高空における温暖化ガスの挙動

－基本的認識－

2017 年 10 月 26 日　　西村　二郎

１．まえがき

地球温暖化ガスで代表的なのが炭酸ガスである。温暖化係数が大きいにも拘らず、注目を浴びていないのが H_2O である。これら二つの温暖化ガスについて、高空においてどのように振舞っているか考えてみたい。

２．高空の温度、圧力分布

温度、圧力の高度依存性を図 1、2 に示す。

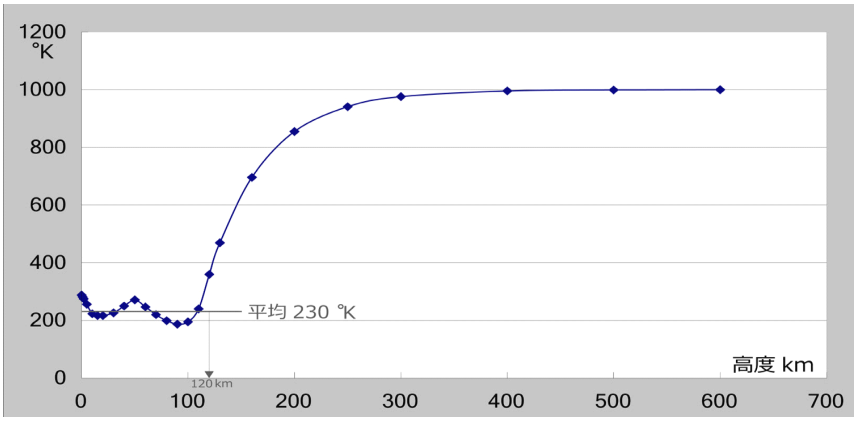


図 1 高空における温度

図 1 より、高度 100 km 程度までの温度は、対数の尺度でほぼ一定とみなすことができる。さらに 300km 程度の高さから 1000 K と一定になっている。

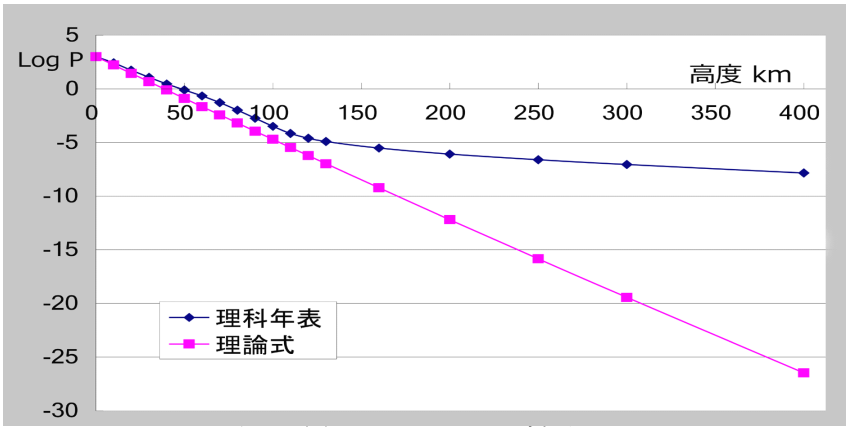


図 2 高空における圧力分布

地球の中心を原点とする極座標 (r,θ,ϕ) を考え、微小セル $(r, r+\Delta r)$ の力の釣合いを考えれば大気圧分布が得られ、さらに理想気体の状態方程式を使って、密度分布が得られる。

$$(P \ \ or \ \ \rho)=\left(\frac{r_0}{r}\right)^2(P_0 \ \ or \ \ \rho_0)\exp\frac{-\nu_*(r_0)^2}{2\sigma^2}\frac{r-r_0}{r} \quad ; \quad P=\sigma^2\rho \ \cdots (2\text{-}1),$$

$$P_0 = P(r_0) \quad ; \quad \rho_0 = \rho(r_0) \; ; \; \sigma = \sqrt{\frac{kT}{m}} \; ; \; v_*(r_0) = \sqrt{\frac{2GM}{r_0}} \quad \cdots (2\text{-}2).$$

ただし、k: *Boltzmann* 定数、T: 大気粒子の絶体温度、m: 大気粒子の質量、G: 万有引力定数、M: 地球の質量、r_0: 地球の半径、$v_*(r_0)$ は地表における地球脱出速度である。

圧力分布は高さ 120 km 辺りから重力の釣合いに基づく理論式と実際(理科年表)の乖離が大きくなっている。理由については後で触れるが、地球の引力に捕捉されている大気の総量(Q) は高度 120 km 程度までカウントすれば良さそうである。すなわち、

$$Q = 4\pi \int_{r_0}^{r_1} r^2 \rho(r) dr = 4\pi r_0^3 \rho_0 \frac{2\sigma^2}{v_*(r_0)^2} \left\{ 1 - \exp \frac{-v_*(r_0)^2}{2\sigma^2} \frac{r_1 - r_0}{r_0} \right\}$$

$$\fallingdotseq 8\pi r_0^3 \rho_0 \frac{\sigma^2}{v_*(r_0)^2} = 4\pi r_0^2 \rho_0 \frac{\sigma^2}{g_0} \cdots (2-3).$$

近似式は、地表の大気圧×地球の表面積から計算した値と一致している。ただし g_0 は、地表における重力の加速度である。

３．大気粒子の運動概観

大気粒子は地表付近において気体分子運動論(Maxwell-Boltzmann の速度分布則)に基づいて運動している。地表付近において地球脱出速度をもっている大気粒子の量は、衝突後も変わらない。そして高空の方が気温が高いので、地球脱出速度を持っている大気粒子の量は地表付近の量が律速となっている。

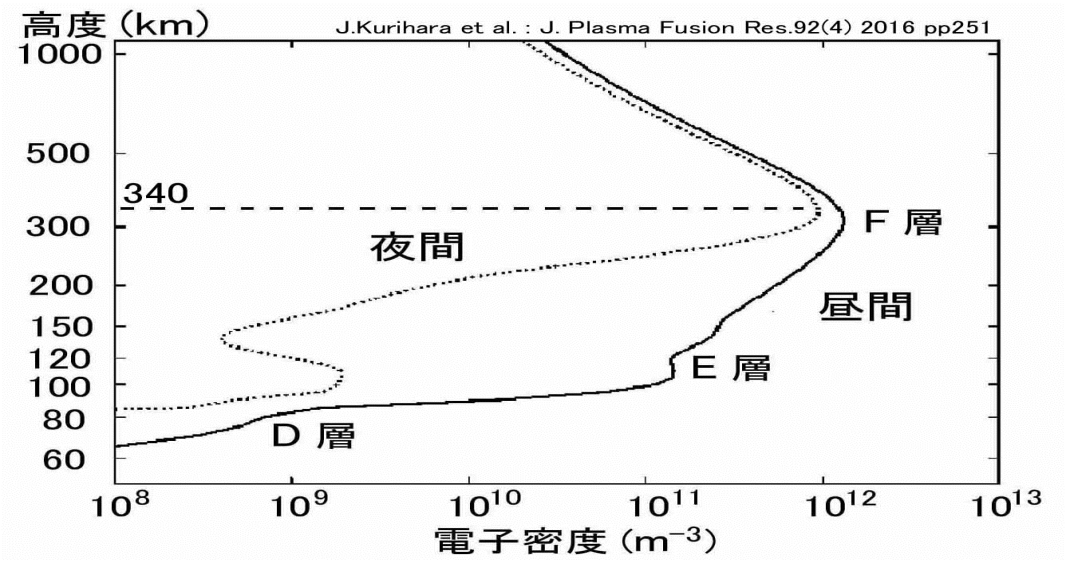


図３　高空における電子密度

大気粒子は高空では太陽光(紫外線)を浴びて電離する。図 3 は電子密度の実測値である。荷電粒子は地磁気との相互作用により、ローレンツ力の支配下に入り磁力線に沿って螺旋を描きながら磁極に向かう。磁力線方向の速度成分の平均値は全粒子を対象にすればゼロだが、両磁極方向に分けて平均を計算する。衝突により電荷が中和されれば、電荷を失った粒子はローレンツ力支配下から重力支配下に戻る。粒子は電荷を失った瞬間、重力支配下における運動の接線方向への慣性運動となる。すなわち、磁極方向への速度成分はそのままとして、磁力線に垂直な平面に関して四散する(半分は下方に向かうだろう)。夜間は電荷を失う一方なので電子密度は低くなる。昼間にも電荷を失う粒子があり、イオン化する粒子との間に平衡関係がなり立っているものと思われる。図 2 の理論式が実際(理科年表)と乖離している理由は、このような現象によると考えられる。

４．重力を振り切って地球から逸散する大気粒子

大気は N_2、O_2、A、CO_2 等で構成されているが、簡単のため、構成粒子は分子量 29.0(空気の平均分子量)の 1 種類とみなす。

地球の中心を原点とする極座標において、大気粒子の速度を (v_r, v_θ, v_ϕ) とすれば、位置のエネルギーを考慮に入れた Maxwell-Boltzmann の法則は次のとおりである。

$$f_r(v_r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2} \left\{ v_r^2 + v_*(r_0)^2 \frac{r - r_0}{r} \right\} \right] \quad \cdots (4\text{-}1),$$

$$f_\theta(v_\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{v_\theta^2}{2\sigma^2} \right) \quad \cdots (4\text{-}2),$$

$$f_\phi(v_\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{v_\phi^2}{2\sigma^2} \right) \quad \cdots (4\text{-}3).$$

重力を振り切って宇宙に逸散する大気粒子の量について結果のみ記せば表 1 のようになる。計算過程は Appendix-1 に譲る。

	水星	金星	地球	火星	月
直径(km)	4.879	12.104	12.742	6.794	3.472
質量(ton)	3.30×10^{20}	4.87×10^{21}	5.97×10^{21}	6.42×10^{20}	7.35×10^{19}
平均温度(K)	440	737	288	210	250
大気成分	O_2,Na,H_2,He	CO_2,N_2	N_2,O_2,A	CO_2,N_2,A	A,He
平均分子量	20.79	43.44	28.96	42.76	30.11
大気圧(atm)	10^{-12}	90	1	0.0075	10^{-17}
τ_{50}(BY)	5.43×10^{7}	1.05×10^{150}	3.55×10^{300}	1.04×10^{119}	2.43×10^{3}
地磁気	あった	なし	あり	あった	あった

※) 平均温度、大気成分、大気圧は現在の値

したがって、電離直前の磁極方向(v_θ)の速度成分の一方向のみの平均値は次式で与えられる。

参考のため、水星、金星、火星、月についても地球の場合に倣って推算してみた。これらの推算は重力の影響のみに限った仮想的な計算である。仮想的分子量 29 の大気粒子の場合、どの星においても無視できる量である。しかし、金星と地球以外の星の大気は微量である。地球の大気圧も金星に比べれば小さい。地球の大気もやがてなくなるのであろう。しかし、そのメカニズムはローレンツ力にある。

５．ローレンツ力[註]による逸散

図 3 によれば、現在の地球における大気の電離は、高度数 10 km からおきている。電離する直前までは、Maxwell-Boltzmann の速度分布則にしたがって運動していたのである。

したがって、電離直前の磁極方向(v_θ)の速度成分の一方向のみの平均値は次式で与えられる。

註)ローレンツ力については Appendix-2 参照

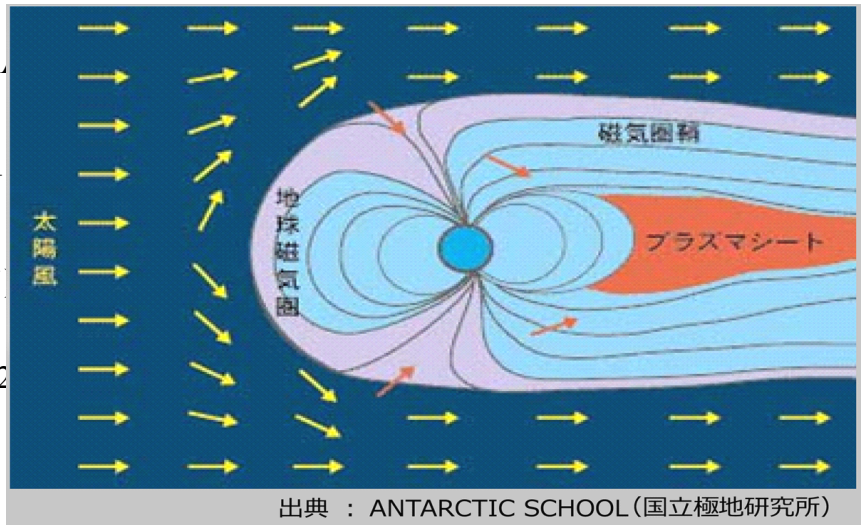
$$<|v_\theta|>=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma\int_0^\infty v_\theta \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2}v_\theta^2\right)dv_\theta}=\frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \quad \cdots(5\text{-}1).$$

荷電粒子の磁極までの平均距離と到達するまでの平均所要時間は次のとおりである。

H^+, O^{2-}

$<|v_\theta(O^{2-})$

$t(H^+)=2$



出典 ： ANTARCTIC SCHOOL（国立極地研究所）

図 4　地磁気のイメージ

高度 340km 以上では荷電粒子の昼夜間差がほぼ消滅している。この高度以上に存在し、かつ磁極間の中間点を通過していない荷電粒子は、夜が訪れると、宇宙空間に逸散するものと思われる(図 4 参照)。逸散する割合を 50%とする。

高度≧340 km における大気圧が図 2 の高度 300～400 km の直線近似によって表される

ものとすると、$\log P = -4.711 - 0.00782(r - r_0) \Rightarrow P = 2.078\times10^{-5}\cdot10^{-0.00782r}$ ・・・(5-4)、

$$\rho = P/\sigma_{1000} = 1.154\times10^{-14}\cdot\exp(-0.0180r) = \rho_1\exp(-\alpha r) \quad \text{・・・(5-5).}$$

ローレンツ力により宇宙空間に逸散する荷電粒子の量は次式で与えられる。

$$q_L = \pi <|\nu_\theta|> \rho_1\eta\int_{r_1}^{\infty} r\exp(-\alpha r)dr = \frac{\pi <|\nu_\theta|> \rho_1\eta}{\alpha}\left(r_1 + \frac{1}{\alpha}\right)\exp(-\alpha r_1) \quad \text{・・・(5-6)、}$$

ただし、η は"電離度"である。

電離度が 1%、10%、100%の場合の逸散量と、現在地球が保持している大気の総量との関係は次表のようになる。

表 2　ローレンツ力による大気の逸散

"電離度"	1%	10%	100%
逸散量(ton/MY)	1.01×10^{13}	1.01×10^{14}	1.01×10^{15}
保有時間	5.22(億年)	5.22(千万年)	5.22(百万年)

上述の逸散量は平均分子量 29 の仮想的大気粒子についてのものである。水素イオンの逸散速度はもっと大きい。しかし宇宙的時間尺度であることに変わりない。

この系における大気粒子密度および電子密度を図 2 および図 3 から再録すれば次のようになる。粒子は光化学反応により変化するが、ここでは反応前のものとした。

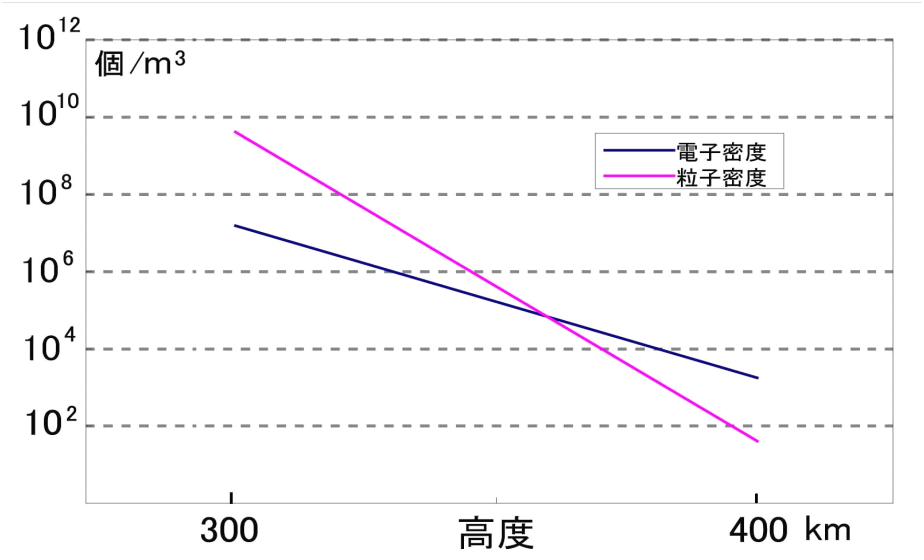


図 5 高空における大気粒子密度と電子密度

光化学反応によって大気粒子から電子の出入りがあるが、高度が高くなれば電子の比率が粒子密度対比高くなる。しかし、電離が進行しても、電子密度が桁違いに高くなることはないだろう。したがって、高度 300～400 km 程度でも、"電離度"はかなり高くなっているのではなかろうか。とすれば、地球の大気保有時間は表 2 の短い方と考えられる。より厳密な議論には、逸散の対象とすべき中間体と化合物の特定および"電離度"が必要である。

表３は高空における光化学反応に関する知見である。

表３　高空における光化学反応

Part Ⅰ

$CO_2+h\nu \longrightarrow CO+O(^1D)$　R_1

$CO+O+M \longrightarrow CO_2+M$　$k_1=1.5\times10^{-34}cm^6/sec$

$CO+OH \longrightarrow CO_2+H$　$k_2=1.5\times10^{-13}cm^3/sec$

$CO+HO_2 \longrightarrow CO_2+OH$　$k_3=10^{-10}exp(-2300/RT)$

Part Ⅱ

$O+O+M \longrightarrow O_2+M$　$k_4=2.7\times10^{-33}$

$O+O_2+M \longrightarrow O_3+M$　$k_5=8\times10^{-35}exp(890/RT)$

$O_2+h\nu \longrightarrow O+O(^1D)$　R_2

$O_2+h\nu \longrightarrow O+O$　R_3

Part Ⅲ

$O+O_3 \longrightarrow 2\,O_2$　$k_6=5.6\times10^{-11}exp(-5700/RT)$

$O(^1D)+O_3 \longrightarrow 2\,O_2$　$k_7=10^{-11}$

$O(^1D)+M \longrightarrow O+M$　$k_8=10^{-12}$

$O(^1D)+H_2O \longrightarrow 2\,OH$　$k_9=10^{-11}$

$OH+O_3 \longrightarrow HO_2+O_2$　$k_{10}=5\times10^{-13}$

$HO_2+O_3 \longrightarrow OH+2\,O_2$　$k_{11}=10^{-14}$

$OH+O \longrightarrow O_2+H$　$k_{12}=5\times10^{-11}$

$HO_2+O \longrightarrow OH+O_2$　$k_{13}=10^{-11}$

$OH+OH \longrightarrow H_2O+O$　$k_{14}=2.8\times10^{-12}$

$OH+HO_2 \longrightarrow H_2O+O_2$　$k_{15}=10^{-11}$

$H+O_2+M \longrightarrow HO_2+M$　$k_{16}=7.4\times10^{-32}$

$HO_2+HO_2 \longrightarrow H_2O_2+O_2$　$k_{17}=3\times10^{-12}$

$OH+H_2O_2 \longrightarrow H_2O+HO_2$　$k_{18}=4\times10^{-13}$

$O_3+h\nu \longrightarrow O(^1D)+O_2(^1\Delta_g)$　R_4

$H_2O_2+h\nu \longrightarrow 2\,OH$　R_5

Part Ⅳ

$O_2(^1\Delta_g) \longrightarrow O_2+h\nu$　$A_1=2.58\times10^{-4}sec^{-1}$

$O_2(^1\Delta_g)+M \longrightarrow O_2+M$　$k_{19}=4.4\times10^{-19}$

$O_2(^1\Delta_g)+O_3 \longrightarrow 2\,O_2+O$　$k_{20}=3.5\times10^{-15}$

Part Ⅴ

$NO_2+h\nu \longrightarrow NO+O$　R_6

$NO_2+O \longrightarrow NO+O_2$

$k_{21}=3.2\times10^{-11}exp(-530/RT)$

$NO+O^3 \longrightarrow NO_2+O_2$

$k_{22}=1.7\times10^{-12}exp(-1310/RT)$

Part Ⅵ

$O_2+h\nu \longrightarrow O_2^-+e,\ O_2^*$　P_1

$N_2+k\nu \longrightarrow N_2^*$　P_2

$NO+h\nu \longrightarrow NO^+ +e$　P_3

$O_2(^1\Delta_g)+h\nu \longrightarrow O_2^+ +e$　P_4

岩坂康信 et al.：天気 20(8) pp.48

CO_2には、$CO_2+h\nu \rightarrow CO+O$ と同時に、CO+O+M(メタル：触媒として作用)$\rightarrow CO_2+M$の反応があるので安定度が高く、ローレンツ力の影響を受け難いことが判る。しかし、大気の逸散量の推算の精度を上げるには難がある。

結言

①地球温暖化効果の高いCO_2とH_2Oの宇宙空間への逸散量について推算した。逸散のメカニズムとしては、Maxwell-Boltzmannの速度分布則による逸散(地球の引力を振り切っての逸散)、イオン化した大気粒子の地磁気との相互作用(ローレンツ力)による逸散を考えた。CO_2、H_2O両者とも宇宙的時間尺度で逸散するが、逸散速度は$CO_2 \ll H_2O$である。

②この推算の副産物として、地球の大気の逸散速度を推算することになった。高空における大気粒子の"電離度"を1%、10%、100%とすれば、大気の保有時間は、5.22(億年)、〃(千万年)、〃(百万年)と推算された。

③上記推算において、高空(300～400km)における大気粒子密度と電子密度が桁違いに食い違うことがないとすると、大気の保有時間は短い方で考える必要がある。地球から大気がなくなる計算は、筆者の知る限り、見受けられない。
④炭酸ガスも高空で分解されるが、その逆反応があるので安定度が高い。

参考文献

1)栗原純一 et al.： ”観測ロケットによる電離圏スポラディック E 層の空間構造の解明” J.Plasma Fusion Res. 192(4) 2016 pp.251-258

2)岩坂康信 et al.： ”中間圏及び下部熱圏の炭酸ガス分布”天気 20(8) 1973 pp.47-5

Appendix-1

いま $(r, r+\Delta r)$ 層に存在する大気粒子の量： $4\pi r^2 \Delta r \rho(r)$ のうち、引力圏脱出速度以上の速度をもっている粒子の量は次式で与えられる。

$$\Delta Q = 4\pi r^2 \Delta r \rho(r) \frac{\int_{v_*(r_0)}^{\infty} f_r(v_r) dv_r}{\int_{-\infty}^{\infty} f_r(v_r) dv_r} = 4\pi r^2 \Delta r \rho(r) \frac{\int_{v_*(r_0)}^{\infty} f_r(v_r) dv_r}{\exp \frac{-v_*(r_0)^2}{2\sigma^2} \frac{r-r_0}{r}} \cdots \text{(A1-1)}.$$

地球の引力圏脱出速度以上の速度の平均値は次式で与えられる。

$$< v_*(r) >= \frac{\int_{v_*(r)}^{\infty} v_r f_r(v_r) dv_r}{\int_{v_*(r)}^{\infty} f_r(v_r) dv_r} = \frac{\frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \exp \frac{-v_*(r_0)^2}{2\sigma^2} \frac{r-r_0}{r} \exp \frac{-v_*(r)^2}{2\sigma^2}}{\int_{v_*(r)}^{\infty} f_r(v_r) dv_r} \cdots \text{(A1-2)}.$$

$(r, r+\Delta r)$ 層内の大気粒子は平均して、$r+\frac{1}{2}\Delta r$ の位置に存在している考えられるので、この層から出るのに必要な時間 t は、 $\Delta t = \frac{1}{2}\Delta r / < v_*(r) >$ ・・・(A1-3).

(A1-1)、(A1-2)、(A1-3)式より、地球の引力を振り切って逸散する量は次式で与えられる。

$$q = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \sqrt{32\pi} \cdot r_0^2 \cdot \rho_0 \cdot \sigma \cdot \exp \frac{-v_*(r_0)^2}{2\sigma^2} \quad \cdots \text{(A1-4)}.$$

次に大気の総量に対する逸散量の割合は、(2-3)および(A1-4)式より、

$$\tau = \frac{Q}{q} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sigma}{g_0} \exp \frac{v_*(r_0)^2}{2\sigma^2} \quad \cdots \text{(A1-5)}.$$

T が一定ならば τ も一定である。その場合、(2-3)、(A1-4)、(A1-5)式より、

$$\tau \frac{dQ}{dt} + Q = 0 \quad \Rightarrow \quad Q = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \cdots \text{(A1-6)、となる。}$$

したがって、$\tau_{50} = \tau \ln 2 = 0.693\tau$　・・・(A1-7)は大気逸散の半減期である。

Appendix-2

一定磁界の場合、磁界の方向を X 軸、磁界と荷電粒子の速度がつくる平面において磁界に垂直な方向を y 軸、X-Y 平面に垂直な方向に z 軸を取ると、

$\mathbf{B}$＝(B、0,0)　(B＝一定)・・・(A2-1)、として

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} = 0 \quad \cdots (A2-2) \quad ; \quad \boldsymbol{\omega} = \frac{q\mathbf{B}}{m} \quad \cdots (A2-3)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{a}\cos\omega t + \mathbf{b}\sin\omega t + \mathbf{c} \quad \left(\mathbf{b} = \mathbf{a} \times \frac{\boldsymbol{\omega}}{\omega} \quad ; \quad \mathbf{a} \perp \boldsymbol{\omega} \quad ; \quad \mathbf{c} // \boldsymbol{\omega}\right) \quad \cdots (A2-4).$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{a}\frac{\sin\omega t}{\omega} - \mathbf{b}\frac{\cos\omega t}{\omega} + \mathbf{c}t + \mathbf{r}_0 \quad \cdots (A2-5).$$

いま、荷電粒子が磁力線の接線方向に対して角度 θ の方向に移動していたとすると、(A2-4)、(A2-5)は次のように表される。

$$\mathbf{v} = (v_0\cos\theta, v_0\sin\theta\sin\omega t, v_0\sin\theta\cos\omega t) \quad \cdots (A2-6)、$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + (v_0 t\cos\theta, -v_0\sin\theta\frac{\cos\omega t}{\omega}, v_0\sin\theta\frac{\sin\omega t}{\omega}) \quad \cdots (A2-7)、となる。$$

以上

※このレポートは 2017 年 10 月 26 日、SCE ・ Net エネルギー研究会にて発表した