

非平衡プラズマ中の電子=イオン再結合

坂 尾 富 士 彦

Electron-Ion Recombination Processes in a Nonequilibrium Plasma

By

Fujihiko SAKAO

Abstract: Published results of research on nonequilibrium electric conduction in gases are reviewed. Various processes concerning energy exchange between electrons and heavier particles are considered. Estimating order of magnitudes of them, it is concluded that under typical conditions in a nonequilibrium MHD generator, the following assumptions are valid, which are commonly made: electrons and heavier particles are respectively in thermal equilibrium at their own temperatures; fraction of ionization can be obtained by inserting electron temperature into Saha's equation; the most important losses of energy from electrons are loss by elastic collision against heavier particles and loss by radiation.

However close examination shows that these assumption may be invalid when electron density is low; even in a MHD generator, at low temperature-low current density region the validity of those assumptions is doubtful.

概 要

非平衡 MHD 発電機の作業流体として想定される状態のプラズマを取り上げ、電子と他種粒子とのエネルギーの交換を問題にする。現在までに発表されている研究の結果に基づいて種々の損失の大きさを見積もった結果、1 気圧、2,000°K のシードされた不活性気体、電子温度 2,500°K という代表的な状態では、広く用いられる次の仮定が成り立つ：電子および重い粒子はそれぞれの温度で熱平衡にある。電離度は Saha の式に電子温度を用いて得られる。電子のエネルギー損失としては重い粒子との弾性衝突とふく射とが最も重要である。

しかしこれらが成り立つ範囲はかなり狭く、MHD 発電機で想定される状態でも温度の低い方では成り立たない恐れがある。

1. ま え が き

非平衡という言葉は非常に広い内容を含んでいるが、ここで非平衡プラズマというのはその中の自由電子の平均エネルギーが他の重い粒子のそれより大きい状態のこととする。それも MHD 発電で想定されるような比較的低温の、アルカリ金属蒸気を添加された不活性気体を中心にしたい。

周知のように、発電機の作業流体として十分な導電度を熱電離によって持たせるには、電離しやすいアルカリ金属が添加してあっても相当な高温が必要である。このため材料の耐熱性が問題になり、さらに熱源が原子炉の場合そのような高温を得ること自体も困難である。一方導電度が温度に依存するのは主として電離度を通じてであり、電離度は主として電子の平均エネルギーすなわち電子温度によって決まる。ゆえに何らかの手段で電子温度を気体全体の温度より高くすることができれば、上記の困難は解消する。これが MHD 発電機における「非平衡電気伝導」のねらいである。種々の手段が提案されているが、その中で今のところ実現の可能性が大きいのは、気体中を流れる電流自身による Joule 熱によって電子を加熱する方法である。この現象は別に新しいことではなく低気圧放電の形で古くから知られ、実用されているが、MHD 発電機への応用を検討したのは著者の知る範囲では比較的新しい[1]。この場合の問題点は電子を必要な温度までに加熱するのにどの程度のエネルギーを必要とするか、どうしたらそれを少なくすることができるか、またそれを解析するにはどのような考えで進めばよいか、ということである。非平衡電気伝導については近年多くの研究が発表されているが、ここでは以上のような見地から現在までに知られている結果をまとめてみたいと思う。

2. 基本的な仮定

MHD 発電機を想定しての非平衡電気伝導の研究においては、ほとんど常に次のような状態を仮定している。

- 1° 気体は自由電子と、その他のより重い粒子(正イオンと中性原子)との2群から成る。
- 2° 自由電子の速度は平均移動速度 v_d を中心に温度 T_e の Maxwell 分布をしている。いかえれば自由電子群内部では熱平衡が成り立っている(なお v_d は通常無視される)。
- 3° 重い粒子群も全体として温度 T_0 で熱平衡にある(この T_0 も $1,500^\circ\text{K}$ とか $2,000^\circ\text{K}$ とかいう程度のかかなり高い温度であり、圧力は1気圧の上下一けた程度の範囲である)。
- 4° 外から電子群にエネルギーが与えられる。したがって T_e は T_0 より高い。このエネルギーは電子から重い粒子へまたは直接外界に与えられ、電子のエネルギーの供給と消費のつり合いによって T_e が決まる。

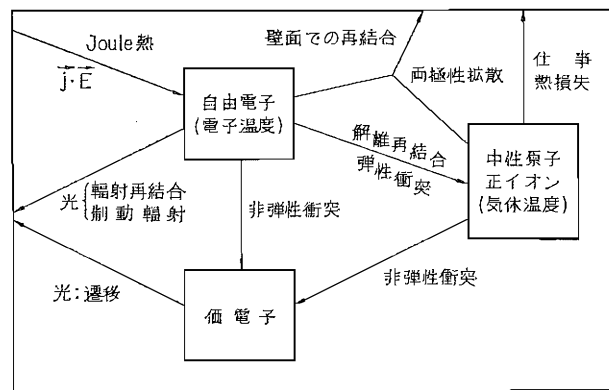
電子同志、重い粒子同志のように質量が同じ程度の粒子の衝突では、エネルギーの交換が容易であるのに対し、電子と重い粒子との衝突では交換されるエネルギーは、両者の質量の比すなわち数千分の一になる。これが 2°、3° と 4° とが互いに矛盾しないので成り立つ理由である。ゆえに自由電子同志の衝突に比べて無視できない頻度で、電子が大きくエネルギーを失うような過程(たとえば非弾性衝突)またはその逆の過程が起こる場合、2° は成り立たない。電離度が低く、電子密度の小さい場合には実際そうであると推測されている[2]。

また原子内に束縛されている電子のうち、価電子は自由電子との衝突によって異なるエネルギー準位間を遷移し、エネルギーを交換する。一方価電子は輻射によっても遷移し、外界とエネルギーを交換する。もし後者の効果が前者の効果に比べて小さければ、価電子もまた自由電子と熱平衡にあるであろう。この状態では電離度は Saha の式において温度 T として電子温度 T_e を用いれば得られる。これは議論を非常に簡単にするので広く用いられる仮

定である。しかし後で論ずるように常に成り立つとは限らない仮定である。価電子以外の原子内電子は、直接他の電子や原子とエネルギーを交換することはほとんどないから、原子の一部と見なしてよい。

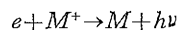
3. 再結合の過程

気体中の自由電子のエネルギーの収支を図示すると第1図のようになる。その中の電子とイオンの再結合の過程をまず考える*。再結合に当っては電離エネルギーと、電子の運動エネルギーの和から再結合後の励起状態のエネルギーを差し引いただけが余分となり、これがどんな形で取り去られるかによって種々の形式がある[3][4]。



外 界
第1図

- 1) ふく射再結合: 余分のエネルギーがふく射の形で取り去られるもの,

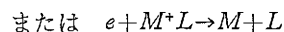
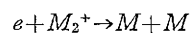


再結合係数 α は, n_e を電子密度として

$$dn_e/dt = -\alpha n_e^2$$

で定義されるが, この場合 $10^{-12}/V \text{ cm}^3/\text{s}$ とされる. ここに V は eV で測った電子の運動エネルギーである.

- 2) 解離再結合: 余分のエネルギーが分子状イオンの解離に使われるもの,



$\alpha \sim 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ とみられる. 実際には分子状イオンの生成速度が再結合の速さを制限することが多い. 実験的にも存在が確認され, 重要な過程の一つである.

3) 二つの電子を励起する再結合: 1個の自由電子が束縛状態に落ちる代りに2個の電子が同時に励起状態になる過程. $e + M^+ \rightarrow M$ (2電子が励起), $\alpha \sim 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ をこえないとみられている. 実験的には確認されていない.

- 4) 三体衝突による再結合: 余分のエネルギーが第三の粒子の運動エネルギーになるも

* 不活性気体等では負イオンはできない.

の、次の二つの場合がある。

イ) 原子が第三体である場合: $e+M^++M\rightarrow M+M$ または $e+M^++L\rightarrow M+L$, α は常温, 1 Torr の He について 10^{-11} cm³/s と計算されている. α はなお気体の密度に比例した T_g^{-2} に比例する.

ロ) 電子が第三体である場合: $e+M^++e\rightarrow M+e$, これは電子の衝突による電離の逆過程である. 第 1 図の非弾性衝突はこれと密接に関連している. この過程が注目されたのは比較的新しい[5][6]. 反応式からわかるように再結合の速さは n_e^3 に比例する. ゆえに電子密度が大きいときに重要になる. この過程では余分のエネルギーは第三体の電子に与えられるので自由電子群全体の運動エネルギーはかえって増加する. ゆえに再結合の進行につれて電子温度 T_e が上がり, 再結合ははばまれる[7][8]. このため再結合過程自身の速さの関係式とともに, 電子のエネルギーがたとえば弾性衝突で失われる過程を併せ考える必要が生ずる. 後者の方が再結合の速さを制限する場合には, 再結合の速さは n_e^2 に比例することもある[8]. 水素原子 H について 1) のふく射再結合を同時に考慮した詳しい計算が発表され[9], K , Ar 等についての近似計算[7]や, 実験的研究[10][11]も行なわれている. 再結合係数は電子温度 T_e が下ると急激に大きくなる. $T_e=2,000^\circ K$, $n_e=10^{14}$ cm⁻³ の水素 H の場合 $\alpha\sim 10^{-9}$ cm³/s 程度とされる.

5) 壁面での再結合: この速さは電子とイオンの壁への両極性拡散の速さで決まる. 低気圧のプラズマでは主要な損失となる. 不活性気体では両極性拡散係数は常温, 1 Torr で $10^2\sim 10^3$ cm²/s であり, さらに $T_g^{3/2}$ に比例し, 圧力に反比例する.

次にこれらの影響の大きさを見積ってみよう. 以下しばしば引用する代表的な状態として, 1 気圧, $T_g=2,000^\circ K$, $T_e=2,400^\circ K$, $n_e=10^{14}$ cm⁻³ を考えよう. この n_e は C_s を分圧 2 Torr だけ加えた状態に相当する.

ふく射再結合では, 代表的な再結合時間 τ は $\tau=1/\alpha n_e\sim 10^{-3}$ sec., これによる電子のエネルギー損失は 0.1 w/cm³ 程度をこえることはない

解離再結合では分子状イオンの量が問題になる. 上の温度と圧力での平衡状態で C_{s2}^+ は C_s^+ の 10^{-3} 倍以下であるから, $\tau=1/(\alpha n_e\times 10^{-3})\sim 10^{-4}$ sec. より大きく, 損失は 1 w/cm³ より小さい. 実際は C_{s2}^+ の生成速度が問題になり, C_{s2}^+ の密度は平衡よりずっと減少するはずで, 損失もずっと小さくなる.

二つの電子を励起する再結合はよく分っていないし, たとえばふく射再結合に比べて小さいから, 無視してさしつかえないであろう.

拡散と壁での再結合の影響は, 代表的な長さを R cm とすると $\tau=R^2/D\sim 10^{-1}R^2$ sec. となり他の過程に比べ問題にならない.

原子を第三体とする三体衝突再結合は, 気体が He の場合 $\tau\sim 10^{-3}$ sec., エネルギー損失 0.1 w/cm³ 程度となる. Ar 等では原子量が大きいため影響はもっと小さいはずである.

電子を第三体とする三体衝突再結合は, 今の条件では H または K の場合[8][9], $\alpha\sim 3\times 10^{-10}$ cm³/s であるから $\tau\sim 3\times 10^{-5}$ sec., 失われるエネルギーは 3 w/cm³ 程度となる. 全粒子数に対する自由電子数の割合は 3×10^{-5} であるが, すでに電子を第三体とする三体衝突が断然大きい影響を及ぼすことになる. ただ前に述べたようにこの種の再結合には自由電

子のエネルギーを吸収する何か他の機構が必要であり、常に上の数字そのままの速さで再結合が行なわれるわけではない。しかし定常状態のプラズマを考えると、この過程そのものの速さが大きい意味を持つ。なぜなら、この過程とその逆過程である電子衝突による電離とは、電子温度 T_e によって速さが決まるのに対し、上述の他の過程およびそれらの逆過程は気体温度 T_g または空間の（ふく射）温度によって速さが決まる。したがって電子衝突による過程が他の過程に比べて圧倒的であれば電離度は T_e によって決まり、その逆であれば電離度は T_g （またはその他）によって決まる。今の見積りで電子を第三体とする三体衝突再結合が支配的であるということは、電離度ないし電子密度 n_e が第一近似としては電子温度 T_e によって定まるということを意味し、きわめて重要である。もっとも以下に述べる励起原子からのふく射損失の影響も考える必要はあるが、

これらの再結合係数がかかなり大きいため、電子温度 T_e に相当するよりも高い電離度を得ようとする試みは、発電の場合実用的でないと考えられる[7]。たとえば放電のアフターグローでは、 $\tau \sim 3 \times 10^{-5}$ sec. の時間あるいは流速を 1,000 m/sec. として 3 cm の距離で著しい再結合が起こるか、または少なくとも n_e は T_e に対する平衡値に近づいてしまう。ゆえに非平衡電気伝導を実現するには電子温度 T_e を充分高くして必要な n_e を得るほかはない。自由電子群から直接間接にエネルギーを奪って T_e を下げる過程として第1図中の重い粒子群との弾性衝突、および非弾性衝突を経由するふく射損失または原子による衝突遷移がある。これに対し電子衝突による以外の再結合過程は、エネルギーも奪うが電子数をも減少させるので、 T_e を下げる効果よりもむしろ n_e を T_e に対する平衡値以下に下げる効果の方が重要になる。

4. 弾性衝突とふく射損失

自由電子と重い粒子との弾性衝突は、自由電子のエネルギー損失の機構の代表的なものとして扱われ、ときにはこれだけが考慮されることもある。自由電子の運動エネルギーの平均値を ϵ_e 、重い粒子のそれを ϵ_g とし、質量をそれぞれ m_e 、 m_g 、自由電子の密度を n_e 、1個当りの衝突周波数を ν_e とすると、弾性衝突によって電子が失なうエネルギーは単位体積、単位時間当り

$$W = \delta \cdot \frac{m_e}{m_g} n_e \nu_e (\epsilon_e - \epsilon_g)$$

と表わされる([2]その他)。 δ は損失の程度を表わす係数で滑らかな剛体球の衝突では 1.88 に、Maxwell の力（反撥力 \propto (距離) $^{-5}$ ）に従う衝突では 2 に等しい。分子気体では δ はずっと大きい、 A_r 等の単原子気体では 2 の程度と考えてよい。従来の実験では種々の損失を分離し得る段階に至っていないので、すべての損失は上記の δ に含ませてあるのが普通である。この場合 δ は 10 ないし 100 程度になる。しかし弾性衝突以外の損失をも含めた場合、上の式の形から分るように、同じ損失でも δ の値は m_g 、 ν_e ($\epsilon_e - \epsilon_g$) の値によって変わるから、そのようにして得た δ の値そのものはあまり意味があるとは思えない。

数種の気体やイオンが混在するとき、それぞれの粒子数の割合を x_k とすると δ の実効値は

$$\delta = (\sum_{\kappa} x_{\kappa} M_{\kappa}) (\sum_{\kappa} x_{\kappa} Q_{e\kappa} \delta_{\kappa} / M_{\kappa}) / (\sum_{\kappa} x_{\kappa} Q_{e\kappa})$$

となる[12]. ただし $Q_{e\kappa}$, δ_{κ} , M_{κ} は電子とそれぞれの粒子とに関する衝突断面積と δ および粒子の質量である. また m_g としては $m_g = \sum_{\kappa} x_{\kappa} M_{\kappa}$ を用いる. 気体の種類の組合わせによつては, δ の値をいろいろ変えることができる*.

3節で見積りに使った代表的状態で, 主気体を A_r とし $\delta=2$ とすると, 弾性衝突による電子のエネルギー損失は $W=0.4\sim 1$ w/cm³ となる. 3節の電子を第三体とする三体衝突再結合では電子は直接にエネルギーを失わないから, この W の値は大きい意味をもつ.

弾性衝突に対して非弾性衝突がある. 自由電子は原子中の価電子とエネルギーを交換し, 価電子は異なるエネルギー準位間を遷移する. とくに高い方の準位では準位間のエネルギー差が小さく, エネルギーの交換が容易で衝突確率が大きい. 特別な場合として価電子が束縛状態の最高準位以上に上げられれば電子衝突による電離となる. これらの確率は古典力学近似を用いて計算され[13], その逆過程として三体衝突再結合の速さも計算される. 束縛準位間の衝突遷移も三体衝突再結合の過程の重要な一部をなしている.

非弾性衝突で価電子に与えられたエネルギーはふく射ならびに原子による衝突遷移によって失われる(第1図). 3節の代表的な状態でふく射は弾性衝突と並ぶ主要な損失とされる. ふく射は連続ふく射と線ふく射がある. 前者の大部分は自由電子の再結合によつて生じ, 3節でも見積ったが, 後者に比べて小さいことが後の第1表で示される. 後者すなわち線ふく射は価電子の束縛準位間の遷移で生じ, 次のような問題がある.

1°. 一つの原子から出た線ふく射は他の原子によつて吸収され, 損失が減少する可能性がある. とくに基底状態への遷移で出る共鳴線で著しい. このためプラズマの寸法が大きいほど単位体積当りのふく射損失は減少する.

2°. ふく射を出す遷移で上の準位の価電子が減る分は, 非弾性衝突で下の準位の価電子を上げて補わなければならない. この際非弾性衝突による遷移がふく射を出す遷移に比べて充分頻繁でない, 各準位に対する価電子の分布は T_e に対応する平衡値からずれ, ふく射は減少する. とくに低い方の準位で著しい.

まず原子による再吸収については, [7]に見積られている. それによると共鳴線では再吸収が著しく, 連続ふく射ではほとんどなく, 非共鳴線では再吸収の影響は詳しく検討しないと分らない. 原子一個当りの吸収係数はそのスペクトル線の幅に反比例するが, 幅には自然幅, 衝突幅(圧力幅), Stark 幅, Doppler 幅などがある. これらを詳しく考慮して A_r+C_s のプラズマからのふく射損失を計算した結果が最近発表された[14]. その結果を第1表に転載する. 気体の成分と圧力, 温度 (T_0) は3節の代表的状態と同じである.

* 文献[7]に[12]の中の関係式を基礎にして δ を小さくするための気体の組合わせが論じてある. たとえば重い C_s^+ を 2%, 軽い H_a を 98% という組合わせで $\delta < 0.1$ の値が得られる. 損失 W は $\delta m_e/m_g$ に比例するから m_g を小さくして δ の値を小さくしても W の値を減らすことにはならない. しかるに[12]によると T_e の上昇は発電機内の流れの Mach 数が同じ場合, δ のみで決まる. これは矛盾のようであるが, 実は同じ Mach 数に対する流速は m_g が小さい方が大きく他の条件が同じ場合出力密度従つて電子の加熱に使われるジュール熱が m_g^{-1} に比例する結果である. 実際の場合にどんな作業気体を選ぶのが得策であるかは単に δ や W の値では定まらない. 種々の制約のもとでの総合的判断が必要である.

第1表 A_r+C_s のふく射損失 (w/cm^3)

M.A. Lutz[15]による. 気体は1気圧の A_r と $10^{16} cm^{-3}$ すなわち約 2 Torr の C_s より成り温度 $T_e=2,000^\circ K$. 互いに平行な2枚の無限に広い平面壁で囲まれているとし, 壁は冷たくふく射を吸収するのみで反射もふく射もしないとする. 原論文には壁の単位面積当りの入射エネルギーが与えられているが, ここではそれを気体の単位体積当りに換算して転載した.

壁の間隔		電子温度		
		2,000°K	2,500°K	3,000°K
1 cm	連続ふく射	0.0002	0.024	0.50
	線ふく射	0.34	2.0	11.2
	合計	0.34	2.0	11.7
10 cm	連続ふく射	0.0002	0.022	0.48
	線ふく射	0.11	0.72	4.2
	合計	0.11	0.74	4.6
100 cm	連続ふく射	0.0002	0.020	0.40
	線ふく射	0.036	0.24	1.62
	合計	0.036	0.26	2.02

この例で線ふく射の大部分は共鳴線である. 線ふく射について再吸収の影響で寸法が大きいくほどエネルギー損失が小さくなること, 連続ふく射は小さいことおよびその再吸収はほとんどないことなどがよく分る.

次にふく射遷移が価電子の分布に及ぼす効果を考える. 水素原子 H についての計算 [8]によると, $n_e=10^{14} cm^{-3}$ という前記の例で, 主量子数 $n=3$ から2への遷移で衝突遷移と自発的なふく射遷移とが同じ頻度になり, n が大きい方は衝突遷移, 小さい方ではふく射遷移が優勢になる. K その他についても衝突遷移確率の見積りがある[7]. ふく射遷移の影響は以上述べたように低い準位に著しく, [6]に図示されているように高い方の準位にある価電子の数は T_e に対応する平衡値に近く, 低い方はそれより少ない. さらにふく射損失が大きいと影響は高い方の準位に波及し, 電離度まで減少する. 非常に簡単化した模型についてこの効果を計算で求めた例[15]がある. その結果前に引用した C_s の密度 $10^{16} cm^{-3}$ で $T_e=1,740^\circ K$ では電離度は Saha の値の数分の1になるが, $T_e=2,320^\circ K$ ではほとんど差はない.

価電子からエネルギーを奪う過程として今一つ原子の衝突による遷移がある. しかし原子と電子との衝突は電子同志の衝突に比べて衝突断面積も, 交換されるエネルギーも共に小さい. 電子による衝突遷移も H における $n=3$ から2への遷移でふく射によるものと同じ程度であったが, 原子による衝突遷移は三体衝突再結合の速さから見ても, 電子による衝突遷移より少なくとも1~2けたは小さいと見られる. しかも衝突遷移の確率の大きい高い準位では価電子の数は急減し, ふく射遷移の確率の大きい低準位では数が多い. 大体1eVのエネルギー差ごとに1:10²の割合になる. これを考えると原子による衝突遷移は代表的な状態においてはふく射遷移および電子による衝突遷移に比べて小さいと考えてよさそう.

5. 代表的な非平衡状態の模型

以上述べたことを総合すると、3節で引用した例で代表されるような非平衡電気伝導の状態について2節の仮定 $1^\circ \sim 4^\circ$ の他に次のように仮定してよいであろう。

5° 価電子のうち低い方の少数の準位にあるものを除けば自由電子群と熱平衡にある。

6° 電離度および電子密度は少なくとも第一近似として Saha の平衡式に温度 T として電子温度 T_e を入れれば得られる。

7° 電子温度 T_e を決めるに当たってまず考えるべき主要な損失は、自由電子の重い粒子との弾性衝突による損失と、価電子の遷移によるふく射損失とである。そして電子を第三体とする三体衝突を除く他の再結合過程は電離度を Saha の平衡値より減少させる摂動として、また原子の衝突による価電子の遷移とともに、電子のエネルギー損失に対する付加項として考えることになる。

従来の研究の大部分は 7° までの仮定を前提としている。しかし3節以来の議論を振り返ってみれば分るようにこれらの仮定の成り立つ範囲はそれほど広くはない。電子密度、および全粒子数に対する自由電子数の割合が大きい側は安全であるが、小さい側はたとえば一けた程度減少するとかなり不安になってしまう。また気体温度 T_0 が下ると解離再結合および原子を第三体とする三体衝突再結合の速さは急増する。ゆえに T_0 がたとえば $1,000^\circ\text{K}$ とか $1,500^\circ\text{K}$ のように低く、しかも Joule 熱が小さくて T_e も低いときは、自由電子数の少ないことと相まって、これまで影響が小さいと考えていた過程が重要になってくる。種々の過程を考慮した詳しい計算が最近発表された[16]。それによると T_0 、 T_e が低い方では電子衝突による電離が他の過程による電離に比べて逆に少なくなるため、電離度は電子温度 T_e よりむしろ気体温度 T_0 での平衡値に近い。また電流密度の小さい領域で電場の強さが電流密度とは逆に増減する範囲が存在する由である。最近の実験結果[2]に同じ現象が見られるのは興味深い。ただ従来の実験はいずれも内部の気体温度はじめ諸量に著しい不均一があり、また実験上の困難もあって精度の点でも、測定し得る量の種類の点でも、必ずしも満足すべきものとは思われない。より一層広範でかつ精密な実験が待たれる。

最後に最近発表された異色ある研究を紹介したい[17]。原子炉を熱源とする MHD 発電機で、不活性気体を混合しないアルカリ金属蒸気そのものを作業気体として用いる可能性がある。この場合圧力がアルカリ金属蒸気としては相当高いので膨脹の際凝結して液滴を生ずる恐れがある。これが電子の密度ならびにエネルギー損失に与える影響を論じ、大きい滴は負に帯電して普通のイオンと大差なくふるまうが、 50 \AA 以下のものは電氣的に中性で著しい損失を与えると推論している。実験もあわせ行なって滴は 10 \AA 程度と推定している。

6. 結 論

非平衡 MHD 発電機で想定される状態のプラズマにおいて、電子密度 10^{14} cm^{-3} という代表的な例では、通常仮定される通り、電子と重い粒子とはそれぞれの温度で熱平衡にあり、電離度は Saha の式に電子温度を入れて得られる。また主要なエネルギー損失は弾性衝突と線ふく射とである。その他の諸過程は小さい摂動として扱ってよい。それらは電離度を Saha

の式で与えられるよりも減少させ、またエネルギー損失を増す。温度が低く、電子密度が小さいと上記の仮定は破れ、小さい摂動と考えた過程が逆に重要になる。この状態は発電機で想定される程度の温度、圧力でも電流密度が小さいときには起こる可能性がある。

講演の際言い残した点を補い、その後の文献も参照したため、話の進め方が講演の際とは多少異なっているかも知れないことをお断りしておきたい。

著者にこの講演をするよう勧められ、絶えず激励と指導を与えられた佐藤 浩教授および種々の援助を与えられた谷 一郎教授に心から感謝したい。また講演の際有益な助言を与えられた三村洋一教授、文献[15]を贈られた山西哲夫博士に感謝申し上げる。

参 考 文 献

- [1] Kerrebrock, J.L.: Conduction in Gases with Elevated Electron Temperature. *Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics*, p. 327. Columbia University Press, New York, 1962. or Daniel and Florence Guggenheim Jet Propulsion Center, California Institute of Technology, TN 4 (1960)
- [2] Kerrebrock, J.L.: Nonequilibrium Ionization Due to Electron Heating, *AIAA Jour.*, **2**, 1072~1087 (1964)
- [3] 電気学会放電専門委員会編: 放電ハンドブック, 第7章, 電気学会=オーム社, 昭和33年.
- [4] Loeb, L.B.: The Recombination of Ions, *Handbuch der Physik*, Bd. 21, Sec. 8, Springer-Verlag, Berlin, 1956.
- [5] D'Angelo, N.: Recombination of Ions and Electrons. *Phys. Rev.*, **121**, 505~507 (1961)
- [6] McWhirter, R. W. P.: Rates of Recombination in Hydrogenic Plasmas., *Nature* **190**, 902~903 (1961)
- [7] Byron, S., Bortz, P.I., and Russell, G.R.: Electron-Ion Reaction Rate Theory: Determination of the Properties of Non-Equilibrium Monatomic Plasmas in MHD Generators and Accelerators and in Shock Tubes. *Proceedings of the Fourth Symposium on the Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics*, 93~101, University of California Press, Berkeley, Calif., 1963
- [8] Byron, S., Stabler, R.C., and Bortz, P.I.: Electron-Ion Recombination by Collisional and Radiative Processes. *Phys. Rev. Letters*, **8**, 376~389 (1962)
- [9] Bates, D.R., Kingston, A.E., and McWhirter, R.W.P.: Recombination Between Electrons and Atomic Ions, I. Optically Thin Plasmas, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A 267**, 297~312(1962), and II. Optically Thick Plasmas, *ibid. A 270*, 155~167 (1962)
- [10] Hinnov, E., and Hirschberg, J.G.: Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas. *Phys. Rev.*, **125**, 795~801 (1962)
- [11] Robben, F., Kunkel, W.B., and Talbot, L.: Spectroscopic Study of Electron Recombination with Monatomic Ions in a Helium Plasma, *Phys. Rev.*, **132**, 2363~2371 (1963)
- [12] Hurwitz, H. Jr., Sutton, G.W., and Tamor, S.: Electron Heating in Magnetohydrodynamic Power Generators, *ARS Jour.*, **32**, 1237~1243 (1962)
- [13] Gryzinski, M.: Classical Theory of Electronic and Ionic Inelastic Collisions. *Phys. Rev.*, **115**,

374~383 (1959)

- [14] Lutz, M.A.: Radiant Energy Loss from a Cesium-Argon Plasma to an Infinite Plane Parallel Enclosure. AVCO Everett Reseach Lab., Res. Rept. 175 (1963)
- [15] Ben Daniel, D.J., and Tamor, S.: Theory of Nonthermal Ionization in Cesium Discharges, Phys. Fluids, **5**, 500~501 (1962) or Non-Equilibrium Ionization in Magneto hydrodynamic Generators, GE Report 62-RL- (2922E), (1962)
- [16] 平本立躬: MHD 発電機作動ガスの電場による非平衡電離, 第 7 回電磁流体力学シンポジウムで講演, この講演集*に掲載の予定, 1965
- [17] Kerrebrock, J.L.: Nonequilibrium Electric Conductivity of Two-Phase Metal Vapors. AIAA Jour., **3**, 36~363 (1965)

* [16] は下記にも発表されている.

Hiramoto, T.: Nonequilibrium Characteristics of the Working Plasmas for Magnetoplasma-dynamic (MPD) Generators, Jour. Phys. Soc. Japan, **20** 1061-1072 (1965)