

JAERI-M

6384

ビーム加熱における入射角度の効果

1976年1月

藤 沢 武 夫

日 本 原 子 力 研 究 所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

ビーム加熱における入射角度の効果

日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部

藤沢 武夫

(1976年1月9日受理)

プラズマ粒子の偏位 Maxwell 分布を仮定し、高速入射粒子がこれらの粒子と衝突するときのエネルギー伝達の割合を解析的に求めた。ついでエネルギー伝達の割合を数値的に計算し、入射角度に対する依存特性を調べた。さらに解析結果の応用例としてプラズマ粒子間のエネルギー伝達の割合を計算し、抵抗加熱との関連について考察した。

Energy Transfer Rate of a Charged Particle  
as a Function of Injection Angle

Takeo FUJISAWA

Division of Nuclear Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received January 9, 1976)

The energy transfer rate of a fast charged particle injected into a plasma is analyzed, assuming that a species of particles in the plasma has a shifted-Maxwellian distribution of velocity. Then, the transfer rate is numerically calculated to examine the dependence on the injection angle. Lastly, the expression of energy transfer rate is obtained between two species of plasma constituents on the assumption that both are shifted-Maxwellian, and its physical meaning is briefly discussed taking Ohmic heating into account.

目次なし

## 1 はじめに

プラズマを構成する二種類の荷電粒子群がそれぞれ Maxwell 分布するときのエネルギー伝達の割合は 1937 年 Landau [1] によって、また 1940 年 Spitzer [2] によって計算された。それ以来この式はプラズマ動特性を記述する最も基本的な関係式の一つとして多くの研究者によって利用されてきた。最近では高速ビームの二次加熱が注目を集めると共に、古典理論を拡張して量子化領域まで適用できるエネルギー伝達の割合が計算されている [3, 4]。しかしこれらの計算においてもプラズマ粒子の平均としてのドリフト効果は考慮されていない。トカマク型プラズマ発生装置においては、イオンおよび電子がそれぞれの方向にドリフトし電流を形成しているので、このドリフトの大きさが荷電粒子の Coulomb 衝突におけるエネルギー伝達の割合に影響することが考えられる。そこで外部から注入された粒子のように一定方向の速度ベクトルを持って運動する荷電粒子がある特定方向にドリフトするフィールド粒子群と衝突するときのエネルギー伝達について、ついで二種類のそれぞれドリフトする粒子群が衝突するときのエネルギー伝達について解析した結果を報告する。計算の基本式としては Butler および Buckingham [5] が示したエネルギー伝達の割合を用いる。途中の積分計算にいくつかの発散項が現われるが、うまい具合にこれらの発散項は相殺されるのでエネルギー伝達の割合をあらわす式が求められる。

## 2 ビーム粒子のエネルギー伝達

ある単一方向の速度ベクトルを持ったテスト粒がフィールド粒子との Coulomb 衝突で失うエネルギーの割合は次の式 [5] によって表わされる。

$$\begin{aligned} \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_w &= \iint dE_t \sigma |\mathbf{v}-\mathbf{w}| f(\mathbf{w}) d\Omega d\mathbf{w} \\ &= -\frac{4\pi}{m_f} \left( \frac{q_t q_f}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln A \iint \frac{(\mathbf{v}-\mathbf{w}) \cdot \{ (1+m_f/m_t)\mathbf{v} - (m_f/m_t)(\mathbf{v}-\mathbf{w}) \}}{|\mathbf{v}-\mathbf{w}|^3} \\ &\quad \times f(\mathbf{w}) d\mathbf{w} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで

- $dE$  : 実験室系において 1 回の衝突による粒子の運動エネルギーの変化分。
- $\sigma$  : 重心系における立体角  $d\Omega$  への散乱断面積。
- $\mathbf{v}$  : テスト粒子の速度ベクトル。
- $\mathbf{w}$  : フィールド粒子の速度ベクトル。
- $m$  : 粒子の質量。
- $q$  : 粒子の電荷。
- $\ln A$  : Coulomb 対数。

添字 t および f はそれぞれテスト粒子およびフィールド粒子を表わす。単位は MKS 有理系とする。f(w) はフィールド粒子の速度分布を表わす関数であって、つぎのように偏位 Maxwell 分布を仮定する。

$$f(\mathbf{w}) = \frac{n_f}{\pi^{3/2} w_{th}^3} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{w}-\langle\mathbf{w}\rangle)^2}{w_{th}^2}\right\} \quad (2)$$

ここで n は粒子密度を、添字 th は熱速度を意味する。⟨w⟩ はフィールド粒子群の平均ドリフト速度であって次の式で与えられる。

$$\langle\mathbf{w}\rangle = \frac{1}{n_f} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{w} f(\mathbf{w}) d\mathbf{w} \quad (3)$$

さて

$$\mathbf{v}_0 = \mathbf{v} - \langle\mathbf{w}\rangle, \quad (4a)$$

$$\mathbf{w}_0 = \mathbf{w} - \langle\mathbf{w}\rangle, \quad (4b)$$

とおくと (1) 式は次のように変形される。

$$\left(\frac{dE_f}{dt}\right)_w = A \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (1+a) \frac{v_0^2 - \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{w}_0 + \langle\mathbf{w}\rangle \cdot \mathbf{v}_0 - \langle\mathbf{w}\rangle \cdot \mathbf{w}_0}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|^3} - \frac{a}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|} \right\} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0, \quad (5)$$

ただし

$$A = -\frac{4\pi}{m_f} \left(\frac{q_t q_f}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \ell n A \frac{n_f}{\pi^{3/2} w_{th}^3}, \quad (6)$$

$$a = \frac{m_f}{m_t}.$$

(5) 式における角括弧の中の第 1 項に関する積分は

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_f}{dt}\right)_{w_1} &= A (1+a) v_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|^3} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0 \\ &= A (1+a) \frac{4\pi}{v_0} [v_0^2 Y_1 - v_0^3 Y_2] \end{aligned} \quad (7)$$

ここで

$$v_0 = |\mathbf{v}_0|, \quad w_0 = |\mathbf{w}_0|, \quad v_0^2 \equiv \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_0 = v_0^2,$$

$$Y_1 = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_0^{v_0 - |\delta|} \frac{w_0^2}{v_0^2 - w_0^2} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0, \quad (8)$$

$$Y_2 = \lim_{\delta \rightarrow 0} \int_0^{\infty} \frac{w_0}{v_0 + |\delta| \sqrt{v_0^2 - w_0^2}} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0 \quad (9)$$

と置く。以下同様に積分計算すると、

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{w_2} &= -A(1+a) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{w}_0}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|^3} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0 \\ &= A(1+a) \frac{4\pi}{v_0} \left[ -v_0^2 Y_1 + \int_0^{v_0} w_0^2 \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 + v_0^3 Y_2 \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{w_3} &= A(1+a) \langle \mathbf{w} \rangle \cdot \mathbf{v}_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|^3} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0 \\ &= A(1+a) |\langle \mathbf{w} \rangle| \cos \theta_0 \frac{4\pi}{v_0} [v_0 Y_1 - v_0^2 Y_2], \end{aligned} \quad (11)$$

ここで

$$\cos \theta_0 = \frac{\langle \mathbf{w} \rangle \cdot \mathbf{v}_0}{|\langle \mathbf{w} \rangle| v_0} \quad (12)$$

さらに

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{w_4} &= A(1+a) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \mathbf{w} \rangle \cdot \mathbf{w}_0}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|^3} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0 \\ &= A(1+a) |\langle \mathbf{w} \rangle| \cos \theta_0 \frac{4\pi}{v_0} \left[ -v_0 Y_1 + \frac{1}{v_0} \int_0^{v_0} w_0^2 \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 \right. \\ &\quad \left. + v_0^2 Y_2 \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

(5) 式における角括弧の中の5項目の積分は

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{w_5} &= -Aa \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|\mathbf{v}_0 - \mathbf{w}_0|} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) d\mathbf{w}_0 \\ &= -2\pi Aa w_{th}^2 \frac{1}{v_0} \int_0^{v_0} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0. \end{aligned} \quad (14)$$

上に示した積分において  $Y_1$  および  $Y_2$  の値は計算できないが、(7) 式と(10) 式および(11) 式と(13) 式をそれぞれ加えると、 $Y_1$  および  $Y_2$  の各項はそれぞれ相殺される。したがってエネルギー伝達の割合は計算できて、

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_w &= \sum_{i=1}^5 \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{w_i} \\ &= -\frac{8\pi}{m_f} \left(\frac{q_t q_f}{4\pi \epsilon_0}\right)^2 \ln A \frac{n_f}{w_{th}} \left[ F(v_0) - a \exp\left(-\frac{v_0^2}{w_{th}^2}\right) \right] \end{aligned}$$



$$+ (1+a) \frac{|\langle \mathbf{w} \rangle| \cos \theta_0}{v_0} F(v_0) \quad (15)$$

ここで

$$F(v_0) = \frac{1}{v_0} \int_0^{v_0} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 - \exp\left(-\frac{v_0^2}{w_{th}^2}\right) \quad (16)$$

(4a) 式の関係から

$$v_0 = (v^2 + |\langle \mathbf{w} \rangle|^2 - 2v |\langle \mathbf{w} \rangle| \cos \theta_I)^{1/2} \quad (17)$$

また  $\theta_0$  は (12) 式で与えられるように  $v_0$  と  $\langle \mathbf{w} \rangle$  とがつくる角であるから、これを  $\langle \mathbf{w} \rangle$  と  $v_0$  のつくる角、すなわちビームの入射角  $\theta_I$  で表現するには、第 1 図の関係を利用して、

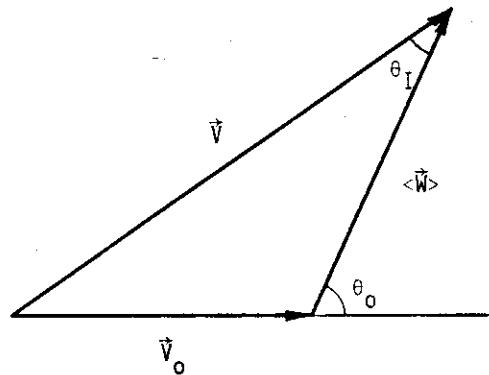


Fig. 1  
Illustration of the angles  $\theta_I$  and  $\theta_0$ .

$$\cos \theta_0 = \frac{v \cos \theta_I - |\langle \mathbf{w} \rangle|}{v_0} \quad (18)$$

つぎに (15) 式のエネルギー伝達の割合が入射角によってどのように変わるか具体的な数値例について調べてみる。入射ビームの速度がプラズマ・イオンの熱速度より大きく、電子の熱速度よりは小さい範囲にある例として、15 keV の重水素イオン・ビームがプラズマ中の重水素イオンおよび電子のフィールド粒子群とそれぞれ Coulomb 衝突するときのエネルギー伝達の割合を第 2 図および第 3 図に示す。フィールド粒子の種類によらず、ビーム・イオンのエネルギー伝達の割合はプラズマ電流の向きを基準に考えて順方向入射の方が大きい。すなわちプラズマ加熱には有利である。入射角度に依存する割合はドリフト速度の大きいほど、またプラズマのイオンより電子の方が著しいことがこれらの図から分る。直角方向から入射する場合は、 $|\langle \mathbf{w} \rangle| = 0$  の場合と同じ程度の加熱効果である。イオン・ビームの速度がさらに大きくなって、プラズマ電子の熱速度に近くなると事情は異なってくる。この場合プラズマ電子との間のエネルギー伝達の割合は入射角に余り依存しなくなる。さらにイオン・ビームの速度が大きくなると第 4 図に示すように、入射角依存性は第 3 図と対照的に逆の傾向を示す。すなわち逆方向入射の方がプラズマ加熱にとって有利となる。しかしこのような高速粒子のエネルギー



伝達においては量子化補正が必要になるものと考えられるので、解析の精度についてはさらに検討を要するであろう。

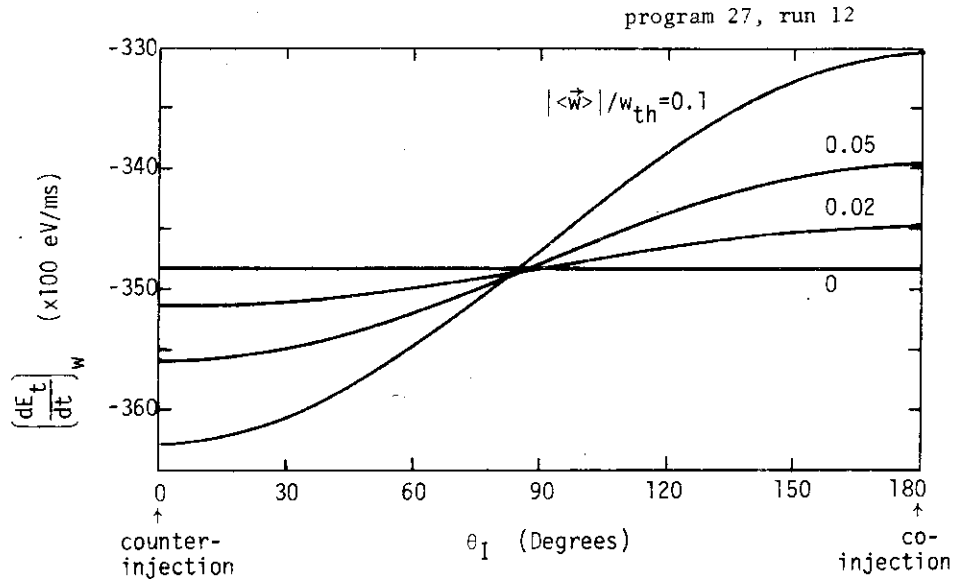


Fig. 4  
Energy transfer rate of a beam deuteron as a test particle to the bulk of electrons in a shifted-Maxwellian distribution where  $E_t=4$  MeV,  $v=1.958 \times 10^7$  m/s,  $kT_f=650$  eV,  $w_{th}=1.512 \times 10^7$  m/s and  $n_f=1.5 \times 10^{19}$  m $^{-3}$ .

### 3 プラズマ粒子間のエネルギー伝達

つぎに (15) 式の一つの応用として、プラズマ粒子間のエネルギー伝達の割合を求めてみる。フィールド粒子と同じくテスト粒子も平均として特定の方向にドリフトしている場合を考え、その速度分布関数は次の式で与えられるものと仮定する。

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n_t}{\pi^{3/2} v_{th}^3} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{v}-\langle\mathbf{v}\rangle)^2}{v_{th}^2}\right\} \quad (19)$$

衝突によるテスト粒子のエネルギー伝達の割合は (15) 式および (19) 式から

$$\begin{aligned} \frac{dE_t}{dt} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_w f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \\ &= B \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{v_0} \int_0^{v_0} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 - (1+a) \exp\left(-\frac{v_0^2}{w_{th}^2}\right) \right. \\ &\quad \left. + (1+a) \frac{v_0 \cdot \langle\mathbf{w}\rangle}{v_0^3} \left(\frac{2}{w_{th}^2}\right) \int_0^{v_0} w_0^2 \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 \right] \exp\left\{-\frac{(\mathbf{v}-\langle\mathbf{v}\rangle)^2}{v_{th}^2}\right\} d\mathbf{v} \end{aligned} \quad (20)$$

ここで

$$B = - \frac{8\sqrt{\pi}}{m_f} \left( \frac{q_t q_f}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln A \frac{n_f}{w_{th}} \frac{n_t}{\pi^{3/2} v_{th}^3} \quad (21)$$

さて (20) 式における角括弧の中の第 1 項の積分は

$$\begin{aligned} \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_1 &= B \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{v_0} \int_0^{v_0} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 \right] \exp\left\{-\frac{(\mathbf{v}-\langle\mathbf{v}\rangle)^2}{v_{th}^2}\right\} d\mathbf{v} \\ &= B \pi^{3/2} v_{th}^3 w_{th} \int_0^{x_1} \exp(-u^2 x^2) dx \end{aligned} \quad (22)$$

ここで

$$x_1 = \frac{1}{(v_{th}^2 + w_{th}^2)^{1/2}}, \quad (23)$$

$$x = \frac{p}{(p^2 v_{th}^2 + w_{th}^2)^{1/2}}, \quad (24)$$

$$p = w_0 / v_0, \quad (25)$$

$$u = \langle\mathbf{w}\rangle - \langle\mathbf{v}\rangle, \quad (26)$$

$$u = |u|. \quad (27)$$

第 2 項および第 3 項の積分はそれぞれ

$$\begin{aligned} \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_2 &= -B(1+a) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{v_0^2}{w_{th}^2}\right) \exp\left\{-\frac{(\mathbf{v}-\langle\mathbf{v}\rangle)^2}{v_{th}^2}\right\} d\mathbf{v} \\ &= -B(1+a) \pi^{3/2} v_{th}^3 w_{th}^3 x_1^3 \exp(-u^2 x_1^2) \end{aligned} \quad (28)$$

および

$$\begin{aligned} \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_3 &= B(1+a) \left( \frac{2}{w_{th}^2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{v} \cdot \langle\mathbf{w}\rangle}{v_0^3} \int_0^{v_0} \frac{v_0}{w_0^2} \exp\left(-\frac{w_0^2}{w_{th}^2}\right) dw_0 \exp\left\{-\frac{(\mathbf{v}-\langle\mathbf{v}\rangle)^2}{v_{th}^2}\right\} d\mathbf{v} \\ &= -B(1+a) \pi^{3/2} v_{th}^3 w_{th} \frac{\mathbf{v} \cdot \langle\mathbf{w}\rangle}{u^2} \left[ \int_0^{x_1} \exp(-u^2 x^2) dx - x_1 \exp(-u^2 x_1^2) \right] \end{aligned} \quad (29)$$

したがってテスト粒子およびフィールド粒子が共に Maxwell 分布をし、かつそれぞれが平均のドリフト速度を有するとき、エネルギー伝達の割合は

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{dE_t}{dt}\right) &= \sum_{i=1}^3 \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_i \\
 &= B\pi^{3/2} v_{th}^3 w_{th} \left[ \int_0^{x_1} \exp(-u^2 x^2) dx - (1+a)w_{th}^2 x_1^3 \exp(-u^2 x_1^2) \right. \\
 &\quad \left. - (1+a) \frac{\langle \mathbf{w} \rangle \cdot \mathbf{u}}{u^2} \left\{ \int_0^{x_1} \exp(-u^2 x^2) dx - x_1 \exp(-u^2 x_1^2) \right\} \right] \\
 &= \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{th} + \left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{vw} \tag{30}
 \end{aligned}$$

ここで

$$\left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{th} = \frac{3\mu}{m_f} \nu_{tf} n_t (kT_f - kT_t) \exp(-\alpha^2) , \tag{31}$$

$$\left(\frac{dE_t}{dt}\right)_{vw} = \frac{\mu}{m_f} \nu_{tf} n_t (m_f \langle \mathbf{w} \rangle + m_t \langle \mathbf{v} \rangle) \cdot (\langle \mathbf{w} \rangle - \langle \mathbf{v} \rangle) X_2 , \tag{32}$$

$$\mu = \frac{m_t m_f}{m_t + m_f} , \tag{33}$$

$$\nu_{tf} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3\mu m_t} \left(\frac{q_t q_f}{4\pi \epsilon_0}\right)^2 n_f \frac{\ln \Lambda}{\left(\frac{kT_t}{m_t} + \frac{kT_f}{m_f}\right)^{3/2}} , \tag{34}$$

$$\alpha = u x_1 = \frac{|\langle \mathbf{w} \rangle - \langle \mathbf{v} \rangle|}{(w_{th}^2 + v_{th}^2)^{1/2}} , \tag{35}$$

$$\begin{aligned}
 X_2 &= \frac{3}{2\alpha^2} \left\{ \frac{1}{\alpha} \int_0^\alpha \exp(-s^2) ds - \exp(-\alpha^2) \right\} \\
 &= 1 - \frac{3}{5} \cdot \frac{\alpha^2}{1/} + \frac{3}{7} \cdot \frac{\alpha^4}{2/} \dots \dots \tag{36}
 \end{aligned}$$

通常、トカマク型プラズマ発生装置では  $\alpha \ll 1$  であるから (31)式における最後の項は  $\exp(-\alpha^2) \cong 1$  である。そうすると  $(dE_t/dt)_{th}$  は Spitzer が示したエネルギー緩和の式に一致し、プラズマ粒子のドリフト速度には殆んど依存しない。したがってエネルギー伝達の割合がドリフト速度に依存する度合は主として  $(dE_t/dt)_{vw}$  の項によって表わされることが分る。つぎにこのドリフト依存項の物理的役割を理解するために、抵抗加熱の効果をも考慮したプラズマ粒子のエネルギー収支について調べてみる。テスト粒子およびフィールド粒子の抵抗加熱はそれぞれ次の式によって与えられる。

$$P_{Rt} = m_t \nu_{tf} n_t \langle \mathbf{v} \rangle \cdot (\langle \mathbf{v} \rangle - \langle \mathbf{w} \rangle) X_2 , \tag{37}$$

$$P_{Rf} = m_f \nu_{ft} n_f \langle \mathbf{w} \rangle \cdot (\langle \mathbf{w} \rangle - \langle \mathbf{v} \rangle) X_2 . \tag{38}$$

したがってプラズマ全体の抵抗加熱の割合は

$$\begin{aligned} P_{Rt} + P_{Rf} &= m_t \nu_{tf} n_t \langle \mathbf{v} \rangle \cdot (\langle \mathbf{v} \rangle - \langle \mathbf{w} \rangle) X_2 + m_f \nu_{ft} n_f \langle \mathbf{w} \rangle \cdot (\langle \mathbf{w} \rangle - \langle \mathbf{v} \rangle) X_2 \\ &= m_t \nu_{tf} n_t (\langle \mathbf{v} \rangle - \langle \mathbf{w} \rangle)^2 X_2 \end{aligned} \quad (39)$$

ただし

$$m_t \nu_{tf} n_t = m_f \nu_{ft} n_f \quad (40)$$

の関係を用いている。プラズマの抵抗および電流はそれぞれ

$$\eta = \frac{m_t \nu_{tf}}{n_t q_t^2} X_2 \quad (41)$$

および

$$\begin{aligned} \mathbf{\dot{e}} &= n_t q_t \langle \mathbf{v} \rangle + n_f q_f \langle \mathbf{w} \rangle \\ &= n_t q_t (\langle \mathbf{v} \rangle - \langle \mathbf{w} \rangle) \end{aligned} \quad (42)$$

である。ただしプラズマの電気的中性を仮定している。(41)式および(42)式を(39)式に代入すると

$$P_{Rt} + P_{Rf} = \eta \mathbf{\dot{e}}^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{\dot{e}} \quad (43)$$

ここで $\mathbf{E}$ はプラズマにかかる電界とする。さて(37)式の抵抗加熱 $P_{Rt}$ を(30)式に加えると

$$\begin{aligned} \frac{dE_t}{dt} &= \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{th} + \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{vw} + P_{Rt} \\ &= \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{th} + \mu \nu_{tf} n_t (\langle \mathbf{w} \rangle - \langle \mathbf{v} \rangle)^2 X_2 \end{aligned} \quad (44)$$

を得る。(44)式はBurgers[6]やSalat[7]等がFokker Plank方程式から求めた式と一致する。(39)式および(43)式の間係を使うと(44)式は次のように書き直せる。

$$\frac{dE_t}{dt} = \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{th} + \frac{m_f}{m_t + m_f} \mathbf{E} \cdot \mathbf{\dot{e}} \quad (45)$$

同様にフィールド粒子についても

$$\begin{aligned} \frac{dE_f}{dt} &= - \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{th} - \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{vw} + P_{Rf} \\ &= - \left( \frac{dE_t}{dt} \right)_{th} + \frac{m_t}{m_t + m_f} \mathbf{E} \cdot \mathbf{\dot{e}} \end{aligned} \quad (46)$$

いまプラズマのイオンをテスト粒子、電子をフィールド粒子とすれば、 $m_i \gg m_e$ であるから

$$\frac{dE_i}{dt} \approx \left( \frac{dE_i}{dt} \right)_{th} \quad (47)$$

および

$$\frac{dE_e}{dt} \simeq - \left( \frac{dE_i}{dt} \right)_{th} + \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{e}} \quad (48)$$

となる。したがって (44) 式および (47) 式の関係から

$$\left( \frac{dE_i}{dt} \right)_{vw} \simeq - P_{Ri} \quad (49)$$

である。すなわちプラズマ・イオンが抵抗加熱によって得るエネルギーはドリフト依存項が表わすイオンから電子へ伝達されるエネルギーによってほぼ相殺されてしまう。これがイオンを直接抵抗加熱することの困難な数学的理由である。他方電子について考えると、電子の抵抗加熱分に加えるにイオンから伝達されるドリフト依存項のエネルギー成分が有効に作用することになり、プラズマ全体に与えられた抵抗加熱のエネルギーは専ら電子の加熱のために使われることになる。そしてイオンは電子温度の上昇によって始めて加熱される。第5図および第6図にそれぞれ  $\langle \mathbf{v} \rangle = -\sqrt{m_i/m_e} \cdot \langle \mathbf{w} \rangle$  および  $\langle \mathbf{v} \rangle = -\langle \mathbf{w} \rangle$  を仮定したとき、 $(dE_i/dt)_{th}$  および  $(dE_i/dt)_{vw}$  の大きさの比較を示す。

#### 4 お び

プラズマに注入された高速イオン・ビームの加熱効果は入射角度に依存し、その度合はプラズマ粒子のドリフト速度が大きいほど著しく、特にプラズマ・イオンより電子に対して著しい。そして通常の実験条件ではビーム加熱は逆方向入射より順方向入射が効果的である。直角入射における加熱効果はプラズマ粒子のドリフトがない場合とほぼ同じ程度で、順方向入射と逆方向入射との平均値に近い。入射ビーム・イオンの速度がプラズマ電子の熱速度より大きくなると加熱効果の入射角度依存特性は異なってくる。この報告書で示した結論はプラズマ粒子速度の偏位 Maxwell 分布を仮定した計算に基づくものであって、高速中性粒子入射によるトカマク・プラズマの二次加熱の如き場合は Fokker-Plank の方程式を解いて、ビーム・イオンの減速過程を明らかにしなければならない。しかしビーム電流が比較的小さい場合は偏位 Maxwell 分布の近似が成り立つものと思われる。ここで示した結果を Fokker-Plank 方程式の計算結果や実験結果と比較することは今後の問題である。

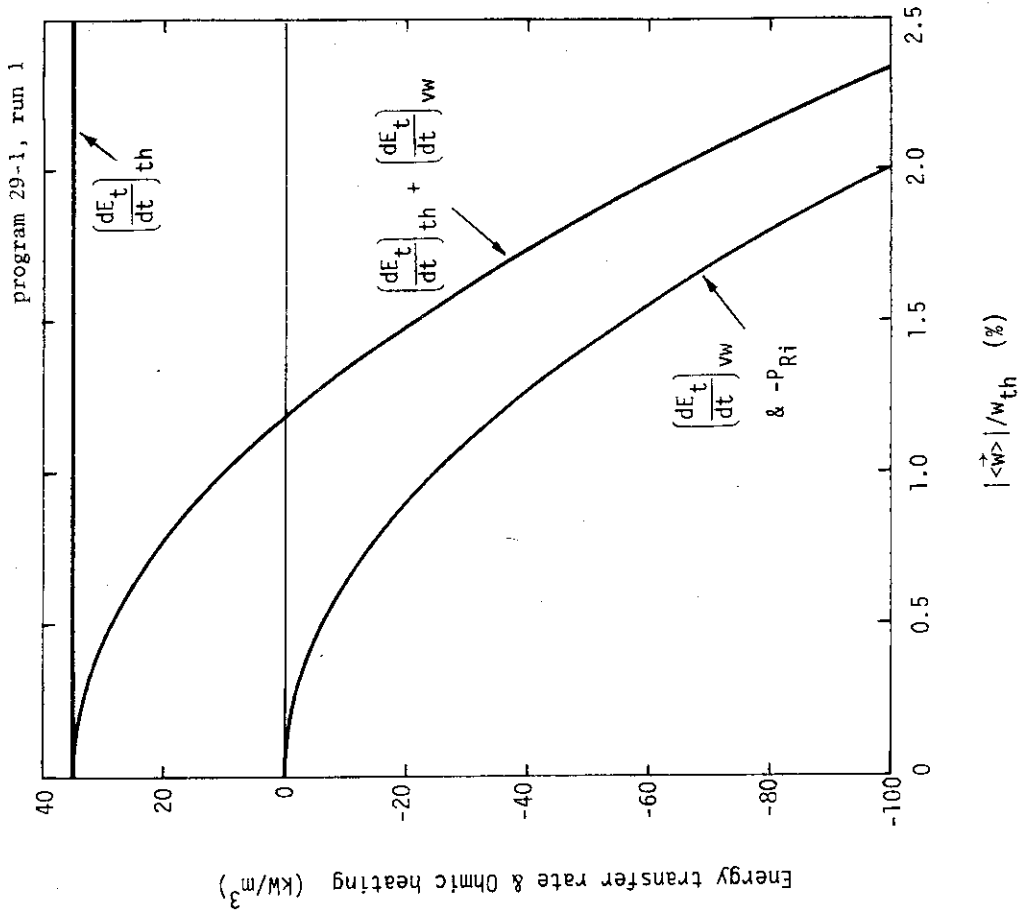


Fig. 6  
 Energy transfer rate of deuterons as test particles to electrons as field particles, each in a shifted-Maxwellian velocity distribution on the assumption that  $\langle \vec{v} \rangle = -\langle \vec{w} \rangle$  where  $kT_t = 200\text{eV}$ ,  $v_{th} = 1.385 \times 10^5 \text{m/s}$ ,  $kT_f = 650\text{eV}$ ,  $w_{th} = 1.512 \times 10^7 \text{m/s}$  and  $n_t = n_f = 1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .

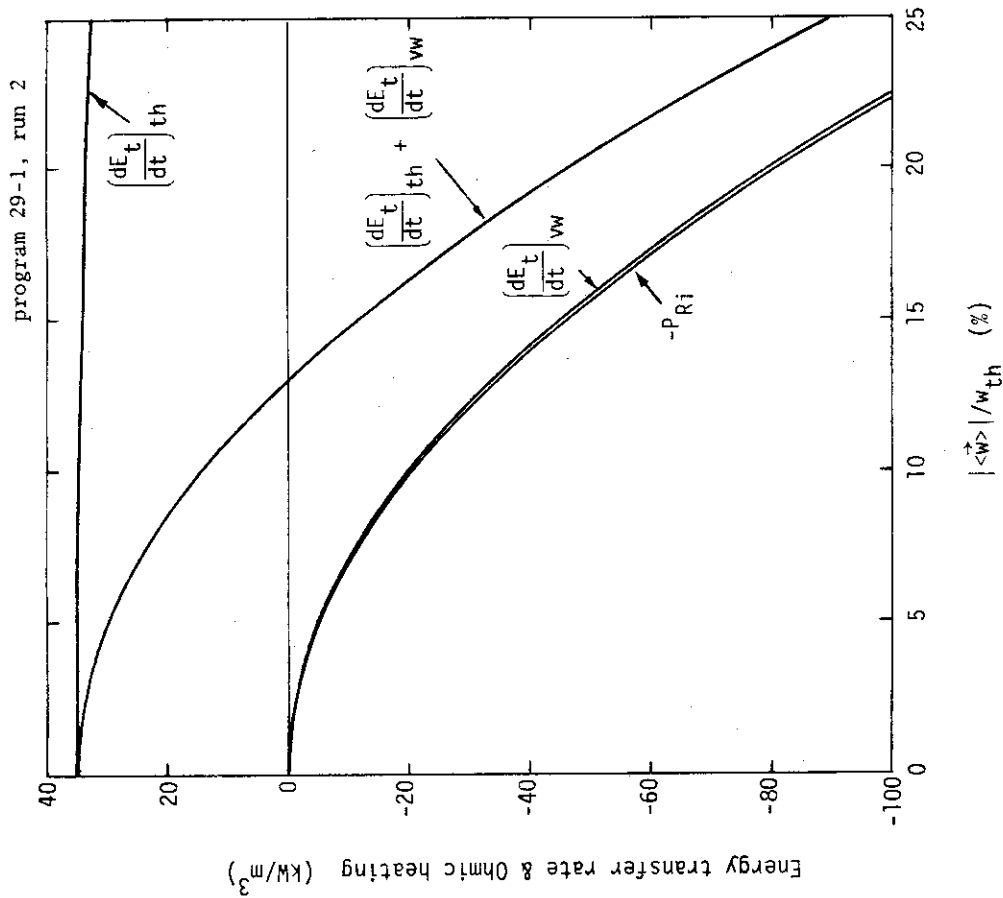


Fig. 5  
 Energy transfer rate of deuterons as test particles to electrons as field particles, each in a shifted-Maxwellian velocity distribution on the assumption that  $\langle \vec{v} \rangle = -\sqrt{m_f/m_t} \langle \vec{w} \rangle$  where  $kT_t = 200\text{eV}$ ,  $v_{th} = 1.385 \times 10^5 \text{m/s}$ ,  $kT_f = 650\text{eV}$ ,  $w_{th} = 1.512 \times 10^7 \text{m/s}$  and  $n_t = n_f = 1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ .



## 参考文献

- [1] LANDAU, L. , ZhETF (JETP), 7 (1937) 203.
- [2] SPITZER, L. , Jr. , Monthly Notices , Roy. Astron. Soc. (London), 100 (1940) 396 ; Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers (1962) 120.
- [3] SIGMAR, D. J. , JOYCE, G. , Nuclear Fusion 11 (1971) 447.
- [4] KAMMASH, T. , GALBRAITH, D. L. , Nuclear Fusion 13 (1973) 133.
- [5] BUTLER, S. T. , BUCKINGHAM, M. J. , Physical Review 126 (1962) 1.
- [6] BURGERS, J. M. , Flow Equations for Composite Gases, Academic Press (1969) 108.
- [7] SALAT, A. , Plasma Physics 17 (1975) 589.