

管 電 放

東京芝浦電氣株式會社 工博
原小小 田林川 常匡一 雄一行 共著

小 川



監 修

(A B C 順)

東京大学教授・工学博士

星 合 正 治

京都大学教授・工学博士

加 藤 信 義

大阪大学教授・工学博士

熊 谷 三 郎

東北大学教授・工学博士

渡 辺 寧

は し が き

放電管はガスを封入した電子管である。文字通りに解釈すると蛍光灯なども放電管の一種であるが、この本では光源用は除いて電気回路要素としての放電管にかぎる。いずれにしても気中放電現象に関する知識が発達の基礎になつている。近代原子物理学の夜明け時代 J. J. Thomson は気中放電の研究を行つて遂に電子の発見におよんだことは有名な話である。

その後 Townsend, Paschen, Langmuir など多くの先覚者の研究によつて放電現象はだんだんと解明されたが、さらに最近ではマイクロ波技術を始め各種の進歩した測定技術を使つた実験や量子理論によつて定量的な理解にまで到達しつつある。

基礎編では、気中放電現象について現在わかつている事柄のうち放電管を理解し、また応用するにあつて必要と思われる部分を選んで紹介した。

応用編では実用になつている放電管は一通りみな原理、構造、動作、定格、応用を述べるが、特にアーク放電管では通信機器並びに工業装置に広く応用されている水銀入り、およびキセノン入り整流管、格子制御放電管、イグニトロンに重点をおいた。これらは自動制御および広くオートメーションの全分野において主役を演ずる。またグロー放電管では定電圧放電管、リレー放電管、計数放電管、ガイガー・ミューラー管、切換放電管など最近の発達を詳しく紹介した。

これらの放電管は真空管ならびに最近発達してきたトランジスタなどの半導体製品と相並んでお互いにその長所を発揮して、相ともに電子工学の分野を益々拡大して行くに違いない。その促進に役立たせようとするのも応用編の目的の一つである。

掲げた文献以外の資料、特に定格などの大部分は東京芝浦電気株式会社放電管技術課および水銀整流器設計課の諸氏に提供して戴いた。厚く御礼を申上げる。

昭和 31 年 12 月

原 田 常 雄

目 次

第1編 基礎概念

第1章 放電の生成

1.1 気体中の荷電粒子の運動	1
1.2 気体原子の励起および電離	13
1.3 気体中での電子の衝突電離	24
1.4 二次作用と放電開始	30

第2章 定常放電に関する基礎知識

2.1 定常放電の諸形式	41
2.2 プラズマ中の電子エネルギーの分布	65
2.3 電荷の消滅	69

第2編 放電管各論

第3章 冷陰極放電管

3.1 グロー放電を利用するもの	78
〔1〕 定電圧放電管	78
〔2〕 リレー放電管	87
〔3〕 ネオン管	98
〔4〕 冷陰極整流放電管	102
〔5〕 計数放電管	106

〔6〕 切 換 放 電 管	114
3・2 アーク放電を利用するもの (ストロボ放電管)	121
3・3 コロナ放電を利用するもの	126
〔1〕 コロナ定電圧放電管	126
〔2〕 放射線計数管 (GM 計数管)	131

第4章 熱陰極整流放電管

4・1 熱陰極整流放電管に起る共通現象	143
4・2 封入気体圧力の高い整流管 (タンガー・バルブ)	149
4・3 封入気体圧力の低い整流管	153
〔1〕 水銀蒸気整流管	153
〔2〕 キセノン整流管	155
〔3〕 熱陰極整流放電管の陰極放出電流試験法	157
〔4〕 センウム蒸気整流管	159
4・4 熱陰極整流放電管の応用 (整流回路)	161

第5章 熱陰極格子制御放電管

5・1 概 要	175
5・2 熱陰極格子制御放電管の特性	175
5・3 金属蒸気入りサイラトロン	186
5・4 ガス入りサイラトロン	190
〔1〕 三極サイラトロン	191
〔2〕 四極サイラトロン	191
〔3〕 水素サイラトロン	194
5・5 格子制御方式	199
5・6 熱陰極格子制御放電管の定格	202
5・7 熱陰極格子制御放電管の応用	205
5・8 連続格子制御放電管	219

第6章 水銀溜陰極放電管

6・1 概 要	221
6・2 ガラス水銀整流管	222
6・3 イグニトロン, エキサイトロン, 仙台放電管	232
〔1〕 概 要	232
〔2〕 イグニトロン	232
〔3〕 エキサイトロン	245
〔4〕 仙台放電管	247
6・4 鉄槽水銀整流器	251
参 考 文 献	259
重 要 定 数 表	266
索 引	267

第1編 基礎概念

第1章 放電の生成

電子と気体分子の静的な混合状態の考察から出発し、これに外部から電界が作用して、放電が成立するまでの機構を順を追って説明する。

1・1 気体中の荷電粒子の運動

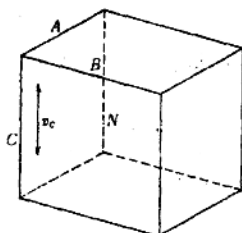
真空管では、陰極を出発した電子は途中何物にも衝突することなく陽極に到達するが、放電管の場合は気体分子のため直進を妨げられ複雑な相互作用を繰返した後、陽極に流入する。気体分子の中に混り込んだ電子がどのような状態を保ち、またどのように電流に寄与しているかをたずねることにする。この節では電荷（一般には粒子）の新しい生成や消滅は原則として考えない。

〔1〕 気体分子の熱運動

(a) 気体の熱力学的性質と分子の速度分布 荷電粒子の粒子的性質にだけ注目し、これを気体分子と同等に取扱うことから始めるのが簡単である。

われわれが何かある対象物に接するとき、直接測定することのできる量、たとえば物体の長さ、重さ、体積などを巨視的量といい、これに対して物体を構成している分子の大きさ、重さ、運動の仕方などを微視的量という。気体の場合、その圧力 p 、体積 V 、温度 T は巨視的量であり、個々の分子の速度、エネルギーなどは微視的量である。内部に流れや、熱の移動がなく全体として釣り合った状態にあるとき、これら両方の量は簡単な関係でつながれている。第 1・1 図のような辺 A, B, C を持った直方体の箱に閉じ込められた気体について、その分子全体を N 個の質点とみなし、それぞれ独立に等速運動をしていると仮定する。これらの分子が四囲の壁と衝突して起す毎秒の運動量変化が壁におよぼす圧力である。壁と分子の接触が滑らかであり、また衝突は完全弾性的であるとすれば、壁に垂直

な方向の運動量変化だけを考えればよい。一つの分子の質量を M 、辺 C に沿った速度成分を v_c とすると、この分子は1秒間に長さ C を v_c/C 回通過するから毎秒



第 1・1 図 箱の中の気体分子

$v_c/2C$ 回壁に衝突し、その都度 $2Mv_c$ だけ運動量が変化する。したがって、単位面積あたりに与える力、すなわち圧力 p は

$$p = \frac{\sum Mv_c^2}{AB \cdot C} = \frac{\sum Mv_c^2}{V} \quad (1.1)$$

ここに、 V : 直方体箱の容積

$\sum$: N 個の分子全体についての加算

一方、全体として釣合の状態にある気体内では分子の運動エネルギーの配分はまったく等方的と考えてよいから、 C 方向に分配される運動エネルギーは全運動エネルギーの $1/3$ である。全運動エネルギーを U とすれば

$$\frac{1}{2} \sum Mv_c^2 = \frac{1}{3} U$$

したがって、(1.1) 式は

$$pV = \frac{2}{3} U^* \quad (1.2)$$

これが最初に求めた巨視的量と分子的な運動、いわば微視的量との関係を示す第1の式である。これをよく知られているボイル・シャル (Boyle-Charles) の法則**と組合せると

$$\frac{2}{3} U = KT \quad (1.3)$$

となり“気体分子の全運動エネルギーは分子の種類いかに問わず温度にだけ比例して決定する”という大切な結果に到達する。 T は絶対温度、 K は気体の量、正確にいえば分子の数によってだけ決定する定数で、気体1モル(1グラム分子)をとるならば K は $8.3166 \times 10^7 \text{ erg} \cdot \text{deg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ となり気体定数と呼ばれて通常 R で表わされる。気体分子の全運動エネルギーを全分子数で割れば分子1個あ

* これをベルヌイ (Bernoulli) の関係式という。

** この法則は最初、永久気体について実験的に発見された。

たりの平均エネルギーをうるはずである。それを $\tilde{\epsilon}$ とすれば

$$\tilde{\epsilon} = \frac{U}{N_{\text{mol}}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N_{\text{mol}}} T$$

N_{mol} はモル分子数*と呼ばれるもので、1モル中に含まれる気体分子数 6.0247×10^{23} 個を表わし、気体の種類には関係ない。したがって

$$\frac{R}{N_{\text{mol}}} = \frac{8.3166 \times 10^7}{6.0247 \times 10^{23}} = 1.3804 \times 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{deg}^{-1} = k$$

k はもはや気体の量にも関係しない普遍定数で、ボルツマン定数 (Boltzmann's constant) と呼ばれ、粒子の統計的な取扱上重要である。

$\tilde{\epsilon}$ を

$$\tilde{\epsilon} = \frac{3}{2} kT \quad (1.4)$$

の形に書いた式は後で再び一般的な考察から導くことにする。いまは、これを具体的に

$$\frac{1}{2} M \tilde{v}^2 = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N_{\text{mol}}} T \quad (1.5)$$

の形にし、気体分子が実際どれほどの速さを持つているものかあたってみる。 $\tilde{v}^2$ は個々の分子の速度を2乗して、平均をとつたもので、これを $M/2$ 倍したものはエネルギーの実効値を示す。それゆえ $\sqrt{\tilde{v}^2}$ は分子運動の実効的速さと考えてよい。 $N_{\text{mol}} \cdot M = M_{\text{mol}}$ (ただし M_{mol} は分子量) であることを考慮すれば

$$\sqrt{\tilde{v}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{M_{\text{mol}}}}$$

$$\therefore \sqrt{\tilde{v}^2} = \sqrt{3 \times 8.317 \times 10^7} \sqrt{\frac{T}{M_{\text{mol}}}} = 15790 \times \sqrt{\frac{T}{M_{\text{mol}}}} \quad [\text{cm/s}]$$

(1.6)

となる。たとえば、常温の空素ではおよそ $10^4 \sim 10^5$ cm/s くらいの実効速さを持つていることになる。小銃弾の初速が 8×10^4 cm/s くらい、またロケットを地

* 通常アボガドロ (Avogadro) 数と呼ばれるが、物理学ではロシュミット (Loschmidt) 数ということもある。

球の引力圏外に飛び出させるための速さが約 1×10^6 cm/s であることと比べれば、気体分子の熱運動の速さがいかに大きいものであるかが知れるであろう。

気体分子が上記のように猛烈な速さで運動しているにもかかわらず、その拡散はかなりゆつくりした現象であつて、たとえば臭気はその源から漂つてくるのに相当の時間を要することは日常よく体験することである。この矛盾は、今までの論議がそのなかに分子間の相互作用を取入れていなかったことによつてゐる。実際には、分子がほぼ 10^{-8} cm くらいに近づくとその間に急激に強い斥力の働らくことが知られていて、この距離をもつて分子の大きさと考えれば、箱の中の気体分子は激しく衝突を繰返していることになる。拡散が遅いのは、気体分子がこのような衝突によつて始終方向を変えているからに他ならない。

次に求めることは衝突を考えに入れた場合、分子運動が気体の巨視的量とどのようなつながりをもっているかである。しかし、このために時々刻々その運動量を変化している個々の分子の行動を追跡する必要はない。われわれが、気体の状態について直接知りうる量 ρ , V , T などは一定の条件下では時間とともに変動するものではなく、これに対応する分子的な過程も時間的に平均したものとして認識できれば十分だからである。外力が働いていない場合、分子の運動はまったく等方的と考えられるから、分子が空間内のどの1点を占めるかは偶然によつて支配される。速度が v と $v+dv$ の間にある分子の数は平均として

$$F(v) dv$$

に比例する。太字はベクトル記号である。 $F(v)$ を速度分布関数と呼び、この具体的な形を知れば、集団運動に関する種々な平均値を求めることができる。

簡単のため同種分子からなる気体を取り、そのなかで速度 v_1, v_2 をもつ2個の分子が衝突して v_1', v_2' になる過程を考える。このような衝突の数は $F(v_1) \cdot F(v_2) dv_1 dv_2$ に比例し、逆過程 $v_1' + v_2' \rightarrow v_1 + v_2$ の数は $F(v_1') \cdot F(v_2') dv_1' dv_2'$ に比例する。もしも、この両過程の数がどの v についても等しければ、気体分子は釣り合の状態にあり $F(v)$ は時間に関係なく定まつていることになる。この状態を熱平衡という。いいかえれば、気体が熱平衡にあるための条件は

$$F(v_1) \cdot F(v_2) dv_1 dv_2 = F(v_1') \cdot F(v_2') dv_1' dv_2' \quad (1.7)$$

で与えられる。衝突の仕方が明らかで完全弾性的であるとすれば、衝突に際して運動量およびエネルギー保存則が成立し、また重心に対する運動が対象的であることから

$$dv_1 dv_2 = dv_1' dv_2' \quad (1.8)$$

となり、(1.7) 式と (1.8) 式から

$$F(v_1) \cdot F(v_2) = F(v_1') \cdot F(v_2') \quad (1.9)$$

となる。速度分布は個々の分子の速度の方向には関係しないから、その形は $F(v^2)$ のようになってはいるはずである。したがって、(1.9) 式は

$$F(v_1^2) \cdot F(v_2^2) = F(v_1'^2) \cdot F(v_2'^2) \quad (1.10)$$

とも書ける。エネルギー保存則

$$v_1^2 + v_2^2 = v_1'^2 + v_2'^2$$

を用いれば

$$F(v_1^2) \cdot F(v_2^2) = F(v_1'^2) \cdot F(v_1^2 + v_2^2 - v_1'^2)$$

両辺の対数をとって v_1^2 で微分すると

$$\frac{F'(v_1^2)}{F(v_1^2)} = \frac{F'(v_1^2 + v_2^2 - v_1'^2)}{F(v_1^2 + v_2^2 - v_1'^2)}$$

ゆえに $F'(v_1^2)/F(v_1^2)$ は変数 v_1^2 にはよらない一定の値に等しいことがわかる。これを

$$\frac{F'(v^2)}{F(v^2)} = -\alpha \quad (1.11)$$

と書けば、この式は求めている速度分布関数 $F(v)$ をきめる微分方程式である。 α は定数で、後にわかるように気体の温度によつてきまる。(1.11) 式を積分すれば

$$F(v) = C \exp[-\alpha v^2] \quad (1.12)$$

をうる。積分定数 C は、 $F(v)$ を v のあらゆる値 ($-\infty \rightarrow +\infty$) について積分したものが分子総数 N を与えることから

$$C = \frac{N}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-\alpha v^2] dv} = \frac{N}{\left[2 \int_0^{\infty} e^{-\alpha v^2} dv\right]^2} = N \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.13)$$

となる。定数 α をきめるために $F(v)$ を用いて気体の圧力を求める。速度の x 方向成分を v_x とすれば、この分子が x 軸に垂直な面に衝突したときの運動量変化は $2Mv_x$ であり、毎秒そのような衝突をする分子の数は v と $v+dv$ の間に

$$\frac{v_x}{V} F(v) dv \quad [\text{個}] \quad (1.14)$$

存在する (ただし、 V は気体の占める体積)。ゆえに、圧力は

$$p = \frac{2M}{V} \int_{v_x > 0} v_x^2 F(v) dv = \frac{Mn}{2\alpha}$$

n は分子の密度である。一方、分子の全運動エネルギーは

$$U = \frac{M}{2} \int_{-\infty}^{\infty} v^2 F(v) dv = \frac{3MN}{4\alpha} = \frac{3M}{4\alpha} nV$$

$$\therefore pV = \frac{2}{3} U$$

この式は、前に分子同士の衝突を無視して導いた (1.2) 式とまったく同一である。

$$pV = NkT$$

上式を考えに入れば

$$\alpha = \frac{M}{2kT}$$

以上で $F(v)$ の形は完全に定まり

$$F(v) = N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{M}{2kT} v^2 \right] \quad (1.15)$$

となる。これをマクスウエルの速度分布則と呼び、温度が決まれば決定する。速度の代りに速さ (方向を考えない) が v と $v+dv$ の間にある分子数を決定する分布関数 $f(v)$ を速度分布関数と呼ぶこともある。これは (1.15) 式を球面座標 (v , θ , φ) で表示しておいて、 θ と φ についてだけ積分すれば得られる。すなわち

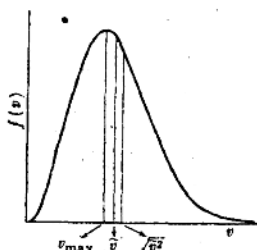
$$\begin{aligned} f(v) &= N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{M}{2kT} v^2 \right] \int_0^{2\pi} \int_0^\pi v^2 \sin \theta d\varphi d\theta \\ &= 4\pi v^2 \cdot N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{M}{2kT} v^2 \right] \\ &= 4\pi v^2 F(v) \end{aligned} \quad (1.16)$$

$F(v)$ は v が増すと単調に減少する関数であるが、 $f(v)$ は第 1.2 図に示すようにあるところに極大点を持つている。極大点に相当する速さ $v_{\max}$ は最大多数の分子が持つている速さを示すから、これを**最大速率速さ**という。 $f(v)$ を用いて $v_{\max}$ 、平均の速さ $\bar{v}$ 、平均 2 乗速さ $\bar{v}^2$ を計算すると

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (1.17)$$

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi\alpha}} = 2\sqrt{\frac{2kT}{M\pi}} = 1.13 v_{\max} \quad (1.18)$$

$$\bar{v}^2 = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (1.19)$$



第 1.2 図 マクスウェルの速度分布関数

これらをエネルギー $\epsilon_{\max}$ 、 $\bar{\epsilon}$ に引き直せば

$$\epsilon_{\max} = kT, \quad \bar{\epsilon} = \frac{3}{2}kT$$

後者は (1.4) 式に一致する。

(b) 平均自由行程 衝突と衝突の間で、分子が自由に運動する距離を自由行程というが、大小さまざまな値を平均した平均自由行程が実際取扱う量となる。この項では荷電粒子の気体中の運動を知るのが本来の目的であるから、具体的に平均自由行程 L を導く手法は気体論専門の参考書に譲つて、その結果だけを引用して気体の状態と L との関係を簡単に説明するにとどめる。分子 1 が分子 2 の中を通過する際の平均自由行程を L_1 とすると

$$L_1 = \frac{4}{\kappa\pi(\sigma_1 + \sigma_2)^2 n_2} \quad (1.20)$$

σ_1 , σ_2 は衝突を考えている 2 つの分子の直径、 n_2 は分子 2 の密度、 κ は分子相互の相対速度によつて決まる補正因子で、同一分子からなる気体であれば $\kappa = \sqrt{2}$ *, 気体中の電子の運動を考えるとときには、電子の速さにくらべて気体分子のそれは無視できるから $\kappa = 1$ となり、さらに電子の直径も分子に較べて無視できるから

* このような場合を特にマクスウェルの平均自由行程という。

結局

$$L_0 = \frac{4}{\pi \sigma^2 n_1} \quad (1 \cdot 21)$$

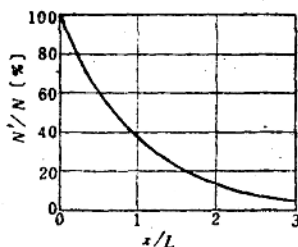
となる。この式に従つて 10^{-3} mmHg における電子の平均自由行程を計算すると $\sigma = 1.5 \times 10^{-8}$ cm の場合、約 32 cm となる。ここで注意しておきたいのは、電子の場合、そのエネルギーによつて σ が非常に大きく変ることである。これをラムザウアー (Ramsauer) 効果と呼び、実際の電子平均自由行程を計算する際ぜひとも考慮しなければならないものであるが、いまは省略する。(1・20) 式を

$$p_1 V = N_1 k T, \quad N_1/V = n_1$$

なる関係を用いて書改めると

$$L_1 = \frac{4kT}{\pi n (\sigma_1 + \sigma_2)^2 p_2} \quad (1 \cdot 22)$$

すなわち、平均自由行程は温度が高く、熱運動が激しいほど長く、また気体圧力に逆比例して減少する。



第1・3図 気体分子の自由行程の分布

気体分子の運動が、偶然に支配されることから容易に推察されることであるが、自由行程の長さが x を越える分子の数 N' は

$$N' = N e^{-\frac{x}{L}} \quad (1 \cdot 23)$$

で与えられる。第1・3図は N'/N と x/L の関係を示す。この図から平均自由行程以上の自由行程を持つ分子の数が全体のわずか 37% に過ぎないことがわかる。

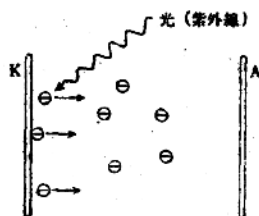
〔2〕荷電粒子への気体分子運動論の応用 いままでは荷電粒子も一様に中性分子のように考えて、その熱的平衡状態について速度分布や、平均自由行程などを調べてきた。したがつて相互作用は衝突だけとしたが、荷電粒子が存在すれば、それら相互の間には当然クーロン相互作用を考えなければならない。また外部から電気力が作用している場合には、厳密には平衡状態とはいえない。外力が熱的エネルギーにくらべて十分小さく、また荷電粒子間のクーロン相互作用も無視で

きると考えられるときは、(2.2)で述べるように近似的に中性分子の場合と類似の分布式を導くことができる。

(a) 電子の熱運動による電流 第1.4図のような向いあつた平行平板電極を考え、その一方の電極に紫外線を照射して微弱な一定量の光電子を気体中へ送り込む。最初電極に与える電圧を零にしておくと、前に述べた理由から、電子と気体分子は熱平衡の状態にあると考えてよい。電子は(1.15)式により

$$F(v) = n_{e0} \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m}{2kT_e} v^2 \right]$$

なる速度分布をしている。 n_{e0} は電子密度、 m は電子質量、 T_e は電子温度で、この場合は気体温度 T_0 に等しい。このような電子が、いかなる電流を形作っているかを調べるため、電極間の空間内に任意の平面を考え、その単位面積へ1秒間にぶつかる電子の数 n_e を計算する。これには、前に圧力の計算に用いた(1.14)式がそのまま役立つ。



第1.4図 気体分子中に混る電子

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \int_{v_x \geq 0} v_x \exp \left[-\frac{m}{2kT_e} v^2 \right] dv$$

$$= \frac{n_{e0}}{2 \sqrt{\frac{\pi m}{2kT_e}}} = n_{e0} \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} = \frac{\tilde{v}_e n_{e0}}{4} \quad (1.24)$$

ゆえに、考えている平面に流れ込む電子電流密度 J_r は

$$J_r = n_e e = e n_{e0} \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (1.25)$$

で与えられる。陽イオンの場合についても、まったく同様の式が成立する。

このようにして計算した電流は電極間空間の任意の平面に対して同じ大きさであり、方向性を持たないから大きさは考えられるが実効電流にはならない。 J_r はそのような性質によつて、乱電流密度 (random current density) と呼ばれる。

(b) 電界がある場合の吹送電流 (drift current) 次に電極間に微小な電

圧を印加する。荷電粒子は電界 E によつて平均自由行程中に EeL だけエネルギーをうが、いまはこれが熱的な平均エネルギーに比べて小さいとしておく。したがつて荷電粒子は衝突と衝突の間でわずかにだけ曲げられ、ジグザグ運動をしながら徐々に E の方向へ流動して行く。平均自由行程の間に正味移動する距離は、荷電粒子の初速を零とすると $S_t = \frac{1}{2}at^2$ で示される。ここに a は電界による加速度 $\frac{Ee}{M}$ 、また t は衝突間の平均時間で熱運動の平均速さを $\tilde{v}$ とすれば $t = \frac{L}{\tilde{v}}$ である。

電界方向への平均移動速度 v_t は

$$v_t = \frac{S_t}{t} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Ee}{M} \cdot \frac{L}{\tilde{v}}$$

これは正味の電荷の移動であるから実効電流となる。

$$J_t = n_e e v_t \quad (1.26)$$

J_t を吹送電流密度 (drift current density), また v_t を吹送速度 (drift velocity) という。

$$\frac{eL}{2M\tilde{v}} = \mu \quad (1.27)$$

とおけば

$$v_t = \mu E \quad (1.28)$$

ここに、 μ を易動度 (mobility) と呼び、通常 (cm/s)/(V/cm) の単位で示される。陽イオンの易動度 μ_p は (1.27) 式で近似的に与えられるが、電子の場合は気体分子に衝突した際に失うエネルギーが小さいから

$$\mu_e = \left(\frac{\pi L_e e}{2mE} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.29)$$

が適用される。第 1.1 表は二、三の気体中での μ_p を、また第 1.5 図は 1 気圧、室温、空素中での μ_e と E の経験的な関係を示す。

(c) 濃度勾配による分子の移動 (拡散) 容器を壁で 2 つの部分に仕切り、その両側に同じ圧力で異なつた気体を充たしてから隔壁を取去ると両方の気体は混り合い、一定の時間後には完全に一樣になる。この現象を拡散という。簡単な

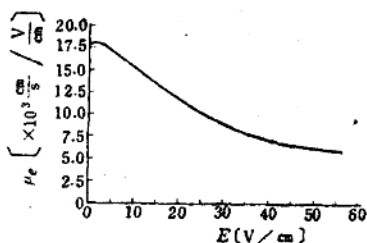
ために一次元の拡散を考える。第1.6図に示すようにX方向に濃度勾配があると、毎秒 Y-Z 平面の単位面積上に衝突する分子の数は

$$n = \frac{n_0 \bar{v}}{4} \quad (1.30)$$

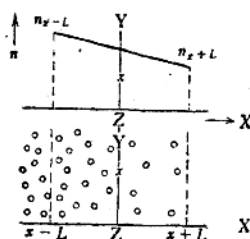
第1.1表 イオン移動表 (0°C 1 mmHg, *印は若干の不純物の混入を示す)

気 体		$\left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\mu^+}{\text{V/cm}} \right]$	$\left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\mu^-}{\text{V/cm}} \right]$
H ₂ (*)		4.5×10^3	6.2×10^3
H ₂ (純)	E~0	—	5.9×10^3
He (*)		5.1×10^3	6.3×10^3
He (純)	E~0	—	3.8×10^3
He (純)	E~0	1.5×10^3	1.7×10^3
Ne		7.5×10^3	—
Ar (*)		1.0×10^3	1.3×10^3
Ar (純)	E~0	1.0×10^3	4.8×10^3
N ₂ (*)		0.97×10^3	1.4×10^3
N ₂ (純)		0.97×10^3	1.1×10^3
N ₂ (純)	E~0	—	2.4×10^3
O ₂		1.0×10^3	1.4×10^3
空気 (純)		1.4×10^3	1.9×10^3

[註] Knoll-Ollendorff-Rompe: Gasentladungs Tabellen, Berlin Springer Verlag (1935) による。



第1.5図 N₂ (1気圧, 室温) 中の μ_e と E の関係



第1.6図、気体分子の拡散 (一次元)