高強度レーザーを用いた宇宙物理実験

坂和 洋一¹, 蔵満 康浩¹, 森田 太智², 加藤 恒彦¹, 高部 英明^{1,2}

¹大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

²大阪大学大学院 理学研究科宇宙地球科学専攻 (〒560-0043 大阪府豊中市待兼山町1-1)

Laboratory Astrophysics Experiment Using High-Power Lasers

Youichi SAKAWA,¹ Yasuhiro KURAMITSU,¹ Taichi MORITA,²

Tsunehiko KATO,¹ and Hideaki TAKABE^{1,2}

¹Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871

²Department of Earth and Space Science, Graduate School of Science, Osaka University,
1-1 Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-0043

(Received October 7, 2010)

Collisionless shocks are often observed in space and astrophysical plasmas. Large amplitude turbulent waves and energetic particles (cosmic rays) are observed in the shock environments. However, there are significant uncertainties in the physics surrounding particle acceleration by collisionless shocks. Laboratory astrophysics experiments are conducted to investigate the physical mechanisms for the generation of cosmic rays using the Gekko XII laser system at Institute of Laser Engineering, Osaka University. An electrostatic collisionless shock is observed in counter-streaming plasmas. Electron acceleration by incoherent Wakefield is studied both in particle-in-cell (PIC) simulation and laser experiment. Finally, two-dimensional PIC simulation results for the formation of a collisionless shock through the self-generated magnetic fields due to the Weibel instability are investigated.

Key Words: Collisionless shock, Counter-streaming plasmas, Gekko XII laser, Wakefield, Weibel instability

1. はじめに

宇宙線とは、宇宙から地球に降り注ぐ高エネルギーの荷電粒子の総称であり、1912年にヘスの気球実験により発見された。その主成分である陽子が組成比の約85%を占め、ヘリウムが約12%、電荷が3以上の原子核が約3%となっている¹⁾。宇宙線のエネルギースペクトルは熱的なMaxwell分布とは大きく異なるべき乗の分布をしており、非熱的な粒子が宇宙を満たしている。また、これまでに 10^{20} eVを超える超高エネルギー宇宙線が観測されているが、その起源は明らかになっていない。観測される宇宙線のエネルギースペクトルは $10^{15.5}$ eV付近で折れ曲がっており、この部分をKneeと呼んでいる。このKnee以下のエネルギーをもつ宇宙線は、天の川銀河内で生成されたもの(銀河宇宙線)と考えられている^{2,3)}。またKnee以上のエネルギーの宇宙線の起源はまだ明らかになっていないが、活動銀河核(AGN)のジェットやガンマ線バースト(GRB)などによって加速され、銀河外から飛来している(銀河系外宇宙線)、というモデルが考えられている³⁾。

銀河宇宙線の生成機構として有力視されているのが若

い超新星残骸(Supernova Remnant : SNR)における衝撃波フェルミ加速またはDiffusive Shock Acceleration(DSA)と呼ばれている機構である^{4,5)}。超新星残骸とは、星が一生を終えて爆発(超新星爆発)した後に残される高温のガス球で、高速で膨張しており、数1000 km/sで伝搬する強い衝撃波を伴う。この衝撃波は、イオン-イオン衝突の平均自由行程が衝撃波の遷移幅よりも遥かに長い、無衝突プラズマ中での衝撃波、無衝突衝撃波である。粒子は衝撃波の上流や下流に存在する電磁流体波動(散乱体)によって散乱され、衝撃波を何度も横切ることができる。上流の方が下流より流体速度が速いため、散乱体はお互いに近づいていることになり、この散乱過程で粒子は加速される。この衝撃波フェルミ加速は、比較的単純な仮定から、べき型エネルギースペクトルをもつ高エネルギー粒子の形成を説明できること、そのべき指数が衝撃波の詳細物理パラメータにあまり依存せずマッハ数が大きいときは2になること、さらにこの値は多くの天体観測で得られているスペクトルに近いこと等から、現在粒子加速の標準理論となっている。このメカニズムは高エネルギー粒子の散乱体とのランダムな散乱によるものであり、加速の時間スケールや衝撃波の寿命・大きさを

考慮すると、加速の上限は $10^{15.5}$ eV程度と考えられている^{2,3)}。

銀河系外宇宙線の起源の1つとしてWakefield加速があげられる⁶⁻⁸⁾。Chenは2002年にGRBで生成された強い磁場ショックがWakefieldを励起し得ること、相対論的に動いているプラズマ中のWakefieldは超高エネルギー宇宙線生成に適していることを示した⁶⁾。GRBは宇宙最大の爆発とも言われる巨大で激しい爆発現象である。

このような、宇宙・天体プラズマ物理学における長年の未解決問題である高エネルギー粒子や宇宙線の加速・生成機構を明らかにするために、我々は、高出力レーザーによる実験的な研究を行っている。本稿では、以下の2つのテーマについて報告する。1つ目は銀河宇宙線の生成機構として有力視されている無衝突衝撃波による粒子加速の解明を目指した研究、2つ目は、銀河系外宇宙線の起源の1つとして考えられているWakefield加速の研究である。1つ目の無衝突衝撃波の研究では、高出力レーザーによって生成された高速対向プラズマ流の相互作用によって無衝突衝撃波を生成し、その生成機構を明らかにするとともに、衝撃波によるイオン加速機構の解明を最終的な目的としている。今回は外部磁場無しで行った無衝突静電衝撃波の生成実験について報告する⁹⁾。2つ目のWakefield加速の研究では、レーザー強度が相対論的かつレーザーパルスの空間的スケールが電子の慣性長よりも十分に大きな領域での2次元PICシミュレーションの結果¹⁰⁾と、ペタワットレーザーを用いた実験結果¹¹⁾について述べる。

2. 無衝突衝撃波の生成実験⁹⁾

Fig. 1にターゲット照射配位を示す。4.5 mm間隔のプラスチック(CH)製平行平板型(double-plane)ターゲット(3 mm × 3 mm, 厚さ60 μ m)の右側(1枚目)CH平板にターゲット垂直方向から30度の入射角で高出力レーザー

Fig. 1 Schematic of the CH double-plane target. The separation between two planes was 4.5 mm.

を照射し、アブレーションプラズマを生成した。1枚目のCHからの輻射またはプラズマ流によって左側(2枚目)CH平板のプラズマを生成し、これら高速対向プラズマ流の無衝突相互作用により無衝突衝撃波を生成した。

実験は、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号HIPERレーザーの4ビーム(Nd:Glassレーザー、波長: 351 nm (3ω), パルス幅: 500 ps, エネルギー ~ 120 J/beam $\times$ 4ビーム, 総エネルギー < 500 J, 強度 $< 10^{15}$ W/cm²)を用いて行った。HIPERレーザーは、12本のレーザーが一方向に集められターゲットに照射される。計測は、HIPERレーザーに対して垂直方向からのプローブレーザー(Nd:YAGレーザー、波長: 532 nm (2ω), パルス幅: ~ 14 ns)とICCDカメラを用いたシャドウ計測(SG: shadowgraph, ゲート幅250 ps)と干渉計測(IF: interferometer, ゲート幅250 ps)による2次元密度測定、ストリークカメラを用いた干渉像の時間発展(SI: streaked interferometer)を行った。また、波長450 nmの自発光計測によるプラズマ輝度温度の測定を、ICCDカメラ(GOI: gate optical imager, ゲート幅1.6 ns)とストリークカメラ(SOP: streaked self-emission optical pyrometer)を用いて行った。

Fig. 2に、SI計測(Fig. 2 (a))とSOP計測(Fig. 2 (b))の同一ショットでの結果を示す。時間 $t=0$ はレーザー入射

Fig. 2 (a) Streaked interferogram (SI). The horizontal and vertical dashed lines represent the main laser timing and the target positions, respectively. (b) SOP image taken on the same shot as the interferogram in (a). The laser timing corresponds to the top of the image.

タイミングである。縦の白色破線で示したのはCH double-planeターゲットの位置で、 $x = 4.5$ mmにレーザー照射される1枚目のCH、 $x = 0$ に2枚目のCHが設置されている。2つのストリーク像は異なる特性を観測している。SI計測は約 $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の電子密度を測定する事ができ、SOP計測の信号強度は、光学的に薄いプラズマではプラズマ密度と温度に依存する。SI計測と同時にIF計測を行っており、同時刻の電子密度の2次元分布を求めている。

SI計測(Fig. 2 (a))より、プラズマ流速を概算する事ができる。レーザーが照射された右側CHからは、レーザー照射タイミングでのデータはないが、 $x = 1.5$ mm, $t = 1.5$ nsにフリンジシフトが観測されていることから、約2000 km/sのプラズマ流が生成されていると思われる。左側CHからは、同様にフリンジシフトより125–300 km/sのプラズマ流が生成されていると考えられる。このSI計測より求めた125–300 km/sのプラズマ流速をSOP計測(Fig. 2 (b))の結果に実線で示した。SOP計測ではこのような高速プラズマは温度と密度が低く観測できなかったが、ターゲット前面に強い発光が観測された。ここで、左側CHからの300 km/sの高速プラズマ流が右側CHからのプラズマに到達する時間(約14 ns)近傍から、シャープな構造の自発光強度が増加し、左側に向かって伝搬しているのが分かる。これは、左側CHからの高速プラズマと右側CH近傍のプラズマとの相互作用によって衝撃波が生成され自発光強度が増加したためであると考えられる。この衝撃波の速度 V_s は約40 km/sである。

Fig. 3にSOP計測(Fig. 2 (b))から求めた自発光強度プロファイルの時間変化を示す。11 nsまでは右上がりのなだらかな分布をしているが、13 nsで $x \sim 3.4$ mm近傍に発光強度の増加が現れ、これが時間とともに左に伝搬しながらプロファイルが急峻になり、衝撃波が生成されて

Fig. 3 Stack plot of the line profiles of the SOP image in Fig. 2 (b) from 7 to 27 ns.

いる。この衝撃波の幅は約100 μm である。

Figs. 4 (a)と4 (b)にそれぞれdouble-planeターゲットでの $t = 25$ nsにおける自発光のGOI計測とプローブ光のSG計測の結果を示す。縦と横の破線は、それぞれターゲット表面とストリークカメラのスリットの位置を示す。 $x = 3$ mm近傍のFig. 3 (a)に示した衝撃波に相当する位置において、自発光強度の増加(Fig. 4 (a))に加えて、大きな密度勾配に起因するフィラメント状の構造(Fig. 4 (b))が見られる。衝撃波の中心がターゲット中心($y = 0$)よりも下側にあるのは、右側ターゲットのレーザー照射位置が約0.5 mm下となったためである。

イオン-イオン衝突平均自由行程 λ_{ii} をSpitzerの公式 $\lambda_{ii} = 2\pi\epsilon_0^2 m_i^2 \langle v_i \rangle^4 / (n_i Z^4 e^4 \ln\Lambda)$ より求めた¹²⁾。ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 m_i はイオン質量、 $\langle v_i \rangle$ は平均相対イオン速度、 Z_e はイオン電荷量、 $n_i = n_e / Z$ はイオン密度、 $\ln\Lambda = \ln(4\pi\lambda_D \epsilon_0 m_i \langle v_i \rangle^2 / (Z^2 e^2))$ 、 λ_D はデバイ長である。IF計測から求めた $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、CHプラズマの平均 $Z = 3.5$ 、イオン質量数 $A = 6.5$ 、電子温度 $T_e = 100 \text{ eV}$ を用いた。右側CHからの下流プラズマが静止していると仮定すると、 $\langle v_i \rangle$ として左側CHからのプラズマ流速 v を用いる事になる。さらに、レーザーが右側CHに照射された $t = 0$ に、同時に左側CHからも速度 v のプラズマ流が生成されたと仮定すると、 $\langle v_i \rangle = v$ は時間とともに減少する。 $v = 300 \text{ km/s}$ と 140 km/s のプラズマ流はそれぞれ $t = 11.5 \text{ ns}$ と 22 ns に衝撃波の先端に到達し、衝突の平均自由行程はそれぞれ $\lambda_{ii} = 1.7 \text{ mm}$ と $100 \mu\text{m}$ となる。従って、衝撃波の生成され始める初期の時間($t < 22 \text{ ns}$)では

Fig. 4 (a) Self-emission (GOI) snapshot at $t = 25$ ns taken on the same shot as Fig. 2. (b) Snapshot of shadowgraphy (SG) at $t = 25$ ns taken on a different shot.

衝突の平均自由行程が衝撃波の幅よりも長く、無衝突相互作用による衝撃波、無衝突衝撃波である。一方、後半の $t > 22$ nsでは衝突の影響が大きくなる事が分かる。また、上記の計算では右側CHからの下流プラズマが静止していると仮定したが、下流プラズマに流速がある場合や、下流プラズマの音速が衝撃波速度である40 km/s程度であるとする、その熱運動を考慮することになり、衝突の平均自由行程は長くなり、無衝突衝撃波の領域が長時間($t \sim 28$ ns程度まで)続く事になる。また、PICシミュレーションによって求めた遷移幅との比較から、観測された衝撃波は静電衝撃波であると考えられる¹³⁾。

3. 非コヒーレントWakefieldによる粒子加速

本節では、銀河系外宇宙線の起源の1つとして考えられているWakefield加速に関する研究について報告する。

我々は、PICシミュレーションを用いて、衝撃波近傍の物理現象に着目し、2次元プラズマに電磁波を入射することによって衝撃波の上流を模擬した2次元Wakefield加速の計算を、規格化されたレーザー強度 $a = eE_L/m_e c \omega_L$ とプラズマ密度 ω_p/ω_L をパラメータとして計算した。ここで、 e は電荷素量、 E_L はレーザー電場、 m_e は電子質量、 c は光速、 ω_L はレーザー周波数、 ω_p はプラズマ周波数である。その結果、Fig. 5に示すように、レーザー強度が相対論的な領域($a > 1$)で、なおかつレーザーパルスの空間的スケール(w_0 : レーザースポット径)が電子の慣性長(c/ω_p)よりも十分に大きな領域(Fig. 5では $w_0 \omega_p/c = 11.9$)であれば、Self-modulationとFilamentationによりWakefieldの後面が非コヒーレントとなり、電子は加速と散乱によって非熱的に加速され、レーザー強度(Fig. 5 (a))とプラズマ密度(Fig. 5 (b))によらずほぼ2の指数を持つべき乗のエネルギースペクトルを示した¹⁰⁾。

Fig. 5 (a) Intensity and (b) density dependence of the energy distribution function of the electrons.

ここで、横軸 γ は電子のローレンツファクターであり、縦軸のエネルギー分布関数 $f(\gamma)$ は $\int f(\gamma) d\gamma = 1$ で規格化されている。また、非コヒーレント加速では、電子のカットオフエネルギー(最大エネルギー)は a と ω_p/ω_L に加えて拡散時間にも依存しており、時間とともにカットオフエネルギーが増加する¹⁰⁾。

このシミュレーション結果の実験的な検証も行われた。実験は、激光XII号(GXII)レーザーと激光ペタワット(PW)レーザーを用いて行われた。Fig. 6 (a)に示すように、プラスチック製のシリンダーを6本のGXIIレーザー(2ω ; 1 ns; レーザーエネルギー $E_{\text{imp}} = 1.9, 2.0, 2.3$ kJ)で爆縮することによってホロー状のプラズマを生成した。3.1 ns後にPWのポンプレーザー(ω , 700 fs, 100 J, 4.3×10^{18} W/cm²)を照射して、PWレーザーの前方に設置した電子スペクトロメータ(ESM)を用いて電子のエネルギースペクトルを計測した¹⁴⁾。約 10^{19} cm⁻³のバルクプラズマのエネルギー分布は、 E_{imp} によって決まるプラズマ密度に依存し、 $E_{\text{imp}} = 2.3$ kJでは、約10 MeVにピークを持つ分布を示した¹⁴⁾。一方、高エネルギー成分に着目すると、Fig. 6 (b)に示すように、 $\gamma > 200$ の領域で、爆縮レーザーのエネルギー、すなわちプラズマ密度によらず、ほぼ2の指数を持つべき乗のエネルギースペクトルを示し、Fig. 5に示したシミュレーション結果と良く一致している¹¹⁾。ここで、実験結果から求めた無次元パラメータは $a = 1.87$, $\omega_p/\omega_L = 5.21 - 10.6$, $w_0 \omega_p/c = 37 - 82$ となり、非コヒーレントなWakefield加速の条件を満たしている。また、PICシミュレーションはmoving windowアルゴリズムを用いてパルス近傍のみを計算しており、光速に近い速度を持つ非熱的な高エ

Fig. 6 (a) Schematic of the experiment. (b) Energy distribution functions of the electrons in logarithmic scales.

ルギー粒子が主成分となるのに対し¹⁰⁾、実験では非熱的な成分に加えて熱的なバルクプラズマも計測されるため、ベキ乗となるエネルギー領域は1桁程度にとどまっている。さらに実験では、PICシミュレーションに比べてレーザーが伝搬するプラズマが大きいため、加速電子の最大エネルギーが大きくなっている。

星野は相対論的な宇宙衝撃波において励起される規格化された電磁波の強度 a と ω_p/ω_L ⁸⁾、上流バルクプラズマのローレンツファクター γ_1 を用いて、 $a \sim \gamma_1$ 、 $\omega_p/\omega_L \sim 2\gamma_1$ と表される事を示した⁸⁾。AGNジェットとGRBの γ_1 は、それぞれ $10-20$ ¹⁵⁾と ~ 100 ¹⁶⁾であると考えられており、レーザー実験はAGNジェットに近いパラメータとなっている。

レーザーWakefield加速の研究では、コヒーレントな加速場による単色電子加速が注目されている¹⁷⁾。宇宙線生成機構としてのWakefield加速では、非コヒーレントな加速場による非熱的な高エネルギー成分がどのようなエネルギー分布を持っているのか、ベキ乗の分布であれば、その指数や加速電子の最大エネルギーがレーザーおよびプラズマパラメータに対してどのような依存性を持っているか等、詳細な解析が必要である。高強度レーザー実験によって、宇宙衝撃波では直接計測する事の出来ない非コヒーレントなWakefieldの観測を行い、銀河系外宇宙線の起源に対する理解が深まる事が期待される。

Fig. 7 (a) Number density of ions for the upstream bulk velocity of $v = 0.45 c$ at $\omega_p t = 2100$. The left-hand side and right-hand side are the upstream and downstream of the shock, respectively. Filamentary structure is visible in the shock transition region. Profiles of (b) the ion number density, (c) the mean velocity in the x -direction both normalized by the respective upstream values, and (d) the energy densities of the magnetic (solid curve) and electric (dashed curve) fields both normalized by the particle bulk kinetic energy density of the upstream plasma.

4. 今後の展望

第2節では、銀河宇宙線の生成機構として有力視されている無衝突衝撃波による粒子加速の解明を目指して行った、高強度レーザーを用いた静電衝撃波の生成実験の結果を示した。また、第3節では、銀河系外宇宙線の起源の1つとして考えられている非コヒーレントWakefield加速に関する研究結果を報告した。

今後の展望として、無衝突衝撃波生成実験では、ワイベル不安定性によって生成された自己生成磁場による無衝突衝撃波(ワイベル衝撃波)生成、および、外部磁場中の無衝突衝撃波生成の実験を計画しており、これらの研究について以下に述べる。

4.1 ワイベル衝撃波の生成

加藤等は2次元粒子シミュレーションを用いて、超新星爆発によって発生する10,000 km/s程度の高速プラズマが二流体系でワイベル不安定性を励起し、その結果生じる強い自己磁場によって粒子軌道が曲げられ、実効的なエネルギーの散逸がおり無衝突ワイベル衝撃波が形成される事を示した¹⁸⁾。2次元プラズマ粒子シミュレーションの結果をFig. 7とFig. 8に示す¹⁸⁾。このシミュレーションでは左側からの高速プラズマ流が右の壁に衝突し反射して二流体領域を時間的に広げていく。Fig. 7には、衝撃波が形成された時刻($\omega_p t = 2100$)における、イオン数密度の二次元(x - y)分布(Fig. 7 (a)), y 方向に平均したイオン数密度(Fig. 7 (b)), 速度(Fig. 7 (c)), 電場・磁場エネルギー密度(Fig. 7 (d))の x 方向分布を、Fig. 8にはイオン数密度の時間発展を示す。ここで時間は電子プラズマ周波数(ω_p)で、長さは電子のskin depth($\lambda_e = c/\omega_p$)で規格化されている。強い衝撃波極限である密度上昇が3倍(3次元では4倍)まで、遷移領域(衝撃波面)を経て上昇している。ワイベル不安定の線形成長、非線形構造形成、飽和を経て、磁場のエネルギー密度はイオン流体の運動エネルギー密度の1%程度まで達している。この磁場が左から流入するイオンの軌道をラーモア運動で乱し、これが実質的な異常粘性の働きをし、衝撃波が形成されていることがわかった。ワイベル衝撃波の、流速($v/c = 0.45, 0.2, 0.1$)とイオン/電子質量比($m_i/m_e = 20, 50, 100$)に対するスケーリング則を求めた結果、遷移幅

Fig. 8 Time evolution of the number density of ions n_i/n_{e0} averaged over the y -direction obtained from the simulation.

はこれらパラメータに依存せずイオン慣性長の約100倍 ($100 c/\omega_{pi}$, ここで ω_{pi} はイオンプラズマ周波数)となった¹⁸⁾。実験室プラズマにこの結果を適用した結果, CHプラズマで約1000 km/sの流速, 10^{21} cm^{-3} の電子密度を実現出来れば, 数ns程度で無衝突衝撃波が形成される事が示唆された。

我々はこのような高速・高密度の対向プラズマ流を実現するために, 米国ローレンスリバモア研(LLNL)のNIFレーザー(192ビーム, 3ω , 1.8 MJ)¹¹⁾および米国ロチェスター大学のOMEGA(60ビーム, 3ω , 1 ns, 30 kJ)とOMEGA EPのlong-pulse(4ビーム, 3ω , 6 kJ/beam)レーザー¹²⁾を用いた実験を提案し, (NIF実験: 提案者Youichi Sakawa(ILE, Osaka Univ.), Collisionless Shock Generation Mediated by Weibel Instability in Counter-Streaming Ablation Plasmas by NIF), OMEGA & OMEGA EP実験: 提案者Hye-Sook Park(LLNL, USA), Astrophysical Collisionless Shock Generation in Laser Driven Experiments) 採択された。今後3年間に渡って実験を行う予定である。

4.2 外部磁場中の衝撃波の生成

加藤等は2次元粒子シミュレーションによって, 外部磁場のエネルギー密度と粒子の運動エネルギー密度の比で定義される磁化パラメータが 10^{-4} 程度の外部磁場を印可した場合には, 無磁場の場合に比べてより短い時間で急峻な遷移領域を持つ無衝突衝撃波が生成される事を示した¹⁹⁾。これら外部磁場中の無衝突衝撃波生成実験も激光XII号およびOMEGAとOMEGA EPレーザーを用いて行う予定である。

5. まとめ

宇宙・天体プラズマ物理学における長年の未解決問題である高エネルギー粒子や宇宙線の加速・生成機構を明らかにするために, 我々は, 高出力レーザーによる実験的な研究を行っている。本稿では, (1)銀河宇宙線の生成機構として有力視されている無衝突衝撃波による粒子加速の解明を目指して行った, 外部磁場無しで高出力レーザーによって生成された高速対向プラズマ流の相互作用による無衝突静電衝撃波の生成実験と, (2)銀河系外宇宙線の起源として考えられているWakefield加速の研究結果として, レーザー強度が相対論的な領域での2次元PICシミュレーションの結果と, ペタワットレーザーを用いたWakefield加速実験における非コヒーレントな加速場によるベキ乗の高エネルギー電子成分の観測結果を示した。さらに, (3)米国NIF, OMEGA, OMEGA EPレーザーを用いた実験を行う予定の, ワイベル不安定性によって生じる自己生成磁場による無衝突衝撃波(ワイベル衝撃波)形成の2次元粒子シミュレーション結果について述べた。

謝 辞

本稿で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究(B)(821340172), 分野間連携による国際拠点形成(H18-21年)(自然科学研究機構連携事業), およびレーザーエネルギー学研究センター共同利用・共同研究からの助成のもとで行われた。またこれらの成果は, 日本, 英国, フランスの国際共同研究によって得られたものである。大阪大学の丹治 浩樹, 青木 秀憲, 井出 堯夫, 堂埜 誠一, 中新 伸彦, 田中 和夫, 日本原子力開発機構関西光科学研究所の近藤 公伯, 英国York大学のC. Gregory, J. Waugh, N. Woosley, フランスCEAのB. Loutch, フランスLULIのA. Dizièr, M. Koenig諸氏に感謝します。

参考文献

- 1) C. Grupen著, 小早川 恵三訳: 宇宙素粒子物理学 (Springer, 2009) p.90.
- 2) 山崎 了, 馬場 彩: 日本物理学会誌 **64** (2009) 196.
- 3) 星野 真弘, 天野 孝伸: 日本物理学会誌 **64** (2009) 421.
- 4) A. R. Bell: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **182** (1978) 147.
- 5) R. D. Blandford and J. P. Ostriker: Astrophys. J. Lett. **221** (1978) L29.
- 6) P. Chen, T. Tajima, and Y. Takahashi: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 161101.
- 7) Y. Lyubarsky: Astrophys. J. **652** (2006) 1297.
- 8) M. Hoshino: Astrophys. J. **672** (2008) 940.
- 9) Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, J. N. Waugh, C. D. Gregory, T. Morita, S. Dono, H. Aoki, H. Tanji, M. Koenig, N. Woolsey, and H. Takabe: J. Phys. Conf. Ser. **244** (2010) 042009.
- 10) Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, T. Kato, H. Takabe, and M. Hoshino: Astrophys. J. Lett. **682** (2008) L113.
- 11) Y. Kuramitsu, N. Nakanii, K. Kondo, Y. Sakawa, Y. Mori, E. Miura, K. Tsuji, K. Kimura, S. Fukumochi, M. Kashiwara, T. Tanimoto, H. Nakamura, T. Ishikura, K. Takeda, M. Tampo, R. Kodama, Y. Kitagawa, K. Mima, K. A. Tanaka, M. Hoshino, and H. Takabe: Physics of Plasmas, in Press (2010); Y. Kuramitsu, N. Nakanii, K. Kondo, Y. Sakawa, Y. Mori, E. Miura, K. Tsuji, K. Kimura, S. Fukumochi, M. Kashiwara, T. Tanimoto, H. Nakamura, T. Ishikura, K. Takeda, M. Tampo, R. Kodama, Y. Kitagawa, K. Mima, K. A. Tanaka, M. Hoshino, and H. Takabe: Phys. Rev. E, in Press (2010).
- 12) L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd ed. (New York: Interscience, 1962).
- 13) T. N. Kato and H. Takabe: Phys. Plasmas **17** (2010) 032114.
- 14) N. Nakanii, K. Kondo, Y. Kuramitsu, Y. Mori, E. Miura, K. Tsuji, K. Kimura, S. Fukumochi, M. Kashiwara, T. Tanimoto, H. Nakamura, T. Ishikura, K. Takeda, M. Tampo, H. Takabe, R. Kodama, Y. Kitagawa, K. Mima, and K. A. Tanaka: Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 081501.
- 15) M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees: Rev. Modern Physics **56** (1984) 255.
- 16) B. Paczyński: Texas/PASCOS '92, Relativistic Astrophysics and Particle Cosmology, edited by C. W. Akerlof and M. A. Srednicki (1993), vol. 688 of New York Academy Sciences Annals.
- 17) S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, et al.: Nature **431** (2004), 535; C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans: Nature **431** (2004) 538; J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgu, and V. Malka: Nature **431**

¹¹⁾ <http://lasers.llnl.gov/>

¹²⁾ <http://www.lle.rochester.edu/>

(2004) 541; E. Miura, K. Koyama, S. Kato, N. Saito, M. Adachi, Y. Kawada, T. Nakamura, and M. Tanimoto: Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 251501.

18) T. N. Kato and H. Takabe: Astrophys. J. Lett. **681** (2008) L93.

19) T. N. Kato and H. Takabe: Astrophys. J. **721** (2010) 828.

レーザーワード

フェルミ加速(diffusive shock acceleration)

宇宙線のエネルギースペクトルは熱的なMaxwell分布とは大きく異なるべき乗の分布をしており、 $10^{15.5}$ eV以下のエネルギーをもつ宇宙線は天の川銀河内で生成されたもの(銀河宇宙線)と考えられている。銀河宇宙線の生成機構として有力視されているのが超新星残骸に生成される無衝突衝撃波におけるフェルミ加速、またはDiffusive Shock Accelerationと呼ばれている機構である。

無衝突衝撃波とは、イオン-イオン衝突の平均自由行程が衝撃波の遷移幅よりも遥かに長い、無衝突プラズマ中での衝撃波である。粒子は衝撃波の上流や下流に存在する電磁流体波動(散乱体)によって散乱され、衝撃波を何度も横切ることができる。上流の方が下流より流体速度が速いため、散乱体はお互いに近づいていることになり、この散乱過程で粒子は加速される。(坂和 洋一)

Wakefield加速(wakefield acceleration)

プラズマ中を大振幅の電磁波またはレーザーパルスが通過すると、船が水上を進む時に航跡を残すのと同じように、光の圧力(動重力)により電子が押しのけられて、パルスの後方に強い電子プラズマ波(航跡場, Wakefield)が励起される。このほぼ光速で伝搬する縦波によって荷電粒子が加速場される。これが航跡場加速

(Wakefield acceleration)である。 $10^{15.5}$ eV以上のエネルギーの宇宙線の起源はまだ明らかになっていないが、銀河外から飛来している(銀河系外宇宙線)、と考えられており、その起源の1つとして、相対論的衝撃波の上流に伝搬する大振幅の電磁波によるWakefield加速が挙げられている。(坂和 洋一)