二版發行
大正九年五月一日改訂第三版印刷
大正九年五月五日改訂第三版發行
大正十一年二月十一日改訂第四版發行
大正十二年四月卅日改訂第五版發行

發行元　東京市日本橋區十軒店八　電話本局一〇〇一番　振替東京一〇七番　裳華房

印刷所　東京市牛込區市谷加賀町一丁目十二　株式會社秀英舍第一工場

終