講座

相対論的プラズマ物理学

5 . 相対論的電子・陽電子プラズマ

中 島 健 —^{1,2)}, COWAN Thomas E.¹⁾

(¹⁾General Atomics, ²⁾大阪大学レーザー核融合研究センター)

Relativistic Electron-Positron Pair Plasmas

NAKASHIMA Ken'ichi^{1,2)} and COWAN Thomas E.¹⁾

¹⁾General Atomics, P. O. Box 856808, San Diego, California 92186-5608, USA

²⁾Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita 565-0871, Japan

(Received 25 February 2002)

Abstract

Electron-positron plasmas are believed to exist around the center of galaxy and compact stars. This relativistic electron-positron pair plasma has special features different from normal plasmas. The equilibrium conditions are given to solve the rate equation for pair creations and pair annihilation. The limit of temperature exists around 15 MeV under the condition that electron-positron plasma stays in equilibrium. In addition to the astrophysical plasmas, the dense electron-positron plasmas are produced by ultra-intense lasers in a laboratory. The studies of the relativistic electron-positron plasmas become important subjects in both astrophysics and laboratory plasma physics.

Keywords:

pair creation, pair annihilation, relativistic plasma, ultra-intense laser

5.1 序論

相対論的電子・陽電子プラズマとはイオン、電子、陽電子、光子からなるプラズマで、状態の変化に伴って内部では電子・陽電子対生成や対消滅が生じている。通常のプラズマにおいても、温度が上昇すれば原子は電子を放出し、温度が下がれば電子を吸収する。電子・陽電子対生成を真空からの電子の励起であると見なすならば、原理はまったく同じである。しかし、相対論的プラズマが普通のプラズマと大きく異なる点は、無限に多くの電子を励起できる点である。通常のプラズマでは、イオンが完全電離状態になれば励起が終わるのに対して、真空中には無限に多くの電子が埋め込まれており、エネルギーさえ与えれば無限に多くの電子を真空中から励起する

author's e-mail: nakash@gat.com

ことが可能である。

電子の静止質量 m は 0.511 MeV である。対生成を生じするためには最低でも 1.02 MeV のエネルギーが必要となる。プラズマの温度 T が 100 keV 程度になると高エネルギー側の電子が対生成に関与しはじめる。温度が 1 MeV 程になると対生成の効果が支配的になるとともに、高エネルギー側の電子は制動放射によって大きくエネルギーを失い始める。 $kT > 3.5 mc^2$ ではクーロン散乱による緩和時間に比べて、制動放射による損失時間の方が短くなるためマクスウェル分布を維持することができなくなり、熱力学的平衡状態は実現されない[1]。しかし、電子・陽電子プラズマの平衡状態を維持するためには、熱力学的平衡である必要はなく、数ある対生成過程と対消滅

過程がつり合えばよい。

5 2節では、まず電子・陽電子からなるプラズマ中で生じているすべての物理過程について詳細つり合いが成り立っていると仮定し、熱力学的平衡状態にある電子・陽電子プラズマの性質を見ていく。5 3節では相対論的電子・陽電子プラズマ中で生じる量子電磁相互作用についてまとめている。そして5 4節では、対生成率と対消滅率のバランスを考えて、静的な電子・陽電子プラズマがどのような条件で実現されるかについて考察する。そして最後に、超高強度レーザーを用いることによって、電子・陽電子からなる相対論的なプラズマを実験室で作出す試みについて述べることにする。

5 2 電子・陽電子プラズマの熱力学的平衡

電子、陽電子、光子から成る相対論的な温度 ($kT > mc^2$) を持つプラズマを考える。熱力学的平衡状態においてはある物理過程とその逆過程がつり合った状態にある。例えば、電子と陽電子の対消滅過程の逆過程は、光子同士又は光子と他の粒子の衝突による対生成過程である。

$$e^+ + e^- \rightleftharpoons n\gamma, \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (1)$$

この相互作用を化学反応と見た場合、光子の化学ポテンシャルはゼロなので、電子の化学ポテンシャルを μ_- 、陽電子の化学ポテンシャルを μ_+ とすれば $\mu_- + \mu_+ = 0$ が成り立つ。電荷が違うのみで同じ状態にある電子と陽電子の化学ポテンシャルは等しい ($\mu_- = \mu_+$) ので、 $\mu_- = \mu_+ = 0$ であることがわかる。

電子、陽電子はフェルミ統計に従うので電子、陽電子の平衡状態における密度 n_- 、 n_+ は次のように表される [2]。

$$n_- = n_+ = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{p^2}{\exp(E/kT) + 1} dp \quad (2)$$

ここで p は電子 (陽電子) の運動量、 $E = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2}$ は電子 (陽電子) の全エネルギー、 k はボルツマン定数、 T はプラズマの温度である。十分温度が高い場合 ($kT \gg mc^2$) には、 $E \sim pc$ なので電子 (陽電子) 密度は次のように書き直せる。

$$n_- = n_+ = \frac{3\eta(3)}{2\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 \quad (3)$$

ここで $\eta(n) = \int_0^\infty x^n / [\exp(x) + 1] dx = 2^{-1} (2^n - 1) (n + 1) \zeta(n + 1)$ 、 (n) 、 $\zeta(n)$ はそれぞれガンマ関数、リー

マン・ゼータ関数、 $\zeta(3) \simeq 1.20$ である。電子・陽電子密度は温度の3乗に比例することがわかる。ここで温度を $kT \simeq mc^2$ としてみると、電子・陽電子対の密度は、

$$n_- = n_+ \simeq 0.183 \lambda_c^{-3} \quad (4)$$

となる。ここで、 $\lambda_c = \hbar c / 2\pi$ 、 λ_c は電子のコンプトン波長である。ボーア半径を r_B とすれば、原子密度は $r_B^{-3} = \lambda_c^{-3} \alpha^{-3}$ 程なので熱力学的平衡状態にある電子・陽電子密度は原子密度の 10^6 倍以上にもなる。ここで α は微細構造定数で、約 $1/137$ である。

また、エネルギー密度は分布関数にエネルギー $E = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2}$ をかけて積分すればよい。 $kT \gg mc^2$ において $E \sim pc$ と近似すればエネルギー密度は次のように表される。

$$\epsilon_- = \epsilon_+ = \frac{1}{\pi^2 \hbar^2} \int_0^\infty \frac{E}{\exp(E/kT) + 1} p^2 dp \simeq \frac{7}{2c} \sigma T^4 \quad (5)$$

ここで $\sigma = \pi^2 k^4 / (60 \hbar^3 c^2)$ はステファン・ボルツマン定数である。この値 $\epsilon_\pm$ は黒体放射のエネルギー密度のちょうど $7/8$ 倍である。

現実的には、電子・陽電子プラズマ中では制動放射やシンクロトロン放射によるエネルギーの損失が大きく、また放出された光子を閉じ込めておくことも難しいため熱力学的平衡状態にあるとは考えにくい。電子・陽電子プラズマが存在すると考えられている銀河中心部やコンパクト星の周りでは、熱力学的平衡ではなく、様々な過程から成る陽電子の生成率と消滅率がうまくバランスをとっているものと考えられている。5 4節においてそれらを考察することにする。

5 3 相対論的プラズマ中での量子電磁過程

相対論的プラズマの平衡状態を考える前に、このプラズマ中で生じている物理現象についてまとめておくことにする。各量子電磁相互作用の断面積は微細構造定数 α を微小量として摂動展開して求められる。ここで考えるようなエネルギー領域、数 MeV から数十 MeV、においては α^4 程度まで考えれば十分である。この範囲において起こり得る主要な過程とその断面積について Table 1 にまとめておいた。

対生成過程は主に次の3つが考えられる。それぞれ断面積は α の2次、3次、4次に対応している。

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad \dots \quad \alpha^2$$

Breit-Wheeler 過程

Table 1 Important low order quantum electro-dynamical processes. The cross sections are for the ultra-relativistic limit. In addition to these processes, some leptonic processes exist. These cross sections are given in the references [2,4,6].

Pair creation	$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$
$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi}{2} \lambda_C^2 \alpha^2 \left(\ln \frac{2E}{mc^2} - 1 \right)$	
Pair creation	$\gamma + Z \rightarrow e^- + e^+ + Z$
$\sigma_{\gamma Z} = \frac{28}{9} Z^2 \lambda_C^2 \alpha^3 \left(\ln \frac{2\omega}{mc^2} - \frac{109}{42} \right)$	
Pair creation	$e + Z \rightarrow e^- + e^+ + e + Z$
$\sigma_{eZ} = \frac{28}{27\pi} Z^2 \lambda_C^2 \alpha^4 \ln^3 \left(\frac{E}{mc^2} \right)$	
Pair Annihilation	$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$
$\sigma_{e^+e^-} = \frac{\pi}{mc^2 E} \alpha^2 \left(\ln \frac{2E}{mc^2} \right)$	
Compton scattering	$\gamma + e \rightarrow \gamma + e$
$\sigma_C = \pi \lambda_C^2 \alpha^2 \frac{mc^2}{\omega} \left(\ln \frac{2\omega}{mc^2} \right)$	
Bremsstrahlung	$e + Z \rightarrow \gamma + e + Z$
$\sigma_{\text{brems}} = 4Z^2 \lambda_C^2 \alpha^3 \left(\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right)$	

$$\bullet \gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z \quad \dots \quad \alpha^3$$

Bethe-Heitler 過程

$$\bullet e^- + Z \rightarrow e^+ + 2e^- + Z \quad \dots \quad \alpha^4$$

Trident 過程

これらの断面積は Fig. 1 に示してある。原子核 Z を電子 e^- または陽電子 e^+ に置き換えた反応も存在する。どの反応が支配的であるかはそのプラズマ中の電子、陽電子、光子の密度に依存するので、必ずしも断面積の大きな過程が常に支配的であるとは限らない。また、放射対生成 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ は、 α^3 の過程であるが、これは Briet-Wheeler と同種の過程であり、断面積も小さいので今は考慮する必要はない。

次に光子生成過程について述べる。 α^3 以下の過程は次のものである。

$$\bullet e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma \quad \dots \quad \alpha^2$$

2 光子対消滅

$$\bullet e^- + e^+ \rightarrow 3\gamma \quad \dots \quad \alpha^3$$

3 光子消滅

$$\bullet e^- + Z \rightarrow \gamma + e^- + Z \quad \dots \quad \alpha^3$$

制動放射

これらに加えて、制動放射において原子核 Z を電子

Fig. 1 Example of positron production in intense laser-plasma experiment. Laser intensity was 10^{20} W/cm² and target was 125 micron gold foil. Histogram shows expected yield of Bethe-Heitler positrons based on measured electron distribution.

e^- , 陽電子 e^+ に置き換えた過程も存在する。対消滅の断面積はエネルギーの増加とともに減少するのに対して、制動放射断面積は対数関数的に増加していく。相対論的領域では電子のエネルギー損失はほとんど制動放射によると考えてよい。プラズマ中に磁場が存在する場合にはシンクロトロン放射も重要となる。3 光子消滅は α^3 ではあるが詳細な計算によると、2 光子消滅と比較して370分の1の断面積なので無視してよい[3]。

次に、散乱について考察する。散乱には次のようなものがある。

$$\bullet \gamma + e^- \rightarrow \gamma e^- \quad \dots \quad \alpha^2$$

Compton 散乱

$$\bullet e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+ \quad \dots \quad \alpha^2$$

Bhabha 散乱

$$\bullet e^\pm + e^\pm \rightarrow e^\pm + e^\pm \quad \dots \quad \alpha^2$$

Møller 散乱

コンプトン散乱は光子と電子の相互作用なのでエネルギー損失はプラズマ中の電子密度に比例する。つまり、プラズマを構成する原子の原子番号 Z に比例する。一方で、電子・陽電子対生成は原子番号の2乗 Z^2 に比例するので、 Z の大きなプラズマ中ではコンプトン散乱によるエネルギー損失は相対的に小さくなる。また、断面積もコンプトン散乱断面積はエネルギーとともに減少するのに対して、対生成断面積は対数的に増大するためやはり高エネルギー側では対生成が支配的となる。

電子・電子散乱と電子・陽電子散乱は古典力学的には

区別されないが、量子力学的には電子・電子散乱は同種粒子であるため波動関数の干渉の効果が加わる．非相対論的極限において Bhabha 散乱はラザフォード散乱に一致するが、Møller 散乱は次のように干渉項が加わる[4]．

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\gamma_e^2 c^4}{16 v^4} \left(\frac{1}{\sin^4 \theta/2} + \frac{1}{\cos^4 \theta/2} - \frac{1}{\sin^2 \theta/2 \cos^2 \theta/2} \right) \quad (6)$$

5.4 光学的に薄い相対論的プラズマ

光子同士、または光子と電子、陽電子、原子核との相互作用が無視できるような光学的に薄いプラズマについて平衡状態を考える．対生成過程として e^-e^- および e^-Z のみを考える．プラズマの温度が高くなり、相対論的な領域に入ると対生成率は増大するのに対して、対消滅率は減少する．これは、対生成断面積がエネルギーとともに大きくなるのに対して、対消滅断面積がエネルギーとともに減少するためである．温度の上昇とともに陽電子の生成率は増大し、消滅率は減少するため、平衡が成立しなくなる最大温度が存在すると予想される．対生成と対消滅のつり合いを考えることで、この最大温度を見積もることができる．

5.4.1 相対論的マクスウェル分布

ここでは電子、陽電子、光子、原子核から成るプラズマを考えている．他の粒子に比べて原子核は十分重く静止しているとしてよい．また電子、陽電子プラズマの温度が十分に高い時には(2)式で用いたようなフェルミ分布でなく、近似的にマクスウェル分布であるとみなすことができる．相対論的マクスウェル分布は次のように表される．

$$f_{\pm}(p) = \frac{\theta}{4\pi (mc^2)^3 K_2(\theta)} \exp\left(-\frac{\theta E}{mc^2}\right) \quad (7)$$

ここで $\theta = mc^2/kT$ 、 $K_n(\theta)$ は第2種変形ベッセル関数、 $E = (m^2c^4 + p^2c^2)^{1/2}$ である．プラズマ中の電子、陽電子の平均エネルギー E_{Ave} は、 E の平均をとればよいので、

$$E_{Ave} = \int_0^\infty E f_{\pm}(p) 4\pi p^2 dp = mc^2 \left[\frac{3}{\theta} + \frac{K_1(\theta)}{K_2(\theta)} \right] \quad (8)$$

と求めることができる．超相対論的な場合、つまり $\theta \rightarrow 0$ の場合には、 $K_1(\theta)/K_2(\theta) \rightarrow 0$ なので、平均エネルギーは $3kT$ となる．非相対論的極限 $\theta \rightarrow \infty$ では $E_{Ave} \simeq mc^2 + 3kT/2$ である．

5.4.2 対生成と対消滅のつり合い

まず最も単純な電子、陽電子、原子核からなるプラズマについて考察する．ここで考察するプラズマは光学的に薄く、光子を伴う過程が十分無視できるとする．つまり、物理過程が対消滅 ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma$) と、対生成 ($eZ \rightarrow e^+e^-eZ$, $ee \rightarrow e^+e^-ee$) のつり合いであると理想化する．対生成率と対消滅率がつり合う時に平衡状態が実現する．この平衡状態が実現するための条件について考察する[5]．

電子(陽電子)と原子番号 Z の原子核との衝突による対生成、

$$e^{\pm} + Z \rightarrow e^{\mp} + e^+ + e^- + Z \quad (9)$$

の断面積は電子(陽電子)が超相対論的である仮定すると次のように与えられる[6]．

$$\sigma_{eZ} = \frac{28}{27\pi} r_e^2 Z^2 \alpha^2 \ln^3\left(\frac{E}{mc^2}\right) \quad (10)$$

ここで r_e は電子古典半径、 Z は原子番号、 α は微細構造定数、 E は入射電子(陽電子)のエネルギーである．この断面積を用いると単位時間あたり、単位体積あたりの陽電子生成率 $(\dot{n}_+)_{eZ}$ は次のように表される．

$$(\dot{n}_+)_{eZ} = \int_0^\infty N \sigma_{eZ} v_e [f_+(p) + f_-(p)] dp \quad (11)$$

ここで N は原子密度、 v_e は入射電子(陽電子)の速さ、 $f_+(p)$ と $f_-(p)$ はそれぞれ電子、陽電子の分布関数である．解析的な見積りを行うために近似を行う．まず、電子(陽電子)の速さは近似的に光速 c とする．また、断面積は電子(陽電子)のエネルギーの関数であるが、このエネルギーを電子(陽電子)平均エネルギー E_{Ave} で置き換え、積分区間で一定とする．つまり $\sigma_{eZ}(E) \sim \sigma_{eZ}(E_{Ave})$ とする．この平均エネルギーは(8)式から $E_{Ave} \sim 3kT$ である．すると積分が簡単に実行できる．

$$(\dot{n}_+)_{eZ} = c \sigma_{eZ} N (n_+ + n_-) \quad (12)$$

同様にして、 $e^{\pm}e^{\pm}$ と $e^{\pm}e^{\mp}$ による対生成も計算できる．

$$(\dot{n}_+)_{ee} = c \sigma_{ee} (n_+ + n_-)^2 \quad (13)$$

eZ 相互作用によって対生成を引き起こすための入射電子のエネルギーのしきい値は $3mc^2$ である．一方、 ee 相互作用によって対生成を引き起こすための入射電子(陽電子)のエネルギーのしきい値は $7mc^2$ である．したがって、しきい値付近では断面積が異なることが予想さ

れるが、超相対論的領域では $\sigma_{ee} \simeq Z^{-2} \sigma_{eZ}$ としてもよいだろう。したがって、 $e^- Z, e^\pm e^\pm, e^\pm e^\mp$ のすべての過程による対生成率 $\dot{n}_+$ は(12), (13)より次のように表される。

$$\dot{n}_+ = c \sigma_{eZ} N^2 (2z_+ + 1)(2z_+ + Z + 1) \quad (14)$$

ここで $z_+ = n_+/(ZN)$ である。またプラズマの中性条件 $n_- = n_+ + N$ を用いた。

次に、対消滅について考察する。電子と陽電子が相互作用する時、ある確率で2つのガンマ線に崩壊する。超相対論的領域での対消滅断面積は次のように与えられる[2]。

$$\sigma_a = \frac{\pi r_e^2}{2\tau} (\ln 4\tau - 1) \quad (15)$$

ここで $\tau = (p_- + p_+)^2/(4m^2)$ 、 $p_\pm$ は電子、陽電子の4元運動量、 r_e は古典電子半径である。対消滅率は、

$$\dot{n}_- = \iint \sigma_a v_{\text{rel}} f_+(p_+) f_-(p_-) d^3 p_+ d^3 p_- \quad (16)$$

ここで v_{rel} は電子と陽電子の相対速度である。またここでも $v_{\text{rel}} \sim c$ 、また $\sigma_a(E) \sim \sigma_a(E_{\text{Ave}})$ のように近似すれば、対消滅率は次のように表せる。

$$\begin{aligned} \dot{n}_- &= n_+ n_- c \sigma_a \\ &= c \sigma_a Z^2 N^2 z_+ (z_+ + 1) \end{aligned} \quad (17)$$

式(14), (17)より、対生成率 $\dot{n}_+$ と対消滅率 $\dot{n}_-$ を等しいと置くと、次のような z_+ に関する2次方程式が得られる。

$$\left(\frac{4A}{Z} - 1\right) z_+^2 + \left(\frac{4A}{Z} + 2A - 1\right) z_+ + \frac{A}{Z} + A = 0 \quad (18)$$

ここで $A = (7\alpha^2 Z/3\pi^2 \theta^2) \ln^2(3/\theta)$ である。

この2次方程式の解が正であるためには $4A/Z < 1$ でなければならない。よって、電子陽電子対プラズマの採り得る最大の温度 T_{max} が $4A/Z = 1$ によって与えられ、このとき電子・陽電子対の密度は無限大に発散する。この最大温度は $kT_{\text{max}} \sim 15 \text{ MeV}$ 程である。つまりこの温度を超えると、電子・陽電子の平衡状態は存在しないということがわかる。

例えば、平衡状態の解として $Z = 1$ 、 $kT = 20mc^2 \simeq 10 \text{ MeV}$ での陽電子密度は $n_+ \simeq 0.26N$ である。他方の解は負の値になるので切り捨てた。

5.4.3 光子の寄与を考慮した電子・陽電子プラズマ

光学的に薄くないプラズマを考察するために、光子の絡む相互作用を含むと、考慮すべき物理過程が非常に多くなる。放射場の密度を計算するためには、3つの制動放射過程($e^\pm - e^\pm, e^\pm - e^\mp, e^\pm - Z$)と、対消滅過程の、合わせて4過程を考慮しなければならない。また対生成過程は、 $\gamma - \gamma, \gamma - e, \gamma - Z, e - e, e - Z$ の5つから成る。したがって陽電子の生成率と消滅率のバランスは、次のように表される。

$$\dot{n}_+ = \dot{n}_{\gamma\gamma} + \dot{n}_{\gamma e} + \dot{n}_{\gamma Z} + \dot{n}_{ee} + \dot{n}_{eZ} - \dot{n}_A \quad (19)$$

ここで、 $\dot{n}_A$ は対消滅による陽電子の減少率である。光子は上記の4つの過程から生成されるので、対生成において考慮すべき項数は、 $4 \times 4 + 4 + 4 + 4 + 1 + 1 = 26$ 項となる。これらすべての生成率、消滅率を計算し、バランスを求めればよいが詳細は文献[7]を参照されたい。

光子の関与する過程をすべて考慮した場合にも、電子・陽電子プラズマの平衡が実現する最大温度 T_{max} が存在し、その温度は $kT \sim 25mc^2 \sim 13 \text{ MeV}$ であり、前の議論での値とほぼ同じである。

5.5 超高強度レーザーによる相対論的プラズマ生成

超高強度レーザーを物質に照射すると、大量の高速電子が生成される。レーザーの強度が $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ になると、この時に照射面に生じる電場の強さは、 $6 \times 10^{12} \text{ V/m}$ にも達する。この電場中で電子が $1 \mu\text{m}$ 加速されただけで数 MeV のエネルギーを得て、相対論的な電子となる。この 10^{19} W/cm^2 という強度が相対論的な現象を引き起こすレーザー強度のしきい値であるとみなされている[8,9]。現在、 10^{20} W/cm^2 を超える強度のレーザーが開発されており[10]、大量の数 MeV から数十 MeV のエネルギーを持つ高速電子が生成されることが実験からも示されている[11]。また高強度レーザーによる電子陽電子対生成実験は筆者(Cowan)等が初めて行い、陽電子生成量は高速電子の 10^{-3} ほどに達するという結果が得られた[12](Fig.2)。

宇宙に存在すると考えられている電子・陽電子プラズマに比べると、超高強度レーザーによって生成される電子・陽電子プラズマは非常に小さく、また寿命も短い。なんらかの閉じ込め機構を実現させなければ、平衡状態に達するとも考えにくい。しかし、超高強度レーザーによる相対論的プラズマの生成の研究は始まったばかりであり、今後、さらなる研究によって実験室における電子

Fig. 2 The cross sections of several interactions are shown. The plotting range is 10 - 100 MeV.

・陽電子プラズマ生成が可能となるであろう。

超高強度レーザーを照射したターゲットの中でどのような過程を経て電子・陽電子対生成が起こるのかについて考察する。レーザーと物質の相互作用については、Particle in cell (PIC) と呼ばれる数値シミュレーションによって精力的に研究されている。ここでの考察のためには S.C. Wilks によって与えられている照射強度と生成する高速電子の平均温度との関係 [13],

$$kT_{\text{hot}} = mc^2 \left[\sqrt{1 + I \lambda_\mu^2 / (1.4 \times 10^{18})} \right] \quad (20)$$

を用いると便利である。ここで I [W/cm²] はレーザー強度、 λ_μ は μm 単位で表した波長である。高速電子から電子・陽電子対生成を生じる過程には主に 2 通りある。それらはすでに Table 1 に示されているが、一つ目は Trident 過程 $eZ \rightarrow e^+e^-eZ$ であり、二つ目は制動放射 $e^-Z \rightarrow \gamma e^-Z$ に続いて、Bethe-Heitler 対生成 $\gamma Z \rightarrow e^+e^-Z$ が起こる過程である。前節までに考察してきた相対論的プラズマは光学的な厚さによって支配的な物理過程が変化した。レーザーによる対生成の場合は、光学的厚さに対応するターゲットの厚さによって変化する。レーザーの強度を 10^{20} W/cm²、ターゲットを金の薄膜とした場合には $20 \mu\text{m}$ より厚いターゲットの場合には、光子による対生成過程 (Bethe-Heitler) が支配的になることがわかっている [14]。時間発展などを考えない場合には、電子と原子核との衝突による対生成の解析は、断面積に高速電子の分布関数をかけて積分すればよい [15]。

Fig. 3 Total number of created positrons versus intensity of ultra-intense laser is plotted. Total energy of the laser is fixed at 280 J. The thickness of gold foil is $125 \mu\text{m}$ [14].

$$\dot{n}_+ = c \int_0^\infty N f_-(p) v \sigma_{eZ} 4\pi p^2 dp \quad (21)$$

ここで $f_-(p)$ は高速電子の分布関数である。この分布関数を (20) を用いて、レーザー強度 10^{20} W/cm² に対応する約 4 MeV の相対論的マクスウェル分布であると仮定すれば、陽電子の生成率は生成率は $2 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ である。ターゲットの厚さを仮に $125 \mu\text{m}$ として、高速電子がこのターゲットを通過する間に対生成を生じるとすれば、生成される陽電子数は 7×10^9 個にも達することがわかる。

次に、制動放射を介した対生成について考察する。高速電子が放出した光子はターゲット中を通過する間に原子核と相互作用し、電子・陽電子対に変換する。2 段階の過程なので制動放射光子のスペクトルを見積もる必要がある。ボルツマン方程式を数値的に積分することによって、高速電子、光子、陽電子のスペクトルが計算されており、レーザー強度と陽電子生成量との関係が得られている (Fig. 3) [14]。

陽電子の生成量は 10^{19} W/cm² あたりから急激に増加し、対数関数的に変化していく。レーザーの照射面積を $\sim 10^2 \mu\text{m}^2$ 、ターゲットの厚さを $\sim 10^2 \mu\text{m}$ だとして、陽電子生成量を $\sim 10^{10}$ であるとすれば、電子・陽電子対の密度は 10^{24} m^{-3} 程になる。これは原子密度の約 10^{-4} 倍である。数 MeV の電子・陽電子対からなるプラズマはレプトンのみから成る軽いプラズマなので、ターゲットを構成しているイオンの拡散速度より速く、ほぼ光速 c で拡散、膨張していく。この拡散速度の違いを用いて、純粋な電子・陽電子プラズマを実験室において分離すること

も可能であると考えられている。

5.6 まとめ

宇宙空間において観測されている電子・陽電子プラズマについて考察した。熱力学的平衡にあると仮定した電子・陽電子プラズマは原子密度の 10^6 倍にも達する高密度の状態を実現する。またエネルギー密度は、黒体放射のエネルギー密度の $7/8$ 倍である。

相対論的電子・陽電子プラズマ中で生じている量子電磁過程は、電子・陽電子対生成、対消滅、光子生成、散乱がある。ここで考えているような数 MeV から数十 MeV のプラズマの場合には、 α^4 以下の相互作用を考えればよく、またプラズマの性質によって考慮すべき過程が変化する。

光子が寄与する相互作用が無視できるような光学的に薄い電子・陽電子プラズマの場合には、Trident 対生成過程と対消滅過程のバランスのみを考慮すればよい。得られた結果からは、 $kT \sim 15$ MeV のところに電子・陽電子プラズマが平衡状態で存在できる限界の温度があり、この温度を超えると平衡状態が存在し得ない。光子との相互作用を含んだ詳細な計算からも、この限界温度が存在することが示されている。

銀河中心やコンパクト星周辺で存在すると考えられている高密度の電子・陽電子プラズマを地上で実現する手法として、超高強度レーザーが用いられている。280 J のレーザーを 10^{20} W/cm² で金薄膜に照射すると、 10^{10} 個の陽電子が得られる。レーザーの集光領域は非常に小さいため、生成される電子・陽電子対の密度は原子密度の 10^{-4} 程に達する。生成された電子・陽電子プラズマは拡散速度の違いからうまく分離できる可能性がある。

参考文献

- [1] R.J. Gould, *Astrophys. J.* 254, 755 (1982).
- [2] V.B. Berestetskii, E.M. Lifshits and L.P. Pitaevskii, *Relativistic Quantum Theory* (Pergamon Press, New York, 1982).
- [3] A. Ore and J.L. Powell, *Phys. Rev.* 75, 1696 (1949).
- [4] W. Greiner and J. Reinhardt, *Quantum Electrodynamics* (Springer-Verlag, Berlin, 1994) p.146.
- [5] G.S. Bisnovatyi-Kogan, Ya. B. Zel'dovich and R.A. Syunyaev, *Sov. Astron.* 15, 17 (1971).
- [6] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press, London, 1954).
- [7] R. Svensson, *Astrophys. J.* 258, 335 (1982).
- [8] W.J. Shearer, J. Garrison, J. Wong and J.E. Swain, *Phys. Rev. A* 8, 1582 (1973).
- [9] W. Becker, *Laser Part. Beams* 9, 603 (1991).
- [10] M.D. Perry, D. Pennington, B.C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H.T. Powell, M. Vergino and V. Yanovsky, *Optics Lett.* 24, 160 (1999).
- [11] T.E. Cowan, A.W. Hunt, T.W. Phillips, S.C. Wilks, M.D. Perry, C. Brown, W. Fountain, S. Hatchett and Y. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* 84, 906 (2000).
- [12] T.E. Cowan, M.D. Perry, M.H. Key, T.R. Ditmire, S.P. Hatchett, E.A. Henry, J.D. Moody, M.J. Moran, D.M. Pennington, T.W. Phillips, T.C. Sangster, J.A. Sefcik, M.S. Singh, R.A. Snavery, M.A. Stoyer, S.C. Wilks, P.E. Young, Y. Takahashi, B. Dong, W. Fountain, T. Parnell, J. Johnson, A.W. Hunt and T. Kuhl, *Laser Part. Beams* 17, 773 (1999).
- [13] S.C. Wilks, *Phys. Fluids B* 5, 2603 (1993).
- [14] K. Nakashima and H. Takabe, *Phys. Plasmas* 9, 1505 (2002).
- [15] E.P. Liang, S.C. Wilks and M. Tabak, *Phys. Rev. Lett.* 81, 4887 (1998).

なかしま けんいち
中島 健一

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻・大学院生。現在、企業研修生として米国 General Atomics 社（カリフォルニア州サンディエゴ）に滞在し共著者、Cowan 博士と共同研究を行っている。研究分野は超高強度レーザーと物質の相互作用。特に、超高強度レーザー照射による電子陽電子対生成について理論的な研究を行っている。

Thomas COWAN

Dr. Cowan graduated from CalTech (B.S.) and Yale Univ. (Ph.D.); was 12 years as Senior Scientist at Lawrence Livermore Lab, and now Chief Scientist at General Atomics. Research areas include Strong Field QED, Positron Plasma Physics and High Intensity Laser Matter Interactions. With wife Mary they have four daughters, one son and two grandchildren, and enjoy fine food and exploring new cultures.