

放射スペクトルと乱流電磁場の深い関係

寺 木 悠 人

〈理化学研究所 〒351-0198 埼玉県和光市広沢2-1〉

e-mail: yuto.teraki@riken.jp



高エネルギー天体のX線やガンマ線は、主に相対論的エネルギーをもった電子が電磁場の中で運動することで放射される。多くの高エネルギー天体では放射領域の電磁場は乱れている可能性が示唆されているが、乱流電磁場が放射にどのような影響を及ぼすかはいまだ完全に理解されているとは言えない。本稿では第一原理的数値計算を用いた乱流電磁場中を運動する電子からの放射スペクトルの研究の一端を紹介する。この手法で得られた近年の研究成果を報告するとともに、それによってつながってきた他研究を含め、放射スペクトルと乱流の関係の現状の理解を総括する。

1. シンクロトロン放射

まずはシンクロトロン放射の物理機構をざっくりと説明する。シンクロトロン放射とは一様な磁場の中の相対論的荷電粒子からの放射である。電子からのシンクロトロン放射は高エネルギー天体のみならずさまざまな天体から放射される、まさに天体からの非熱的放射の主役と呼べる存在である。つまり、この放射機構の物理的な概観があると本稿の内容の理解が容易になるだけでなく、いろいろところで役に立つので少々物理ブツリしているが、我慢して読んでいただくと幸いである。また、そのままの流れで全編読んでいただくとより幸いである。

質量と電荷の関係から、電子が一番放射効率が良いので電子を扱うことが多いが、ほかの荷電粒子でも物理機構は同様である。磁場強度を B 、電子のローレンツ因子を γ とすると、シンクロトロン放射の典型的振動数は $\omega_{\text{syn}} = \gamma^2 eB/mc$ と書ける。ここで e , m , c はそれぞれ素電荷、電子質量、光速である。まずはこの典型的振動数を電子の運動と放射の簡単な考察から直感的に理解する。

1.1 直感的描像とスペクトル

一様磁場の中を運動する電子は磁場からローレンツ力を受け、ジャイロ運動（らせん運動）をする。円軌道（回転軸方向の速度がゼロ）だとした場合の軌道半径をラーモア半径と呼び $r_L = \gamma mc^2/eB$ である。また、ジャイロ振動数は $\omega_g = eB/\gamma mc$ である。電子の運動が非相対論的な場合は運動の振動数がそのまま放射の振動数になるが、（例えば電気双極子放射）この場合はそうではない。エネルギーの大部分は $\omega_{\text{syn}} = \gamma^3 \omega_g$ 、つまりジャイロ振動数の γ^3 倍も高い振動数領域に集まる。これは二つの効果を考えると簡単に理解される。一つは相対論的ビーミング、もう一つはドップラー効果だ。

まずはビーミングのイメージから簡単に説明しよう。動いている電車（電子）の中から外に向かってボール（光子）を投げることを考える。投手にとって電車進行方向に直角に投げた場合でも外側から見るとボールは電車の速度の分、電車進行方向の速度成分をもつ。つまり等方的にボールをばらまいた場合にはボールの運動方向は電車の進行方向に集まる。この類推から電子からの放射は電子の運動方向に集まることが理解される。電子が相対論的なエネルギーをもつ場合は相対論的

な効果も働き非常に小さい立体角，具体的には開き角が $1/\gamma$ 程度の円錐（ビーミングコーンと呼ばれる）に放射の大部分が集まる．これがビーミングである．放射が電子の運動方向に集まるので，ジャイロ運動する電子からの放射は灯台のようになって観測者からはジャイロ周期の $1/\gamma$ 程度しか見えなくなる．この時間スケールで出した電磁波が特徴的振動数をもつので，この時間 mc/eB をシンクロトロンの特徴的振動数の“光子形成時間”と呼び，その間に運動する空間スケール mc^2/eB を特徴的振動数の“光子形成長”と呼ぶ．

次にドップラー効果である．電子の速度はほぼ光速で，先ほど述べたように放射は電子の運動方向に近いのでドップラー効果は強く効き，観測者にとっての放射の振動数は $1/(1-v/c) \sim \gamma^2$ 倍にもなる．まとめると，電子のジャイロ振動数は $eB/\gamma mc$ で，ビーミングによる灯台効果で γ 倍，さらにドップラー効果で振動数が γ^2 倍，まとめて典型的振動数はジャイロ振動数の γ^3 倍程度となる．

シンクロトロン放射のスペクトルを図1に描く．ジャイロ振動数 ω_g から典型的振動数 $\omega_{syn} = \gamma^3 \omega_g$ までべき型に広がったスペクトルである．このように広い振動数帯にわたった放射は何か？ それはジャイロ振動数の高調波である．観測者が受け取る電場は灯台の光のようにパルスの幅とパルスの周期という二つの特徴的なタイムスケールをもつ．それぞれ典型的振動数 ω_{syn} とジャイロ振動数 ω_g に対応する．フーリエ変換を考えるとそれらの振

動数の中間の振動数領域の放射があればこの電場の時間変化を表現できることがわかる．この領域のスペクトルはべき型をとり， $dP(\omega)/d\omega \propto \omega^{1/3}$ (erg/s/Hzの次元)となる．べき指数の導出まではページ数の関係で難しいので詳しくは教科書¹⁾⁻³⁾を参考されたい．典型的振動数よりも高振動数側はほぼないと考えてほぼ正しいが，厳密にはビーミングコーン内の放射の強度の分布を反映して，それより上の振動数領域でスパッとパワーがなくなるのではなく，指数関数的なカットオフとなる．

1.2 いつでもシンクロトロン？

上で見たように，シンクロトロン放射の理論は“一様磁場”中を電子がジャイロ運動するという仮定の上に立っている．この仮定はいつでも正しいか？ 天体を考えるときは直感的にも答えが厳密にはNoであるのは明らかであるが，問題はどの近似がどの程度使えるかである．つまり放射理論を組み立てた空間スケール，つまりラーモア半径よりも十分大きいスケールで一様で，ジャイロ周期よりもゆっくりと時間変化するのであれば，シンクロトロン近似はおおむね妥当であると言えるだろう．ここで天体の一例として非常に有名なパルサー星雲である「かに星雲」を例にスケールを見積もってみる．平均磁場は $300 \mu\text{G}$ 程度，電子の典型的ローレンツ因子は 10^6 程度である．これらからラーモア半径は $r_L \sim 10^{13}$ cm程度である．かに星雲の大きさは $L \sim 1 \text{ pc} \sim 3 \times 10^{18}$ cm程度である．もしかには星雲がのっぺりとした1ゾーンのたどとして，電磁場の空間スケールや時間スケールが大きさで決まっているのならば，空間スケールはジャイロ半径の 10^5 倍，時間スケールはそれ以上ゆっくりしているので (L/c をタイムスケールの下限とした) シンクロトロン近似は十分に正しい．しかしここで注意すべきはこれは必要条件「天体の空間スケール \gg ラーモア半径」であって磁場が天体内部で乱れていてシンクロトロン近似が破れていることを否定はしないということであ

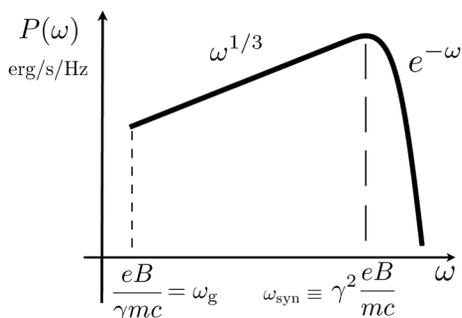


図1 シンクロトロン放射のスペクトル．

る*1. では電磁場の空間、時間スケールは実際の程度であり、何で決まっているのか。さまざまな要因が考えられるが、一つ考慮すべきなのはプラズマ不安定である。代表的なプラズマ不安定による電磁場の励起の舞台は無衝突衝撃波領域である。突然出てきた無衝突衝撃波についてここで少し説明を加える。

上でもすでに仮定として使っているが、電子は相対論的なエネルギーをもっている。これは無衝突衝撃波領域で“加速”されたと考えられている。おおまかに言うとジェットなどの相対論的なプラズマの流れが最初にあり、そのバルクのエネルギーを衝撃波を介して（バルクを減速して）粒子のエネルギーに変換しているのである。このときエネルギーの分配が不公平に行われて、一部の粒子だけが高エネルギーをもつという仕組みになっているのだ（社会における金銭の分配のように）。ちなみにこの高エネルギー粒子を宇宙線と呼ぶ。もう少しだけ言うと、この衝撃波は無衝突で電磁場を介して形成されているので（粒子の衝突は無視できるほど少ない）、衝撃波下流から上流に戻ることが可能である。一部の運の良い粒子は衝撃波を往復することで上流と下流の速度差を用いてエネルギーを得ることができる。この仕組みを衝撃波統計加速や一次のフェルミ加速^{4),5)}などと言うが詳細はこの記事の範囲を大幅に超えるので省く。とにかく無衝突衝撃波が高エネルギー天体の主なエネルギー解放領域であり、また放射領域の始まりでもある。つまり放射領域の電磁場を考えたいのなら無衝突衝撃波の物理状況を考慮しなくてはならないのだ。

話をプラズマ不安定に戻す。運動論的不安定は簡単に言うとプラズマの分布が熱的でないときに熱的分布に近づけようとして起こる。無衝突衝撃波では衝撃波面付近は粒子の運動は緩和しておら

ず、熱的状态に近づけようとしてさまざまな不安定が発生していると考えられる。宇宙線成分以外のプラズマが起こす不安定として代表的なものに「ワイベル不安定」⁶⁾がある。ここでも詳細は省くが、振動しない磁場のパターンを作るようなモードである。簡単に言うと電子流を（他の粒子、例えば陽子も同様。ただしスケールが違う）集めて電流フィラメントを作ることで磁場を励起する。励起した磁場でますます電子流は曲がって集まり、電流が強くなるという仕組みである。フィラメントに流れる電流には限界がある。なぜなら電流が強くなりすぎて磁場がそれによって強くなりすぎると電子は曲がりすぎて電流に加われなくなるからである。これをアルフベン限界電流と呼ぶ。磁場パターンの特徴的な長さスケールは慣性長と呼ばれるプラズマの一つの長さスケールであるが、ここでは深く立ち入らずに λ_B としておく。電流とフィラメントの太さスケールがわかると電流密度がわかりそこから磁場強度がわかる。それによって非相対論的ラーモア半径 mc^2/eB を見積もると、 λ_B と同程度になることがわかる。ラーモア半径が $\gamma mc^2/eB$ なので、少なくともこのワイベル不安定によって励起された磁場が支配的である領域は純粋なシンクロトン近似は使えないことがわかる。ここでもう一度シンクロトンの特徴的振動数を出す空間スケール“光子形成長”を思い出そう。まさにラーモア半径の $1/\gamma$ つまり mc^2/eB であった。つまり λ_B がこれを下回ればシンクロトンの特徴すらない、つまりシンクロトン近似が完全に破れる可能性すらあるのだ。章を改めて非相対論的ラーモア半径 mc^2/eB が磁場スケール λ_B に対して無視できない場合を考えていく。

2. 乱流磁場の場合

まず磁場のみの乱流で時間変動が遅い場合を考

*1 かに星雲からは高い偏光度が観測されているので（シンクロトロンは高い偏光度が期待される放射機構である）、少なくともかに星雲の大部分はシンクロトン近似が成り立つような状況になっていると考えられる。

える．具体的にはアルフベン速度（電磁流体波動の特徴的速度）が光速に比べて十分遅い場合を考える．これは超相対論的でない衝撃波においてワイベル不安定でできた磁場であれば悪くない近似であろう．時間変動を無視するので電場はゼロとしても無矛盾である．時間変動については次の章で取り扱う．乱流場はある特徴的なスケール λ_B があり，それより小さいスケールにカスケードして形成されるような，いわゆるコルモゴロフ型（ある波数の乱流のエネルギーが波数のべき乗で表される： $B^2(k) \propto k^{-4}$ ）の三次元等方乱流を考える．このような単純な状況では，乱流場のパラメーターは（空間平均）磁場強度 B ，特徴的スケール λ_B ，そして乱流のパワースペクトルのべき指数 $-\mu$ である．ここで，後の便利のため非相対論的ラーモア半径と λ_B の比を $a \equiv eB\lambda_B/mc^2$ と定義する*²．これは強度パラメーターと呼ばれる．後でわかるように放射スペクトルの特徴は強度とスケール単独ではなくそれら両方が関与した強度パラメーター a によって決まるので*³，放射スペクトルを考える場合にはパラメーターは二つになる．ここで注意が一つあり，強度パラメーターは粒子種（ m, e ）を特定すれば磁場のみで決まっており電子のエネルギー（ローレンツ因子）にはよらない．

衝撃波領域でのワイベル不安定を考えると強度パラメーター a は1程度が期待される．このパラメーター領域こそ本稿で紹介する研究で調べた領域であるが，その紹介の前に導入として強度パラメーター a が1より非常に小さい場合の放射機構を紹介する．過去から研究はされていたが^{8),9)}，あまりメジャーではなかった．近年ガンマ線バーストの研究の中でMikhail V. Medvedevによって

再発見され，“ジッター放射”と命名され¹⁰⁾，メジャーな存在となった．この名前が天文学者の間では通りが良いので本稿ではこの名で統一する．この放射機構の物理的イメージをつかめばこの長い導入も終わりである．

2.1 ジッター放射

ジッター放射は a が1より非常に小さい場合の放射機構である．これは λ_B が mc^2/eB に対して非常に小さいと読める．つまり電子はほとんど曲がらないうちに加速の方向が変わってしまうことになるので，軌道はほぼ直線になる．これを直線と近似してしまい，速度は一定として加速度だけを考慮に入れるのである．観測者は常にビーミングコーンの内側にいる．よってシンクロトロンのように考えたようなビーミングコーンが観測者を掃くような（灯台的）効果はない．おおまかには λ_B で加速の方向が変わるので，ジッター放射の特徴的振動数の光子形成長は λ_B ，光子形成時間は $\lambda_B/v \sim \lambda_B/c$ となる．結果としてドップラー効果を考え合わせると観測者が観測する特徴的振動数は $\gamma^2 c/\lambda_B \sim a^{-1} \omega_{\text{syn}}$ となる．高振動数側はそれぞれより短い波長の乱れに対応して，乱流のパワースペクトルを反映したべき型スペクトル $P(\omega) \propto \omega^{-\mu}$ になり，低振動数側は観測者がずっと見え続けることを反映して $P(\omega) \propto \omega^0$ とフラットになる．ちなみにこの特徴は制動放射の類推で理解できる．

もう一段階現実に近づけ， a は小さいがある程度の大きさをもつことを意識する．ここまで軌道に直線近似を用いた．しかしたとえば λ_B のスケールでの直線近似からのずれが非常に小さいとしても無限小ではないので，長い距離を運動し，多数の散乱を経た後では直線からのずれが無視できな

*² a の定義については本稿で用いた $eB\lambda_B/mc^2$ と $eB/mc^2 k_B$ （ここで $k_B = 2\pi/\lambda_B$ ）の二つの流儀がある．後者は波数 $k_B c$ と eB/mc を比べることになるので，二つともいわゆる角振動数 ω になる量であり自然である．本稿では話の流れ上前者Medvedev¹⁰⁾の流儀に従った．

*³ 極端な強磁場，臨界磁場 $\sim 4.4 \times 10^{13}$ G程度を考えない限りは正しい．このような磁場はマグネターと呼ばれる特に磁場の強い中性子星の表面付近に存在する可能性が示唆されている⁷⁾．

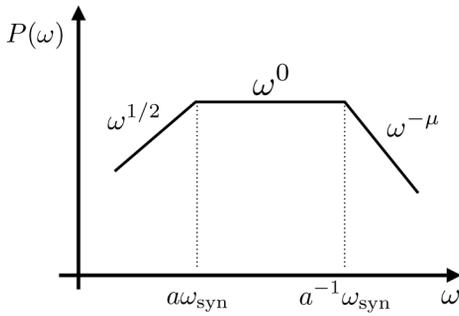


図2 ジッター放射のスペクトル. 高振動数領域のべき指数は磁場のパワースペクトル $B^2(k) \propto k^{-\mu}$ のべき指数に一致する.

くなる. もともとの直線軌道と電子の速度ベクトルがなす角がビーミングコーンの開き角 $1/\gamma$ よりも大きくなると観測者から放射が見えなくなり, その効果がスペクトルにも現れると考えられる. 詳細は省くが電子の運動に拡散近似を用いて見えなくなる運動時間の確率分布から, 放射スペクトルにおいてフラットな領域からずれる振動数(ブレイク振動数)を $a\omega_{syn}$, それより低い振動数領域は $P(\omega) \propto \omega^{1/2}$ と導くことができる.

これで $a \ll 1$ の場合の放射(ジッター放射)スペクトルを理解できた(図2). また $a \gg \gamma$ は λ_B がラーモア半径よりも十分大きいことを表しているのでこれはシンクロトロン放射の領域である. では $1 \leq a \leq \gamma$ の場合はどうなのか気になるのが人情と言うものだろう. しかも先に述べたように天体の放射領域では $a \sim 1$ が実現されているかもしれない. しかしこのパラメーター領域は直線軌道近似もらせん軌道近似も使えないので解析的に扱うのは難しい. そこで第一原理的に数値計算をすることで明らかにしたというのが今回紹介する成果の一部である.

2.2 ミッシングリンクの解明

ではここから今回紹介する論文^{(11), (12)}の手法と結果について述べていく. 手法はごくストレートフォワードである. 波の重ね合わせで乱流場を生成し, 同じエネルギー(今回紹介するのは $\gamma = 10$

の計算)をもった電子を多数等方的に注入する. 運動方程式を解いて得られた運動の情報(位置, 速度, 加速度)を用いてリエナール=ヴィーヘルトポテンシャルから直接放射スペクトルを計算するというものである. 忘れた人のために蛇足ながら説明しておく, リエナール=ヴィーヘルトポテンシャルとは運動する荷電粒子(1粒子)の作る電磁ポテンシャルである. さまざまな古典的な電磁波はこのポテンシャルから記述される. 要するにこれを用いることで“何々放射”という型にはめないで運動から直接放射を計算できる.

結果を見ていこう. まず $a=3$ の場合である. 簡単な形状なので図は省略する. ジッター放射に見られたフラットスペクトルの部分が消失し, ブレイクを一つだけもった二つのべき関数をつないだ形になる. べき指数はそれぞれ $1/2$ と乱流のべき指数 $-\mu$ であり, もともとブレイクは $a\omega_{syn}$ と $a^{-1}\omega_{syn}$ であったのだから $a \sim 1$ で一つになるのは予想できたことであった. しかしこの形とシンクロトロン放射のスペクトルは似ても似つかない. ここから a を少し上げるだけで劇的な変化が現れる.

図3は $a=5$ の場合である. 直線と曲線からなる複雑な形をしており, ピークから下のスペクトルは $P(\omega) \propto \omega^{1/3}$ である. 答えを先に言うとピーク振動数を含む中間振動数領域はシンクロトロンと同じ機構で, 低振動数側のブレイク $\omega \sim 10$ 以下と高振動数領域 $\omega \geq 2 \times 10^4$ は乱流の効果が現れている. つまりジッター放射とシンクロトロン放射の合の子のようなスペクトル形状となっているのだ. この図だけでは少々説得力に欠けるので, もう一例示す. 次の図4は $a=7$ の場合である. ピーク付近はシンクロトロン理論曲線に載っており, そこからべき成分が伸びていることがわかる. 乱流磁場のべき指数 μ を3種類変えているが, それぞれに対応して高振動数側のべき成分も変化していることが見て取れる. つまりこれはジッター放射のときにも見られた乱流磁場を反映した成分

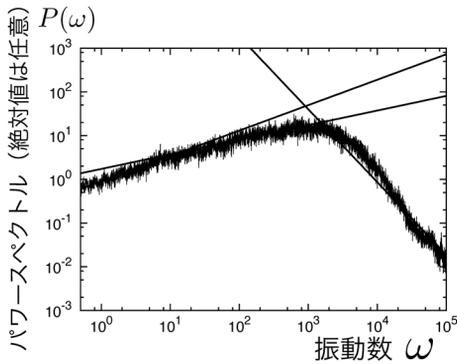


図3 $a=5, \mu=5/3$ の場合のスペクトル ($\infty \text{erg/s/Hz}$)。横軸は振動数でジャイロ振動数を1としている。直線はそれぞれ $P(\omega) \propto \omega^{0.58}, \omega^{0.33}, \omega^{-5/3}$ 。

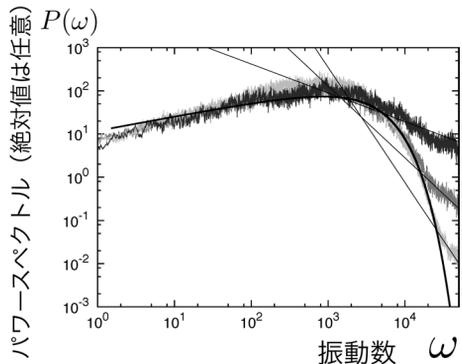


図4 $a=7$ は共通でそれぞれ μ は $8/3, 5/3, 2/3$ 。直線は $P(\omega) \propto \omega^{-8/3}, \omega^{-5/3}, \omega^{-2/3}$ ，曲線は空間平均磁場を用いて描いたシンクロトロン理論曲線。

である。

ではなぜシンクロトロンとジッター放射の成分が共存するのか。これも電子の運動を考えることで簡単にイメージできる。乱流磁場の特徴的スケールは λ_B だった。別の言い方をすると λ_B のスケールでは磁場は“だいたい”一様と考えることができ、このスケールの電子の運動はジャイロ運動の一部を切り取ったようなものになる。今 $a > 1$ であるので $\lambda_B > mc^2/eB$ であり、シンクロトロンの典型的振動数の光子形成時間はジャイロ運動できる。これを反映して中間振動数領域はシンクロトロン的になるのである。 λ_B より大きいスケールでは当然電子の運動はランダムになり、それを反映してスペクトルもシンクロトロンとは異なるものとなる。スペクトルのブレイクは $a^{-3}\omega_{\text{syn}}$ と表され、少々込み入ったピーミングと振動数の対応の議論から導かれる^{1), 11)}。また高振動数側は逆に小さい運動スケールに対応しており、そこではジッター的な描像が使える。 λ_B より短波長のモードのせいで電子はジャイロ軌道の上をゆらゆらぶれながら動く。これを反映して高振動数領域のべき成分が発生するのである。

以上により $1 < a < \gamma$ の場合のスペクトルが明らかになった。 $a = \gamma$ ， でブレイク振動数 $a^{-3}\omega_{\text{syn}}$ がジャイロ振動数と等しくなり、低振動数側はシン

クロトロンに帰る。高振動数側のべき成分のカットオフは最小波長で決まるので $a > \gamma$ の場合も見える可能性は原理的にはあるが、 a が大きい場合はこの高波数モードの磁場強度は非常に弱くなるので放射も非常に弱い。

3. 乱流電場の場合

次に前章で無視していた時間変動を考える。タイムスケールは励起された波の振動数で表される。天体で励起される波で高振動数が期待されるものの一つとしてラングミュア波がある¹³⁾，これは主に二流体不安定と呼ばれるプラズマ不安定で励起されると考えられている。振動数は熱速度による補正を無視すると電子数密度で決まり、プラズマ振動数 ω_p と呼ばれる。この波は縦波（静電粗密波）なので磁場とカップルしない。磁場なしでも無矛盾な乱流を考えることができるので時間変動の効果を調べるためには話を単純にできて好都合である。以下この波からなる乱流、ラングミュア乱流を考える。

ラングミュア乱流中を運動する電子からの放射についても先行研究が存在する^{14), 15)}。これらも磁場の場合のジッター放射の類推である程度までは理解できる。なぜならば時間変動で定義された強度パラメーター $\eta \equiv eE/mc\omega_p$ が小さい場合を考

えているからだ。この強度パラメーターは $a=eE\lambda_E/mc$ との紛らわしさを避けるため、本稿では η と書く。ここで λ_E はラングミュア乱流の特徴的スケール（乱流のパワースペクトルのピークに対応する波長）であり、さらに a と η から $b\equiv a/\eta=\omega_p\lambda_E/c$ を定義し、これを振動パラメーターと呼ぶことにする。 b は電子の振動においてラングミュア波の振動数と波数のどちらが支配的かを表す。 $b\gg 1$ の場合は振動数が支配的となり、かつ $\eta\ll 1$ の場合は電子の運動に直線近似が使える、加速度の方向の変化は主にラングミュア波の振動で引き起こされる場合となる。この場合のスペクトルは Gregory D. Fleishman が “Diffusive Radiation in Langmuir turbulence” 略して “DRL” と名づけたが¹⁴⁾ ジッター放射ほどは広まっていない。

スペクトルについて見ていく前に本章のパラメーターを整理する。等方乱流電場を表すパラメーターは四つである。強度 E 、特徴的空間スケール（波長） λ_E 、パワースペクトルのべき指数 $-\mu$ 、そしてラングミュア波の振動数 ω_p である。本稿ではラングミュア波の分散は無視するので ω_p が乱流電場の振動数と一致する。これらを用いて強度パラメーター a と振動パラメーター b を定義した。より良い理解のために振動数を用いた強度パラメーター η や、波数 $k_E=2\pi/\lambda_E$ など必要に応じて乱流のパラメーターの表現を変える場合があるが、結局 $a, b, -\mu$ の三つがフリーパラメーターである。

3.1 DRL

DRL のスペクトル形状の紹介を私たちの計算結果を用いて行う。用いた手法は前節の磁場の場合と基本的に同じである。図5は $a=10^{-2}$ で b を 0.1 から 7 まで変えたものである。低振動数領域で一番高いパワーをもっているのが $b=0.1$ の場合で、これは $b<1$ 、つまりラングミュア波の振動数 ω_p よりも波数からくる運動方向の変化の割合 c/λ_E が大きい場合である。これは結局ジッター放射と全く同じになり、フラットスペクトル+乱

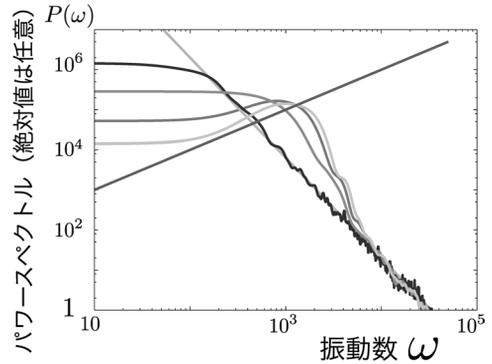


図5 $a=10^{-2}, \mu=-5/2$ は共通で b を $b=0.1, 1, 5, 7$ と変えた。低振動数側で上にある線ほど b が小さい。直線は $P(\omega)\propto\omega^1$ と $P(\omega)\propto\omega^{-5/2}$ である。振動数は $2\pi c/\lambda_E$ を 1 とした。

流場のべき指数を反映したべき成分という組み合わせになる。さて、低振動数で一番下にあるのが $b=7$ の場合であるが、これはジッター放射的スペクトルからずれと考えるとわかりやすい。つまりジッター放射的スペクトルに加えて $\omega=1,000$ 付近に盛り上がりがあるとみるのである。これは乱流の波数起源のスペクトルに対して乱流の振動 ω_p 起源の放射であり、振動数は $\gamma^2\omega_p$ でピークをもち、そこから低振動数側には $P(\omega)\propto\omega^1$ で下っていく。ここまで読んでくださった読者の方なら大方読めているかもしれないが、このピーク振動数について種あかしをすると、観測者系で直線的に運動する電子が波によって ω_p で振動させられて、このときに電子の運動方向にいる観測者にはこの放射は $1/(1-v/c)\sim\gamma^2$ だけドップラーブーストされる。よってピーク振動数は $\gamma^2\omega_p$ となる。低振動数側のスペクトルの特徴はやはり紙面の関係で省くが、ある単一振動数で振動することによる（波数起源のジッター放射の場合は運動の振動数が運動方向と波数の方向のコサインによる）ので逆コンプトン散乱の類推で理解できる。つまり誤解をおそれずざっくり言うと、このスペクトルはジッター放射と振動数 ω_p の擬光子の逆コンプトン散乱の重ね合わせと考えられる。

このように DRL のスペクトルはわかっている

が、わからないパラメーターレンジもある。それは $a \geq b$ である。二流体不安定で励起されるラングミュア乱流でも $a \sim 1$ が期待され、また $b \sim 1$ も同様に期待される¹³⁾ ので $a \geq b$ は十分にありうる領域である。この領域のスペクトルを明らかにしよう。

3.2 全体像が明らかに

さっそく図6を見ていこう。 $a=100$ は共通で、上から $b=20, 90, 400, 800$ である。 $a \sim b$ の特徴をはっきりとさせるために a も b も大きくとることによって波数の影響を小さくした。下の2本のスペクトルはピークが $\gamma^2 \omega_p$ であり、ピーク付近で $P(\omega) \propto \omega^1$ であることも合わせてDRLと同様であると考える。これらは $b > a$ 、つまり $\eta < 1$ であり、これはDRLであることが予想されるパラメーターである。では上の2本はどうか。 b が小さくなるほどスペクトルがソフトになっていくのがわかる。 $P(\omega) \propto \omega^{1/3}$ と一致してはいないがそれに近いべきスペクトルになっている。この形状は実はシンクロトロン放射の類推で理解できる。電場の場合は磁場と異なり電場の方向に加速するので、一般にはジャイロ運動はしない。しかし今考えている $a \geq b$ の状況では mc^2/eE のスケールでこれに近い現象が起きているのだ。それは今考えている「乱流が等方的」であることと電子が相対論的エネルギーをもっていることが条件として加

わる。

少し長い説明になるがこれで最後の議論なのでお付き合いいただきたい。まず、電子が（粒子一般に）相対論的である場合、速度の方向と速度と垂直方向には γ^2 倍異なる。簡単に言うとまっすぐ加速するより横に曲がるほうがはるかに簡単だということである。それに加えて今は等方乱流を考えてるので統計的には等方に力を受けることになる。つまり主に横に曲がるのだ。そうだとしても電場は運動方向を電場のほうに向けていく性質があるではないかという問いもあるだろう。しかし今のパラメーター領域ではこの効果はあまり顕著には現れない。運動方向を電場の方向にそろえていく効果はもともともっていたエネルギーと同程度以上に電場方向の仕事でエネルギーを得られないと現れない。 $a \geq b$ は $1/\omega_p \geq mc/eE$ と書け、シンクロトロン類推で考えるピーク振動数の光子形成時間 mc/eE よりも少し長い時間だけ同じ方向に加速する。この間のエネルギー変化は $eE \times c/\omega_p = \eta mc^2$ である。図6の計算は $\eta \leq 5$ なので γ より小さい。よって軌道はジャイロ軌道近似して良いことになる。加えて言うとピーク振動数の光子形成時間内でのエネルギー変化は $eE \times (mc^2/eE) = mc^2$ 以下であり（垂直加速では粒子のエネルギーは変化しない）、ローレンツ因子にして1も変わらないことから、ピーク振動数はある決まった値 γ を用いて $\gamma^2 eE/mc$ と書くことができ、結果と一致する。このような物理的状況は放射光の挿入装置として高エネルギー物理実験で用いられている「ウィグラー」と非常に近い。このことから筆者らはこの場合の放射機構を“Wiggler Radiation in Langmuir turbulence”略してWRLと名づけたので頭の片隅においていただけると幸いである。

4. まとめ

最後にスペクトルの特徴を整理して $a-b$ 平面に描く。大きく四つの領域に分けられる。 $a < 1$ か

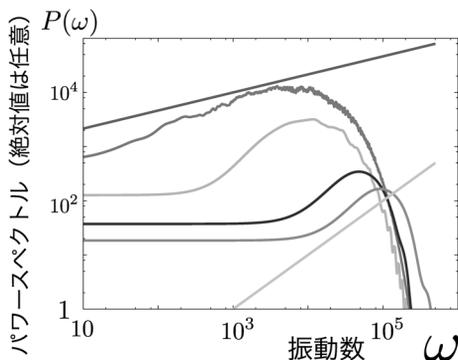


図6 すべて $a=100$ で上から $b=20, 90, 400, 800$ 。直線は上が $P(\omega) \propto \omega^{1/3}$ で下が $P(\omega) \propto \omega^1$ 。

つ $b < 1$ の場合はジッター放射領域である。この場合は「乱流の特徴的空間スケールが小さい」効果が支配的となり、電子は主に直線軌道をとる。典型的振動数は $\gamma^2 2\pi\lambda_E/c$ であり、低振動数側のスペクトルは $P(\omega) \propto \omega^0$ とフラットになる。次に $b > 1$ かつ $b > a$ の領域である。この場合は「乱流の時間変動が大きい」効果が支配的となり、この場合も主に直線軌道となる。典型的振動数は $\gamma^2 \omega_p$ となり、低振動数側のスペクトルは $P(\omega) \propto \omega^1$ とハードになる。そして $b < 1$ かつ $1 < a < \gamma$ か、 $b > 1$ かつ $b < a < \gamma b$ の領域である。この領域は本研究で初めてスペクトルが明らかになった領域である。この場合は「乱流電場の強度が高い」ことが支配的となり、軌道が曲線であることが放射機構を特徴づける。典型的振動数は $\gamma^2 eE/mc$ で、低振動数側のスペクトルは $P(\omega) \propto \omega^{1/3}$ となる。

残った領域は電場強度の影響が他に比べ非常に大きい場合で、この領域はWRLと異なるスペクトルを示すが、このようなパラメーターは宇宙における「ラングミュア乱流では」実現可能性が低いと考えられるので本稿では省略した。実際に宇宙で期待されるのは $a \sim 1, b \sim 1$ の領域である。見てわかるようにここは放射機構が切り替わる領域でもある。つまりこの場合典型的振動数はどの放射機構でもほぼ同じとなるが、少し乱流のパラメーターが異なるだけで（ファクター2で！）低振動数側の特徴ががらりと変わる。つまり観測スペクトルの特徴が乱流起源であると特定できれば、乱流場の特徴を正確に捉えることができる。また、高振動数側のべき成分は正確に乱流場のパワースペクトルをトレースする。これらの情報は粒子加速やプラズマの物理に重要なヒントを提供する可能性がある。

図7は電場のみのラングミュア乱流の計算から描いた図であるが、天体の衝撃波領域で期待される $a \sim b \sim 1$ の領域であれば磁場が同様にあったとしても電場強度を電磁場強度と読み替えるだけで放射スペクトルの特徴はそのままであると考えら

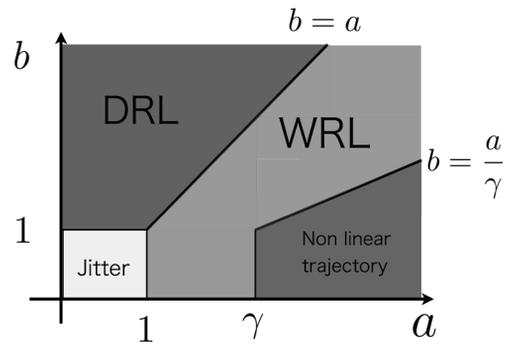


図7 スペクトルの特徴のチャート。横軸が $a = eE\lambda_E/mc^2$ で強度パラメーター、縦軸が $b = \omega_p\lambda_E/c$ で振動パラメーター。 $a < 1$ かつ $b < 1$ はジッター放射と同じ特徴。 $b > 1$ で $b > a$ はDRLである。そして $a > b > 1$ と $a > 1 > b$ がWRLである。ただし、 $b < 1$ のとき $a > \gamma$ 、または $b > 1$ のとき $a > \gamma b$ の場合は非線形軌道の効果によりWRLでは表せない。

れる。その理由はWRLの特徴について説明した部分にあるとおりである。つまりこの研究によって大枠は捉えたと考えて良い。しかし宇宙は単純ではないから面白い。衝撃波領域以外の放射領域で生み出される電磁場で、考えられていない場合はまだまだある。例えば中性子星が関与する場合などは、今回スキップした強度パラメーターが特に高い場合や電子や電磁場の非等方性が重要になる可能性もあり、これからの研究の課題である。

天文月報の記事にもかかわらず具体的な天体への応用を書き切れなかったのは心苦しいが、それについては筆者の論文^{11), 12), 16)}などを参照していただくとありがたい。そこではガンマ線バーストやパルサー星雲、活動銀河核ジェットからの放射に乱流の効果が現れている可能性を議論している。さらに言うところ本稿で紹介した放射機構は乱流電磁場の強度や振動数だけでは決まらず、それらの組み合わせである強度パラメーター（強度×波長）や振動パラメーター（波長／振動タイムスケール）によって現れ方が決まる。つまりこの放射機構が効いている可能性があるのは何も高エネルギー天体のみとは限らない。一例としてミリ波

の銀河団へイズがジッター放射で説明できる可能性も示唆されている¹⁷⁾。本稿によって乱流と放射機構の関係に興味をもつていただき、読者の皆さんが乱流を考慮してさまざまな天体を解析することで新たに理解が進むというようなことがあればうれしい。

謝 辞

本稿の内容は筆者の投稿論文および博士論文の一部に基づくものです。指導教員であった高原文郎名誉教授をはじめ、大阪大学宇宙進化グループのメンバーには非常にお世話になりました。また、本稿の執筆を助めてくださり、さらには草稿に目を通して貴重な助言をくださった富永 望氏にもこの場を借りて御礼申し上げます。なお、本研究は日本学術振興会の援助を受けて行われました。図はAASの許可を得て使用しています。

参考文献

- 1) Jackson J. D., 2002, ジャクソン電磁気学 第三版 (吉岡書店)
- 2) Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, Radiative processes in Astrophysics (New York, Wiley)
- 3) 観山正見, 野本憲一, 二間瀬敏史ほか, 2008, シリーズ現代の天文学12天体物理学の基礎 (日本評論社)
- 4) Drury L. O. C., 1983, Rep. Prog. Phys. 46, 973
- 5) Blandford D., Eichler D., 1987, Physical Reports 154, 1
- 6) Weibel E. S., 1959, PRL 2, 83
- 7) Landau L. D., Lifshitz E. M., 1978, 場の古典論 (東京図書)
- 8) 榎戸輝揚, 2012, 天文月報105, 431
- 9) Toptygin I. N., Fleishman G. D., 1987, Ap&SS 132,

213

- 10) Medvedev M. V., 2000, ApJ 540, 704
- 11) Teraki Y., Takahara F., 2011, ApJ 735, L44
- 12) Teraki Y., Takahara F., 2014, ApJ 787, 28
- 13) Dieckmann M. E., 2005, Phys. Rev. Lett. 94, 155001
- 14) Fleishman G. D., Toptygin I. N., 2007a, Phys. Rev. E. 76, 017401
- 15) Fleishman G. D., Toptygin I. N., 2007b, MN-RAS 381, 1473
- 16) Teraki Y., Takahara F., 2013, ApJ 763, 131
- 17) 藤木和城, 服部 誠, 2013, 日本天文学会秋期年会講演予稿集A16b

Radiation Spectra and Electromagnetic Turbulence

Yuto TERAKI

RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

Abstract: X-ray and gamma-ray from high energy astrophysical objects are mainly radiated from relativistic electrons moving in intense electromagnetic fields. It is thought that there are turbulent electromagnetic fields in the emission regions. However, the radiation spectra from electrons moving in such a turbulence have not been known till now. I show you a part of the results of the studies for them using first principle numerical methods. We can set any turbulent electromagnetic fields freely by using this approach, so that we can study even the radiation from turbulence which cannot be treated analytically. We report the new results and make an overview of current status of this research field.