

衝突から熱平衡まで：強ゲージ場、不安定性、粒子生成

板倉 数記

高エネルギー加速器研究機構、素粒子原子核研究所

RHIC における重イオン衝突実験の結果は、衝突で生成した「高エネルギー密度の状態」が非常に短い時間で「熱平衡状態 (QGP)」に達している可能性を強く示唆している。本稿では、重イオン衝突における熱平衡化の問題の概念的な側面をその周辺の物理を含めて解説し、有望だと考えられる理論的アプローチを紹介する。¹

1 はじめに：「熱平衡化」という重イオン衝突における最難問題

高エネルギー重イオン衝突実験の最重要課題は、実験室においてクォーク・グルオン・プラズマ (Quark-Gluon Plasma, QGP) を生成し、その性質を詳しく調べる事である。そして現時点での最高エネルギー、1 核子当り 200GeV の重イオン衝突が可能な RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) は、2000 年の稼動から数多くの自明でない実験結果を生み出しており、それらを総合すると所期の目的である「QGP の生成」は実現されたと考えられている [1]。一方、QGP の性質については、幾つかの予期せぬ興味深い現象が発見されており、それらを説明する上で “sQGP” という新しい概念が共有されつつある。² ここで “s” とは、“strongly interacting”、“strongly coupled”、“strongly correlated” などを表し、使う人によってその真意は様々だが、共通するのは「RHIC で作られた状態は素朴な弱結合ガスではない」という認識である。ただし、新しく名前を付けたからといって、対象を正しく定義し得るほど十分にその特徴的な性質を理解しているわけではない。この名前が確かな実体を伴うには、実験からも理論からも更なるインプットが必要である。³ それでも、勿論 RHIC 以前に比べると QCD の示す多彩な現象に対する理解は格段に深くなっている。しかも、この発展は直接 QGP に関する知見に限定されずに、多方面に向かっている。例えば後述するように、高エネルギー散乱においてハドロンの示す一般的な性質であるカラーガラス凝縮についても新しい重要な知見が得られており、来年から始まる LHC への非常に良い流れができていているのが現状である。

ここで強調しておくべきは、「QGP の生成」という目標は通常の高エネルギー実験での目標⁴とは根本的に異なるという点である。散乱エネルギーの高いハドロン過程は、確かにクォークやグルオンの自由度を扱わないと記述できないが、そこで生成した過渡的な状態が QGP であるとは一般には言えない。QGP とは、ハドロンの束縛を解かれたクォークやグルオンが顕わな自由度としてあらわれるということに加えて、さらにそれが空間的に拡がりをもった (局所) 熱平衡状態として存在するものである、⁵ と明確にしておこう [2]。従って、衝突前のハドロンの状態から、あるいはハードな衝突で作られたクォークとグルオンの系から、如何にして熱平衡の状態へと時間発展していくのかという「QGP の生成過程」という問題が発生し、それが重イオン衝突の物理特有のものだということが了解されるだろう。言い換えると、重イオン衝突の中で起こる核子間の衝突という「素過程」の物理と、「QGP

¹ 本稿の内容は次の会議録 (YKIS2006) と多くを共有している。K. Itakura, “Can the Color Glass Condensate describe early thermalization?” Prog. Theor. Phys. Supplement (2007) に掲載予定。

² この言葉は最初に T.D. Lee によって示唆されたと M. Gyulassy “The QGP discovered at RHIC” (nucl-th/0403032) に記されている。ちなみに、QGP を実験で生成することを最初に提案したのも T.D. Lee である。

³ 実際、この描像に批判的な人もいる。L. McLerran は、(sQGP についてではないが) 「ある現象に対する理論的な解釈が相反する二つに割れる時、確実に言えることは、それは今現在最もホットな問題だということだ」と言ってウィンクした。

⁴ 例えば、高エネルギー反応の中に新粒子を見出すとか、相互作用のパラメータを決定するとか、陽子の内部構造を詳細に調べるといった、各粒子の基本的な性質を解明するという目標のこと。

⁵ 短距離で弱結合になるという「漸近的自由性」のみによって QGP が実現されると考えるのは浅薄である。たとえ最近接のパートン同士の距離が十分に短くて弱結合であろうとも、もしパートン系の大きさが数 fm に及べば、互いに遠隔にあるパートン同士の相互作用は強結合であり、拡がりをもった QGP 状態を維持できない。つまり、大きさを持った QGP 状態を存在可能にするもう一つの本質的要因は、長距離相互作用の「遮蔽」であることがわかる。

生成」の物理を別のものとして考える必要がある。実際、前者は QGP 生成過程にとっての「初期条件」として取り扱われる。この「初期条件」は比較的良く分っているし、熱平衡の QGP もその時空発展を記述する手段はある。それに比べて、その間に位置する「QGP の生成過程」の物理は、まだ確かな理論的枠組みが構築されておらず、重イオン衝突の物理における未開拓の難問であると言える。

この問題の難しさの原因は幾つもあるが、ここでは二点だけ指摘しておく。まず一つ目は、この物理は実験データから最も遠くに位置するという点である。そもそも実験的に QGP の生成を判断する決定的なシグナルを持ち合わせておらず、総合的な判断に頼らざるを得ないという状況なのだから、「QGP 以前」についての知見を得ることなど到底期待できないわけだ。二つ目は、この物理は本質的に非平衡過程であり、しかも扱うべき系は強く相互作用しているという点である。一般に平衡状態から大きくずれた、強く相互作用する系を記述する場の理論的な枠組みはまだ存在しない。このように理論家には大変厳しい状況だが、「QGP の生成過程」を理解せずに QGP を理解したとは言い難く、実際多くの理論家達が昔から様々なアイディアを提出している。但し、本稿ではそれらの全てを紹介することはせず、個人的に有望・重要だと考えるアプローチに限って紹介する。なお、RHIC 以前の試みについても学ぶべきことは非常に多い。それらについては、例えば文献 [3] を参照されたい。

具体的な話に移る前に、RHIC での QGP 生成過程の物理が最近になって盛んに議論されるようになった背景を述べておく。ひとたび熱平衡状態の QGP が生成されると、その後の時間発展は（巨視的変数に限れば）「流体模型」によって記述される [4]。相対論的流体力学の枠組みによる QGP の時間発展は、現時点では完全流体についてしか定式化されておらず、RHIC でも完全流体模型が適用された。その結果、非中心衝突における「楕円流れ (elliptic flow)」という「媒質の集団的性質」を反映する物理量が、完全流体模型で良く再現できることが分かった。この成功は、(i) RHIC データは QGP が生成したとする立場と矛盾しない、(ii) しかも、その生成した状態は弱結合のガスではなく、強く相互作用する流体的なものである、⁶ という認識へ導いた。この 2 番目の知見は本研究会の主要なテーマである AdS/CFT に繋がるものだが、本稿の趣旨には以下の結果がより衝撃的である。すなわち、この完全流体模型によると、シミュレーションを開始する初期時刻 τ_{therm} は $\tau_{\text{therm}} \sim 0.6 \text{ fm/c}$ なる非常に短い時間が好まれるという [5]。流体模型は局所熱平衡を仮定しているので、つまりこの結果は **RHIC では衝突後 $\tau_{\text{therm}} \sim 0.6 \text{ fm/c}$ という非常に短い時間に系が熱平衡となり、QGP が生成した**ことを示唆する。（従って τ_{therm} は熱平衡化時間 (thermalization time) と呼ばれる。）なお、この時間が「非常に短い」というのは、 $\tau_{\text{therm}} \sim 0.6 \text{ fm/c}$ の時間では摂動的な粒子間の散乱は 1 回あるかないか程度の頻度だということから納得できるだろう。ということは、非常に早く熱平衡に達する背後には、何か新しい物理機構の存在が示唆されるのである。このように「QGP の生成過程」の物理に対する実験データからの示唆はこの「短い熱平衡化時間 τ_{therm} 」という間接的な条件のみである。⁷ 但し、今現在の段階ではこの τ_{therm} の数値がどれほど堅固なものかどうかはまだ分かっていないことに注意しておく。⁸ 従って、完全流体模型の結果は熱平衡化を理解するための重要な動機付けにはなるが、それを信じるには慎重な立場をとるのが賢明だろう。それでも、我々は最も効率の良い熱平衡化を与える物理機構が何かという問いに明確な答えを出さなくてはならない。

⁶弱結合のガス系は大きな粘性係数を持つ。一方、粘性がゼロの完全流体は構成要素が強く相互作用することで実現する。

⁷ここで「間接的」と言ったのは、 τ_{therm} は直接観測できる物理量ではないから。 τ_{therm} は、あくまでも完全流体模型を指定するパラメータの一つにすぎない。

⁸本稿では詳述することができないが、これは「完全流体」の記述が正しいかという非常に重要な問題に関係している。そもそも「完全流体」は現実の系ではあり得ないので、あくまでも「小さい粘性を持った流体」の近似でしかないはずである。従って、実験結果と比較し得る現実的な理論計算のためには、「粘性流体としての QGP」の可能性を真剣に検討する必要がある。実際、完全流体のみが「楕円流れ」を説明するわけではないことが徐々に認識されてきている。例えば、初期条件としてカラーガラス凝縮の予言するものを使って完全流体のシミュレーションをすると、実験より大きな「楕円流れ」が得られるが、粘性を持つ流体を用いれば実験と同程度の大きさにすることができるといふ指摘がある（この場合、強結合 QGP という概念は不要になる可能性がある！）。さらに、ごく最近になって、粘性を持つ流体模型において QGP の時空発展のシミュレーションが試みられるようになった。相対論的粘性流体の記述は、技術的に様々な困難（因果律の問題、未知の輸送係数の存在など）があるために、現時点での解析は非常に未熟なものではあるが、今後の発展に期待したい。なお、粘性流体は散逸があるために平衡状態ではないので、粘性流体における τ_{therm} は熱平衡に達した時間ではなく、単なるシミュレーションの開始時間に過ぎないことを注意しておく。しかも、その値は完全流体の値とは異なるだろう。

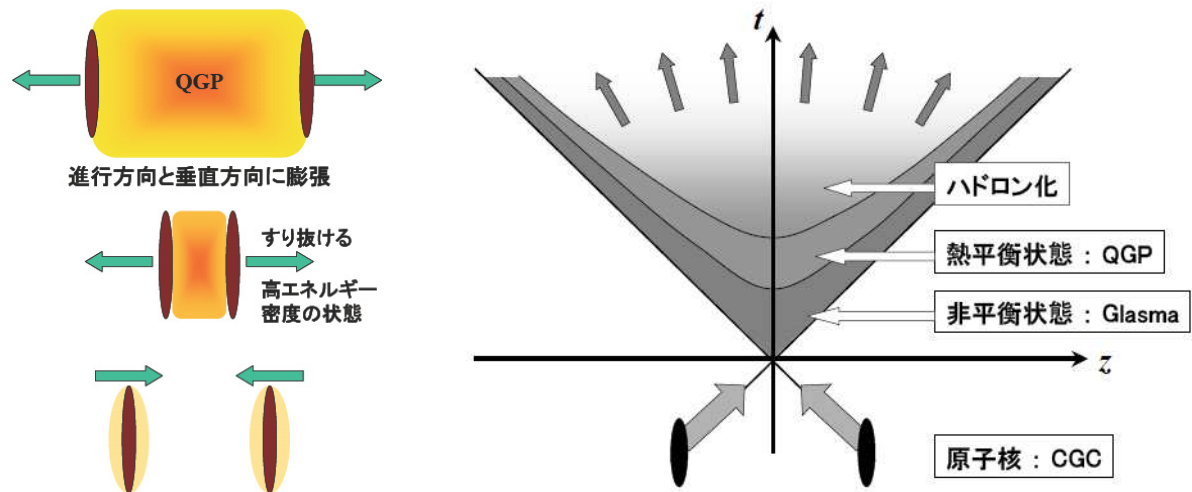


図 1: 相対論的重イオン衝突の時空発展の概略

2 相対論的重イオン衝突の概観

本稿の主目的である衝突直後から QGP 生成までの物理を位置付けるために、この章では相対論的重イオン衝突の「最初から最後まで」を概観しておく (図 1) [6]。重イオン衝突は、衝突エネルギーの増加と共にその描像が大きく変化する。以下では RHIC のような超相対論的重イオン衝突を記述する「Bjorken 描像」を紹介しよう。原子核に徐々に速度を持たせて光速に近い速度までブーストすると、古典的には原子核は進行方向に収縮し (ローレンツ収縮)、円板状に潰れると考えられる。ところが、原子核をよりミクロなレベルで捉えて、パートン (クォークとグルオンの総称) の生成・消滅のある動的な系として考えると、この素朴な描像は変更を受けるということを Bjorken が指摘した [7]。その指摘によると、古典的なローレンツ収縮の効果はもちろん存在するが、それは主にヴァレンス粒子 (クォーク) のみに有効であり、さらにそれ以外に非常に小さな運動量比を持つグルオンたちが纏わりついているという。そして原子核の速度 (つまり、散乱エネルギー) を増加させると、この纏わりつくグルオンの数が増大していくので、単純な円板状の物体とはかなり異なる様相を呈することになる。実は、現在ではこの描像は QCD の枠内で新しく定式化し直され、そのような小さな運動量比を持った高密度のグルオンの状態は、「カラーグラス凝縮 (Color Glass Condensate, CGC)」と呼ばれている (第 3 章)。グルオンの数密度が非常に高く、グルオンどうしの相互作用が無視できないため、CGC を構成するグルオンは (インコヒーレントな点状粒子の集まりではなく) コヒーレントな強いゲージ場で表現される。以上は高速度で走る 1 つの原子核が示す変化なので、重イオン衝突はこのように状態が変化した原子核同士の衝突と考えられる。また、この CGC がその後の時間発展にとっての「初期条件」になる。二つの CGC が高速で衝突すると、円板の主成分 (バリオン数を運ぶ) はそのまますり抜けて行く。そして円板が過ぎ去った後のシリンダー状の空間には、正味のバリオン数は小さいが、グルオンが多数生成されて非常にエネルギー密度が高い状態が作られる (図 1 左)。これが「Bjorken 描像」と呼ばれるものである。⁹

衝突直後の状態は、CGC で与えられる初期条件の名残りで、やはり強いグルオン場によって特徴付けられる。強い場は非可換性に起因する非線形な相互作用をし、自明でない時間発展を示す。このような強ゲージ場で記述される QGP の前平衡状態を、最近では (一部で) 「グラズマ (Glasma)」と呼ぶようになった。¹⁰ このグラズマの時間発展中も系は膨張しており、その為にグルオン場は減衰して

⁹ 一方、低エネルギーの重イオン衝突は「Landau 描像」で記述される。この描像では、2 つの原子核は衝突によって止まり、高バリオン密度状態ができる。GSI や J-PARC のエネルギーでの重イオン衝突に適用される。

¹⁰ この状態が「カラーグラス凝縮」と「クォーク・グルオン・プラズマ」の間に出現する過渡的なものであることから、Glass と Plasma を合わせて作られた造語。Gluon + Plasma ではない。

いく。十分場が弱くなると、コヒーレントな「場」からインコヒーレントな「粒子」への転換が起こる。インコヒーレントな粒子になれば、その非平衡状態の時間発展（平衡状態への緩和）はボルツマン方程式などの輸送方程式によって記述することができるようになる（第4章）。このようにして、場としても、粒子としても、グルオンが互いに相互作用することによって、いずれは熱平衡状態 (QGP) が実現する。このとき初めて温度が（局所的に）定義できるようになり、その値は当然、閉じ込め転移の臨界温度 $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ よりも高くなる。¹¹

高温状態として出現した QGP は膨張していくにつれてその温度が低下し、 $T_c \sim 170 \text{ MeV}$ まで下がった時にハドロンへの相転移が起こる。この「ハドロン化」は非摂動的な現象であり、正確な理論的記述は困難だが、主に二つの機構によって起こると考えられている。一つは、「破碎過程 (fragmentation)」と呼ばれるもので、高速度のパートンが真空から（あるいは媒質中で）生成する粒子対から必要なものを拾い上げてハドロン化するものであり、パートンの運動量が高い場合に有効な描像である。媒質がある場合には、注目するパートンは媒質中の粒子と散乱することでエネルギーを失い、媒質が無い場合と比べて高運動量領域に生成するハドロンの数が減少する。従って、これは QGP 生成の有力な指標となり得る。そして実際にこの現象は、RHIC で生成する高運動量ハドロンの量が陽子・陽子衝突で期待される収量よりもはるかに少なかった（約 1/5）ことにより検証されている。一方で、それほど高くない運動量を持つハドロンは「再結合過程 (recombination)」によって生成すると考えられている。QGP 中でパートンは熱分布をしており、小さい運動量を持つパートンの数が多いので、位相空間上で隣接するパートンが組になってハドロンを構成するという再結合過程が可能になるのである。この過程で生成したハドロンについては、その運動量を素朴に構成粒子数（メソンなら 2、バリオンなら 3）で割ったものがよい変数となるという一種のスケール則が成り立つと期待され、実際に RHIC 実験の楕円流れにおいて成り立つことが発見されている（詳細は文献 [1] を参照のこと）。

こうして生成したハドロン達は、これ以降はハドロンレベルでの相互作用をする。最初は、粒子の種類が変わったり、粒子数が増えたりする非弾性散乱と、種類も粒子数も変えない弾性散乱との両方が起こる。ところが、さらに温度が低下すると非弾性散乱が起こらなくなり、各粒子の粒子数比が一定になる。この温度を化学凍結温度 (chemical freeze-out temperature) という。その後、ハドロングラス中の各粒子は互いに相互作用すらなくなり、運動量の移行が無くなるため、各粒子の運動量分布も変化しなくなる。このときの温度を運動学的凍結温度 (kinetic freeze-out temperature) という。この段階で重イオン衝突のプロセスは全て終了し、次に相互作用するときは測定器のなかである。

3 衝突前

ここでは、前章で触れた Bjorken の主張の現代的な描像である「カラーグラス凝縮 (CGC)」について、その生成過程、記述方法、性質などを簡単に紹介する。次に、この CGC が実際に重イオン衝突においてどのように初期条件として取り扱われるのかを議論する。

3.1 グルオン多重生成

高速で走る任意のハドロン（陽子など）の中のヴァレンス・クォーク 1 つに着目し、図 2 (a) に示すような揺らぎを考えよう。グルオンを放出した中間状態は元の状態よりもエネルギーが ΔE だけ大きい。不確定性関係によって $\Delta t \sim 1/\Delta E$ の間だけは許されるので、 Δt をこの揺らぎの「寿命」とする。親のクォークと子のグルオンの運動量をそれぞれ $p^\mu = (p, 0_\perp, p)$ と $k^\mu = (E_k, k_\perp^i, xp)$ とし（ x は親の運動量に対するグルオンの運動量の比）、中間状態のエネルギーの変化を評価すると $\Delta E \simeq \frac{k_\perp^2}{2x(1-x)p}$

¹¹しばしば QCD の T - μ 面内の相図に、RHIC での系の軌跡として、通常の原子核に相当する地点から高温低密度の非閉じ込め相まで行って、低温低密度の閉じ込め相に戻ってくるという曲線が描かれる。しかし、正確には重イオン衝突直後は強い非平衡状態にあるので、この相図上には軌跡が書けない。熱平衡状態としての QGP が生成してはじめて、相図上の非閉じ込め相のある点に状態が出現する。

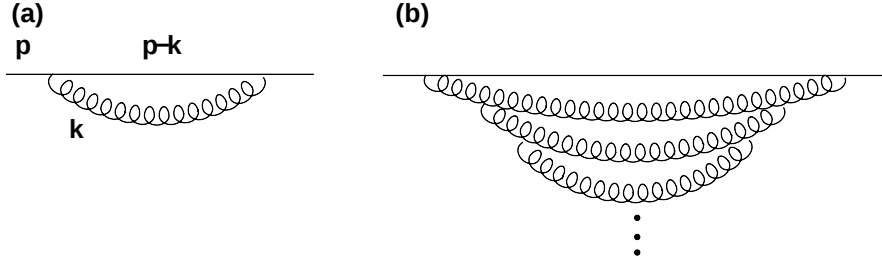


図 2: 高速で走るパートンの揺らぎ

を得る。従って親の運動量が非常に大きいなら ΔE は小さく、揺らぎの寿命は長くなる。また、親の運動量が大きければ大きいほど、この条件を満たす x は小さくとれる（長寿命揺らぎに対して許される位相空間が広がる）。さらに、揺らぎとして生成したグルオンの寿命が長ければ、そのグルオンもまた揺らぎとしてグルオンを放出するので、結局、図 2 (b) のような多重グルオン生成が可能になる。なお、これらの揺らぎを考慮することは、パートンの高次フォック状態を含む「波動関数」を求めることと等価である。¹²

以上は揺らぎの運動学的な側面のみを見たが、今度は揺らぎの過程をダイアグラムと考えてその寄与を評価しよう。すると、図 2 (a) は、 $\alpha_s \ln 1/x$ なる因子を含むことが ($\alpha_s = g^2/4\pi$)、また図 2 (b) の多重グルオン揺らぎについては、 n 個のグルオンが生成したとすれば $(\alpha_s \ln 1/x)^n$ なる因子を含むことがわかる。つまり、たとえ α_s が小さくとも、 x が十分小さければ $\alpha_s \ln 1/x$ は大きく、¹³（一見 α_s について高次と思える）多重グルオン生成が重要な寄与を与えることになる。実は、運動量比 x は系の散乱エネルギーの自乗 s と反比例の関係があるので、高エネルギーの散乱は非常に小さい x を与えることに相当する。最後に、ここで考えている親のクォークはもともと任意のハドロン中のヴァレンス粒子であることを思い出せば、最終的に高エネルギーのハドロンは、その運動量に対して小さな運動量比 x を持つ多重グルオン放出を伴う、という Bjorken の主張が理解されたことになる。なお、以上の議論はハドロンの「揺らぎ」の構造についてであり、多重生成するグルオンはあくまでも仮想的なものだが、そこに外部からのプローブが入ればその揺らぎが実際に観測量に反映するという注意しておく。例えば、陽子に対する深非弾性散乱では、分解能の高い光子で陽子をプローブすることに相当するが、陽子の内部構造を表す構造関数が、小さな $x < 10^{-2}$ において急激に増加するという現象が観測されており、これはグルオンの多重生成が実際に観測されたものだとして解釈されている。

3.2 カラーグラス凝縮

さて、グルオン 3 点相互作用 $g \rightarrow gg$ に起因するこのような多重グルオン生成のダイアグラムを足しあげると、その散乱振幅に対する寄与は $\sum_n c_n (\alpha_s \ln 1/x)^n / n! \sim e^{\omega \ln 1/x}$ の様にエネルギーの増加と共に増大する ($e^{\omega \ln 1/x} \sim s^\omega$: s は散乱エネルギーの二乗)。より正確には、この散乱振幅の急激な増加は、BFKL 方程式 (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov) という「線形な」発展方程式によって与えられる。ところが、そのような急激な散乱振幅の増加は、S 行列のユニタリ性からくる上限を破ってしまうという重大な問題に直面する。この問題の原因は、生成したグルオンが互いに独立であると扱っていたことにある。グルオン数が増加すれば、再びグルオンの 3 点相互作用によって、再結合 ($gg \rightarrow g$) の効果が重要になってくるはずだからだ。実際、この効果を取り入れると、最終的には高密度状態で密度が「飽和」することで散乱振幅の急激な増加は緩和され、ユニタリ性を破らない高密度グルオン状態が出現する。これが「カラーグラス凝縮 (CGC)」である [8]。この名前は以下の 3 つの性質に由来する。まず、(i) この状態は「色」を持つグルオンからなる。そして、(ii) 大きな運動量比 x を持つ

¹²似た例に、仮想光子の波動関数の高次項として、 $q\bar{q}$ 対の揺らぎを考慮するというものがある。同じ議論により、この $q\bar{q}$ 状態の寿命は高エネルギーでは長くなるため、深非弾性散乱は $q\bar{q}$ (“color dipole”) とターゲットの散乱として記述できる。

¹³例えば、 $\alpha_s \sim 0.2$ のように小さくとも、 x が $x \sim 10^{-2}$ 程度の値であれば $\alpha_s \ln 1/x \sim O(1)$ となってしまう。

ヴァレンス粒子は Lorentz 収縮した円板の上にいるが、その円板上での運動の典型的な時間は散乱の起こる時間に比べて長いために、散乱の時にはほとんど動かずに「凍り付いて」見え、¹⁴ しかもほとんど「ランダムに」分布していると考えられる。一方、CGC を構成する小さい x を持つグルオンは、ヴァレンス粒子たちのカラー荷が源になって作られる場だと考える。これらの状況はスピングラスに似ている。最後に、(iii) このグルオン状態の密度は非常に高く、あたかも凝縮状態のようにみなせる。

CGC は、円板状に潰れたハドロンの 2 次元面をグルオンが覆い尽くした状態だが、この状態は構成するグルオンの典型的「大きさ」¹⁵ によって特徴づけられる。この大きさは通常、運動量で定義され、**飽和運動量** Q_s と呼ばれる（つまり逆数 $1/Q_s$ がグルオンの横方向の典型的大きさ）。この導入の仕方から明らかなように、飽和運動量は希薄なパートンガスと CGC との「境界」を与える良い指標となる。実質上ほとんどのグルオンは飽和運動量 Q_s 近傍の運動量を持つので、グルオン間の相互作用の強さは、このスケールで評価された結合定数がその指標となる。得られる Q_s は QCD の非摂動スケール Λ_{QCD} よりも十分に大きく、またエネルギーの増加と共にさらに大きくなる。従って、CGC は弱結合 $\alpha_s(\mu = Q_s) \ll 1$ として取り扱える。しかし、グルオンの数が非常に多いために単純な摂動論は使えず、技術的には強い場についての再足し挙げが行われる。こうして、CGC の散乱エネルギーの変化に対する応答が定式化され、それは BFKL 方程式を非線形に拡張した BK 方程式 (Balitsky, Kovchegov) で与えられる。このように CGC は**弱結合多体系**の典型例だといえる。

グルオンの多重生成は陽子の深非弾性散乱において観測されていると述べたが、同じデータをより詳細に検討することで CGC の証拠とされる新しい現象が見つかった。それは飽和運動量 Q_s が存在して初めて成立するスケール則で、「**幾何的スケーリング**」と呼ばれている。また、RHIC のデータでも CGC で自然に説明できる新しい現象（重陽子・金衝突における前方方向での粒子生成の抑制など）が見つかった。さらに高いエネルギーの実験である LHC では CGC の効果がより顕著に現れるはずなので、実験データを理解する上で CGC は不可欠な要素となるだろう。

3.3 重イオン衝突の初期条件としての CGC とグラズマ

重イオン衝突を議論する前に、まずは x^+ 方向¹⁶に光速で走る 1 つの原子核について、その CGC による簡単な記述方法を述べておく。既に指摘したように、CGC の基本的な考え方では、全自由度を大きな x と小さな x を持つパートンに分離して、小さな x に相当するグルオンは、大きな x を持つパートン（ヴァレンス・クォークなど）のカラー電荷が源になって生じたゲージ場であると考えられる。従って、2 次元円板上に分布する時間変化しない (x^+ に依存しない)、ランダムに分布したカラー電荷密度関数 $\rho^a(x_\perp)$ を導入し、次の Yang-Mills 方程式を扱う：

$$(D_\nu F^{\nu\mu})^a = \delta^{\mu+} \rho^a(x_\perp). \quad (1)$$

このソースのランダム性は、重み関数 $W[\rho]$ (ρ に対する確率密度関数) によって指定され、最も簡単な場合としては次のようなガウス分布が使われる (McLerran-Venugopalan 模型):

$$W_{y_0}[\rho] = \mathcal{N} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int d^2 x_\perp \frac{\rho^a(x_\perp) \rho^a(x_\perp)}{\mu^2} \right\}, \quad (2)$$

ここで y_0 と書いたのは、これがあるエネルギー（ラピディティ y_0 ）における重み関数であり、エネルギーを変えれば変化することを示唆している。実際、この重み関数に対する発展方程式が導出され

¹⁴ 多重グルオン放出の例で考えれば、親のパートンの寿命 $\sim 1/p^- = 2p^+/p_\perp^2$ は子のソフトなパートンの寿命 $\sim 1/k^- = 2k^+/k_\perp^2$ に比べて遥かに「長い」($k^+ = xp^+ \ll p^+$)。従って、ソフトなパートンにとって親のパートンは静的に見える。

¹⁵ もちろん、素粒子であるグルオンは厳密には大きさを持たないので、ここではプローブの分解能によって自然に定義される大きさを意味している。あるいは素朴にグルオンの持つ横運動量の逆数で定義しても良い。

¹⁶ 以下の光円錐座標を用いる (図 3 参照)。 $x^\pm = (x^0 \pm x^3)/\sqrt{2}$, $x_\perp^\pm = (x^1, x^2)$. 光速で z 軸の正（負）方向に走る粒子の軌跡は $z = ct$ ($z = -ct$) で与えられ、 $x^- = 0$ ($x^+ = 0$) に相当する。 x^+ を光円錐時間、 x^- を縦方向、 $x_\perp$ を横方向という。

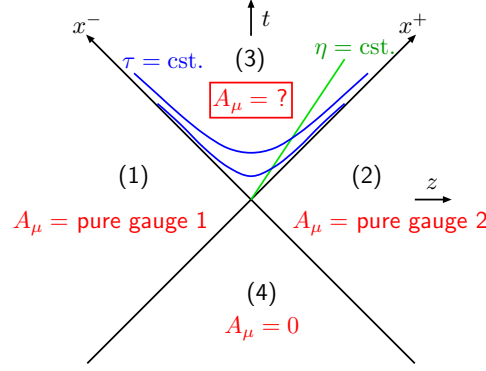


図 3: CGCによる重イオン衝突の記述

ており、導出した人達の名前から JIMWLK 方程式と呼ばれている。この方程式はラピディティーを時間と見なせば、確率密度関数 $W_Y[\rho]$ に対するフォッカー・プランク方程式として解釈できる。そして、この方程式を使って Wilson 線積分 $V^\dagger(x) = \text{P exp}\{ig \int dz^- A^+(z^-, x_\perp)\}$ の n 点関数に対する発展方程式を導出できる。なお、2 点関数に対する発展方程式は、既に触れた BK 方程式に相当する。

重イオン衝突の場合は、衝突する 2 つの原子核の両方ともを CGC として記述する (図 3) [9]。この場合、各原子核は光円錐軸 $x^\pm = 0$ に沿って動くので、一つの原子核の場合の Yang-Mills 方程式 (1) の右辺を以下のように変更する。

$$J^\mu = \delta^{\mu+} \delta(x^-) \rho_1(x_\perp) + \delta^{\mu-} \delta(x^+) \rho_2(x_\perp) \quad (3)$$

ここで ρ_1 (ρ_2) は右 (左) に動く原子核のヴァレンスの粒子が作るカラーソースである。衝突前は 2 つの原子核は因果的に無関係であり、かつそれぞれのカラーソースが作るゲージ場は空間的に互いに重ならない (図 3 の領域 (1) と (2) の $t < 0$ 部分)。従って衝突前 ($t < 0$) のゲージ場はそれぞれの CGC のゲージ場を足した $A^i = \alpha_1^i(x_\perp) \theta(-x^+) \theta(x^-) + \alpha_2^i(x_\perp) \theta(x^+) \theta(-x^-)$ で与えられる。ここで $\alpha_{1,2}$ は $\rho_{1,2}$ が作るゲージ場であり、 $-D_i \alpha_{1,2}^i = \rho_{1,2}(x_\perp)$ を満たす。ここでは拡張された光円錐ゲージ $x^+ A^- + x^- A^+ = 0$ をとっている。また、光円錐の後方 ($x^\pm < 0$, 領域 (4)) は、衝突する前の二つの CGC に挟まれた空間に相当し、ゲージ場はゼロにとった。

衝突後の粒子生成や熱平衡化などの現象は、光円錐の前方 ($x^\pm > 0$, 領域 (3)) で起こる。衝突直後の状態はまだ強いゲージ場で記述されると考えられるので、そのダイナミクスを知るには、ソースのない Yang-Mills 方程式を、CGC で与えられる初期条件を満たすように解けばよい。二つの原子核が通り過ぎた後の空間にできる状態はビーム軸方向に光速でほぼ一様に膨張するので、Yang-Mills 方程式の解としてビーム軸方向の依存性のない解 (つまり、軸方向にローレンツ不変な解) を考えよう。

$$A^\pm = \pm x^\pm \alpha(\tau, x_\perp), \quad A^i = \alpha_3^i(\tau, x_\perp), \quad (4)$$

ここで、 $\tau = \sqrt{2x^+ x^-} > 0$ は固有時間である。ビーム軸 (z 軸) 方向のローレンツ・ブーストは、座標ラピディティー $\eta = \frac{1}{2} \ln(x^+/x^-)$ を定数だけずらす変換なので、ブースト不変性は解が η に依存しないことを意味するが、¹⁷ それは (τ, η) 座標を取れば $A_\eta = x^+ A^- - x^- A^+ = -\tau^2 \alpha(\tau, x_\perp)$ となることから明らかである (なお、 $x^+ A^- + x^- A^+ = 0$ は “temporal” gauge $A_\tau = 0$ に相当)。この解に対する初期条件は (4) 式で定義される場 $\alpha(\tau, x_\perp)$ と $\alpha_3(\tau, x_\perp)$ に対して、時刻 $\tau = 0+$ で次のように与える。

$$\alpha_3^i|_{\tau=0} = \alpha_1^i + \alpha_2^i, \quad \alpha|_{\tau=0} = \frac{ig}{2} [\alpha_1^i, \alpha_2^i], \quad \partial_\tau \alpha|_{\tau=0} = \partial_\tau \alpha_3^i|_{\tau=0} = 0, \quad (5)$$

この条件の右辺にある α_1^i と α_2^i は、衝突前の各 CGC を記述するグルオン場である。これらの式が、**重イオン衝突の初期条件が衝突前の CGC のみで指定される**という主張を定式化したものである。こ

¹⁷ 正確には、(4) 式の $x^\pm$ は、ベクトル場 $A^\pm$ がローレンツ・ブーストの下で正しく変換するために必要な自明な因子。

の初期条件を満たすように Yang-Mills 方程式を解けば、重イオン衝突直後の強いグルオン場の時間的変化を知ることができる。この膨張する強いグルオン場は、既に述べたように「グラズマ」と呼ばれている。グラズマは「弱結合の強いグルオン場の系」という点で CGC と似ているが、CGC が時間依存性のない静的な状態であるのに対して、グラズマは系の膨張の効果と非線形性に起因する複雑な時間依存性を示す点で本質的に異なる。グラズマの性質は、今まで主に数値的な手段で調べられてきた。すなわち、解のブースト不変性を仮定してラピディティー η に依存しない解を 2+1 次元の格子上的数値計算で求めるわけである。幾つかの重要な物理量が計算され、実験結果と比較されている [11]。

4 衝突後

前章最後に導入したグラズマは、衝突前の CGC から連続的に繋がる描像である。従って、重イオン衝突直後の物理を記述する枠組みとしてはたいへん自然なものと考えられる。ところが、重イオン衝突の後、この描像をそのまま暫らく適用しようとする、二つの重要な問題に直面する。まず、ほとんどの解析が対象としている「ブースト不変なグラズマ」では、実は、熱平衡化は原理的に「不可能」である。何故なら、ブースト不変とは、グルオン場がラピディティーに依存しない事を意味し、従ってグルオンは縦方向に運動量を持たず、等方的な熱分布に成り得ないからである。これは重イオン衝突を記述するうえで重大な欠点であり、その解決策については本章の最後の節で議論する。二つ目の問題点は、グラズマ的記述には適用領域が限られている点である。グラズマはコヒーレントなゲージ場で記述されるが、この描像は場が強い場合にしか有効ではない。グラズマは急激に膨張しており、その為に場の強さは時間と共に減衰していく。すると、場ではなく粒子的な描像の方が相応しくなり（デコヒーレンス）、グラズマの枠組みは使えなくなる。この「場から粒子への転換」は、CGC の飽和運動量 Q_s を使って $\tau_{\text{deco}} \sim 1/Q_s$ 程度で起こると考えられている（CGC の影響でグラズマもまた、構成するグルオンの多くが $p_{\perp} \sim Q_s$ の運動量を持つ）[12]。RHIC での Q_s を 1 GeV 程度と評価するなら、このデコヒーレンス時間は 0.2 fm/c 程度であり、熱平衡化時間 $\tau_{\text{therm}} \sim 0.6$ fm/c よりも有意に短い。従って、 τ_{deco} 以前で有効なグラズマの描像は、 τ_{deco} 以後では Q_s 程度の運動量を持った「粒子」が存在するために、別の枠組みに移行しなくてはならないのである。実際、熱平衡化を扱うほとんどの理論は、 τ_{deco} 以後を議論している。

τ_{deco} 以後では、相関が無視できる多粒子系の非平衡過程を取り扱うことになる。一般的に、熱平衡状態への緩和を扱う理論的枠組みは、粒子の分布関数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ に対する運動学的輸送方程式で与えられる。以下では理想的な状況として高エネルギーの極限を考える。このとき、 Q_s は非常に大きくなり、摂動的な計算と、以下のようなスケールの分離が正当化される。すなわち高温系の摂動論の場合と同様に、横運動量が $k_{\perp} \sim Q_s$ 程度のグルオンを「ハード」と呼び、分布関数で表現する。一方、 $k_{\perp} \sim gQ_s$ のグルオンは「ソフト」と呼ばれ、コヒーレントな外場として扱われる。最も素朴には、外場は無視して粒子のみの相互作用によって熱平衡が達成されると考える立場がある。反対に、外場によって引き起こされる効果に注目し、衝突項は無視するという立場もある。以下では、輸送方程式に根ざしたこれらの二つのアプローチを紹介し、最後に再びグラズマの物理に戻る。

4.1 ハード粒子間の衝突による熱平衡化：“Bottom-up” thermalization

ボルツマン方程式では、一般に熱平衡は衝突項 $C[f]$ をゼロにするような分布 f_{eq} によって定義される $C[f_{eq}] = 0$ 。従って、衝突項で表されるハードな粒子の散乱によって熱平衡が達成されると考えるのは自然であろう。実際に、グルオンの 2 体散乱 ($gg \rightarrow gg$ と $gg \rightarrow ggg$) を摂動的に扱い、衝突項に用いた評価があり、それを“bottom-up” thermalization と呼ぶ [13]。熱平衡までのステップを丁寧に見ていくと、まずソフトな粒子が生成してそれが最初に平衡に達し、徐々に高運動量を持つグルオンの熱平衡化が実現していくことがわかった（低い運動量から高い運動量への熱平衡化という意味

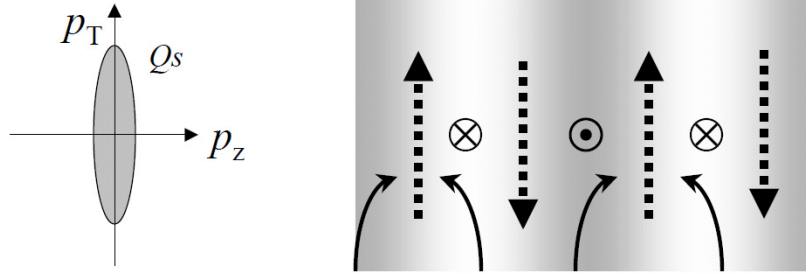


図 4: (左) ハード粒子の非等方的な運動量分布、(右) ワイベール不安定性。濃淡の背景が磁場を、実線の矢印が磁場で方向を変えつつあるハード粒子の軌跡を表す（フレミングの左手の法則）。点線の矢印は粒子分布が偏ることによって有効的にできた誘導電流。この電流の作る磁場は元の磁場を強めるため、磁場が増幅される。

で”bottom-up”と名付けられた)。このシナリオで熱平衡が実現する時間は、粗いオーダー評価によって $\tau_{\text{therm}} \sim \alpha_s^{-13/5}/Q_s$ とされている。そこで、RHIC での値として $Q_s \sim 1 \text{ GeV}$ と $\alpha_s \sim 0.3$ を代入すると、 $\tau_{\text{therm}} \sim 4.5 \text{ fm/c}$ となる。この結果は流体模型の示唆する時間 $\tau_{\text{therm}} \sim 0.6 \text{ fm/c}$ よりも遥かに長い。さらに、このようなオーダー評価ではなく、2 体散乱振幅を衝突項に用いてボルツマン方程式を数値的に解いたとしても、この粗い近似の結果と同程度の長い平衡化時間を得ることが分っている。従って、RHIC 実験の示唆する早い熱平衡化のためには他のメカニズムが必要と考えられる。

4.2 ソフトなゲージ場の効果：プラズマ不安定性

最近、上で説明した ”bottom-up” thermalization では無視されていた「ソフトな外場の効果」が早い熱平衡化に重要な役割を果たすのではないかと注目されている [14]。輸送方程式が使えるようになる時間 $\tau_{\text{deco}} \sim 1/Q_s$ までの系の膨張の結果、グルオンの運動量分布は縦方向に潰れて歪んだ形になる ($f(\mathbf{p}) \neq f(|\mathbf{p}|)$: 横方向は $p_\perp \sim Q_s$ のままだが、縦方向は $p_z \sim 1/\tau$ 、図 4 左を参照)。通常の電磁的プラズマでは、粒子の分布がこのように等方的でない場合、粒子と外場との相互作用によって「プラズマ不安定性」(特に磁場に対してはワイベール不安定性)と呼ばれる現象が起こることがよく知られている。QCD でも、可換、非可換の違いはあるものの、本質的に同様の現象が起こり得る。この現象を記述する理論的枠組みは、ハードな粒子の時間変化についてはボルツマン方程式で与えられる。但し、不安定性の起こる短い時間スケールではハード粒子間の散乱は無視できるので衝突項を考えない。このような、外場の効果を取り入れた無衝突プラズマを記述する方程式をヴラソフ方程式という。一方、ソフトなゲージ場も単なる外場ではなく、Yang-Mills 方程式を満たすダイナミカルな自由度として扱う。この二つの連立方程式を無矛盾に解くことで、系の安定性が議論される。

ここでワイベール不安定性の機構を簡単に紹介しておく(図 4 右)。ハードな粒子は非等方的に分布しているので、その主要な方向に運動量を持つ粒子を考えて、それに垂直方向に波数ベクトルをもつソフトな磁場中を走らせる。すると、粒子が磁場から受ける力は、振動する磁場の正負によって進行方向に対して左右に変化する。その結果、ハード粒子の分布にかたよりが生じ、それが新たな電荷の流れ(誘導電流)として働いて、磁場を生成する。この磁場は最初の磁場を強める方に働く「ポジティブ・フィードバック」なので、ソフトな場は指数関数的に増幅されることになる。これがワイベール不安定性である。この不安定性は、ソフトなゲージ場が強くなり、非線形性が効きだすと沈静化する。¹⁸ なお、もしハード粒子の分布が等方的であるならば、外場が及ぼす力は相殺してこのような不安定性は存在しないので、最初の非等方的な分布が不安定性の存在にとって本質的な条件である。また、ハード粒子の分布の主要方向と直行する方向のソフトモードが「選択的に」増幅される点に注意

¹⁸電磁的プラズマでは、磁場が強くなると粒子の軌道がサイクロトロン運動をするほど強く擾乱を受けるようになり、粒子分布は等方的になって場の増幅が終わる。一方、QCD の場合はその効果よりも先にゲージ場の非線形性が効く。

しておく。この性質のため、不安定性は全体の（ソフト＋ハードの）エネルギー・運動量テンソルの等方化に大いに役立つ。しかもこの等方化の時間 τ_{iso} は、ソフトな場の指数関数的な増幅が決定するので、非常に短い。¹⁹ さらに、短時間で一挙に増えたソフトなモードは、相互作用して徐々にハードなモードにエネルギーを受け渡し、最終的に熱平衡分布が実現すると考えられる。

プラズマ不安定性が本当に早い熱平衡化の物理機構であるかは現在も盛んに研究されている。ごく最近では、膨張の効果の定量的評価、初期分布の非等方性の結果への依存性（RHIC で実際にどれほどの非等方性があるか）、等方的分布から最終的な熱分布へ移行する時間とその機構（そもそも移行するのか）、などの問題が取り組まれている（詳細は [14] を参照）。特に、最後に挙げた問題は重要で、それが解明されない限り、プラズマ不安定性が早い熱平衡化を与えとは言えない。

4.3 さらに時間を遡る：グラズマ不安定性？

プラズマ不安定性によるシナリオでは、衝突してからグルオンの 1 体分布関数を導入できるようになる $\tau_{\text{deco}} \sim 1/Q_s \sim 0.2 \text{ fm}/c$ まで、何もせずに待たなくてはならない。もし、RHIC での熱平衡化が本当に $0.6 \text{ fm}/c$ 程度であるなら、プラズマ不安定性はたった $0.2 \text{ fm}/c < \tau < 0.6 \text{ fm}/c$ という短い間に仕事を完了する必要がある。いや、実際には RHIC での Q_s は 1 GeV より小さいだろうから、 τ_{deco} はもっと大きく、許される時間はさらに短くなる。確かに、プラズマ不安定性が定式化されているのは非常に大きな Q_s を与える高エネルギーの極限であり、このとき $\tau_{\text{deco}} \sim 1/Q_s$ は非常に小さな値になるため、それ以前を考慮する必要はないという立場はあるだろう。しかし、現実問題としては RHIC では $\tau_{\text{deco}} \sim 1/Q_s$ の値はそれほど小さくはなく、「 τ_{deco} 以前」を議論する必要がある。

まず、確認しておくべきは、前節でのプラズマ不安定性のシナリオでは、「 τ_{deco} 以前」のグラズマ期では、膨張によって非等方的な分布を与えるという役割のみ考慮しており、不安定性が成長するなどという何らかの自明でない現象が存在する可能性は検討されていない。しかし、グラズマは強いグルオン場であり、非線形性が時間発展を支配するような系である（実際、古典 Yang-Mills 場はカオスになることが知られている）から、グラズマ自体が不安定性を持ち、それが早い熱平衡化に寄与するという可能性は十分にあると考えられる。さらに、粒子数が十分に大きい時は、ボルツマン方程式と古典場による記述が等価であるということが指摘されている。これは τ_{deco} 後でも、古典場的記述が可能であり、輸送理論によるプラズマ不安定性と同じ現象を古典場を解くことで表現できること、そして「 τ_{deco} 以前」でグラズマの不安定性を探すことに十分意味があるということを示唆している。

ところが、既に本章の最初に述べたように、通常議論されているブースト不変なグラズマを考える限り、熱平衡分布は勿論のこと、等方的分布すら実現不可能である。では、ブースト不変な解が得られた理由は何かということ、衝突する原子核を無限に薄い板と近似したことから来ている。つまり、高エネルギー極限という理想化された状況で初めて正当化されるものである。もちろん、多くの場合その近似は良いものだと考えていたわけだが、熱平衡化を考える時はこの状況を再考しないといけない。実際、RHIC などの重イオン衝突における原子核は有限の厚み (R を原子核半径として $2R/\gamma \sim 0.13 \text{ fm}$) があるために、ブースト不変性は近似的にしか成立しないと考えられる。従って、衝突後に生成した状態には、必然的にラピディティー依存性があるはずだ。また、ブースト不変な解を考えたとしても、その周りには必ず量子的な揺らぎが存在し、その揺らぎは一般にラピディティーに依存するだろう [15]。こう考えると、ブースト不変なグラズマを第ゼロ近似と捉え、そのまわりにラピディティーに依存する小さな揺らぎ・ズレを考えるとというのがより現実的な枠組みであると結論できる。実はごく最近になって、3.3 節最後で述べたグラズマの数値計算の枠内で、そのような揺らぎの効果が実際に調べられている [16]。それによると、ラピディティーに依存する小さな揺らぎは時間の経過とともに指数関数的に増大し、系のエネルギー・運動量テンソルを等方的なものに近づけることが分った。この結果

¹⁹ 正確には、最初の指数関数的な増加が非線形性によって収まったときに等方的分布になるとは限らない。さらに、初期分布の非等方性が非常に強い時には、一旦収まったかに見える不安定性が復活することも知られている [14]。

は、プラズマ不安定性の結果と矛盾しないものであり、それ故、(現時点では明確な理論的根拠は示されていないが) 実際にワイベール不安定性を見ている可能性がある。

以上が、不安定性による熱平衡化の問題の最前線である。グラズマ期における不安定性が大きく成長して等方化に実際に寄与すれば、それが衝突後、最も初期からの熱平衡化の機構となり、たいへん興味深い。従って、グラズマの不安定性を調べるのが、今後の研究の重要な流れになると期待される。

5 まとめ

本稿では、重イオン衝突直後のほんの 1 fm/c という短時間に熱平衡化が起こる可能性について理論からのアプローチを紹介した。ほんの短い時間なのに、そこで議論される物理はたいへん豊富であることに驚かれたのではないだろうか。現時点ではまだ、熱平衡になるまでの一つの確実なストーリーを述べることはできないが、以下に主に本稿で議論してきた物理を時系列的に箇条書きにしてみる。今後の理論の進展によっては、これらの変更を受けることは大いに有り得ることをお断りしておく。

- (i) $t < 0$ 「衝突前」：高エネルギー重イオン衝突前の状態は高密度グルオン状態である CGC で記述され、それが重イオン衝突の初期条件となる。(衝突後は固有時 τ を用いる)
- (ii) $\tau \sim \tau_{\text{cross}}$ 「衝突中」：高速で走る原子核の厚みは原子核同士の「通過時間」 τ_{cross} に相当する ($\tau_{\text{cross}} \sim 2R/\gamma$)。従って「衝突時刻」は厳密に $\tau = 0$ というわけではなく、現実にはこの程度の幅が存在する。高エネルギーの極限 ($\gamma \rightarrow \infty$) では $\tau_{\text{cross}} = 0$ だが、RHIC では $\tau_{\text{cross}} \sim 0.1 \text{ fm/c}$ 。
- (iii) $\tau_{\text{cross}} < \tau < \tau_{\text{deco}}$ 「グラズマ期」：初期条件である CGC の影響を強く残し、(時間変化する) 強いグルオン場によって特徴付けられる。膨張の効果でグルオンの粒子分布が非等方的になる $f(\mathbf{p}) \neq f(|\mathbf{p}|)$ 。ラピディティに依存する揺らぎが不安定であり、系の等方化に多少寄与する。コヒーレントな場が弱まって、インコヒーレントな粒子的描像に変わるの、およそ $\tau_{\text{deco}} \sim 1/Q_s$ 程度。RHIC では $Q_s \sim 1 \text{ GeV}$ とすれば $\tau_{\text{deco}} \sim 0.2 \text{ fm/c}$ 。
- (iv) $\tau_{\text{deco}} < \tau < \tau_{\text{iso}}$ 「等方的分布へ」：運動量空間で非等方的に分布したハードなグルオン粒子とソフトなグルオン場の相互作用がグルオン場の不安定性を誘起し (プラズマ不安定性)、系を短時間に等方化するのに役立つ。(ある計算によると、不安定性の特徴的な時間スケールは、RHIC では 0.7 fm/c 程度と見積もられているが、これは等方化が実現する時間ではないことに注意)
- (v) $\tau_{\text{iso}} < \tau < \tau_{\text{therm}}$ 「熱平衡分布へ」：等方的になった分布が、さらに粒子間の相互作用によって徐々に熱分布へ移行する。その主要な機構が何なのかは明確に分っていない。

最後に、本稿で紹介した理論は熱平衡化に対する理論アプローチのごく一部であることを注意しておこう。RHIC 以前にも多くの理論計算があり、そこでは例えば、衝突直後に生成するカラー電場のフラックス・チューブが崩壊して粒子生成を起こすというシナリオや、Schwinger 機構を利用するシナリオが詳しく調べられている。それらの様々なシナリオは、RHIC 以後の新しい視点でもう一度検討し直されていくべきであろう。²⁰ しかし、最初に述べたように、熱平衡化の問題は現時点では実験によるフィードバックがないために、様々な理論的アプローチの正当性を判断するための指針がないという困難がある。今後の実験の精密化、高エネルギー化によって、それらを区別する手がかりが得られるようになることを期待しよう。例えば、重イオン衝突で生成する光子 (direct photon, thermal photon) は、原理的に衝突直後の情報を担っているはずなので、それを詳細に検討すれば、将来的には熱平衡の前の情報が得られるかもしれない。このように、熱平衡以前の詳しい情報が得られるようになれば、重イオン衝突を使った非平衡物理という、豊かで新しい物理が展開できることになるだろう。

²⁰ 実際、グラズマの枠組みでは、衝突直後にはビーム軸に平行なカラー電場が生成するというフラックス・チューブ的な描像が出現することが分かっている [10]。

参考文献

- [1] RHIC の実験結果の総覧は次の特集号を参照のこと : “*First three years of operation of RHIC*”, Nucl. Phys. A757, issues 1-2 (2005), 日本語の解説としては : 藤井宏次『高エネルギー重イオン衝突 ; 観測量とその理解』本会議録
- [2] QGP 状態についての理論的アプローチの最前線については、次を参照のこと : 初田哲男『QCD の熱くて密な物語』本会議録
- [3] T. Matsui, Nucl. Phys. A461 (1987) 27c.
- [4] 日本語による解説を二つ挙げる : 室谷心『RHIC Heavy Ion Collision に対する流体モデル入門』本会議録 ; 平野哲文『相対論的重イオン衝突反応に基づく高温 QCD 物質の物性物理』原子核研究 51 Supplement 1 (2007) 65 (2006 年夏の学校特集号)
- [5] 例えば U. Heinz, “*Thermalization at RHIC*,” hep-ph/0407067 では、RHIC データを説明することが可能な熱平衡化時間の「上限」は $\tau_{\text{therm}} \sim 1 \text{ fm/c}$ であると議論しており、実際のシミュレーションでは $\tau_{\text{therm}} = 0.6 \text{ fm/c}$ を用いている。
- [6] 重イオン衝突の全貌を理解するには次の教科書が最適である。K. Yagi, T. Hatsuda, and Y. Miake, “*Quark-Gluon Plasma*”, Cambridge 2005.
- [7] 例えば L. Susskind and P. Griffin, “*Partons and black holes*”, hep-ph/9410306.
- [8] レビューとしては E. Iancu and R. Venugopalan, “*The color glass condensate and high energy scattering in QCD*,” hep-ph/0303204. 日本語の解説としては : 板倉数記『カラーグラス凝縮 – ハドロン・原子核の高エネルギー極限における姿』日本物理学会誌 59 (2004) 148 (3 月号)
- [9] A. Kovner, L. McLerran, and H. Weigert, Phys. Rev. D52 (1995), 6231; *ibid.* 3809.
- [10] T. Lappi, and L. McLerran, Nucl. Phys. A772 (2006), 200
- [11] A. Krasnitz, Y. Nara, and R. Venugopalan, Phys. Rev. Lett. 87 (2001), 192302; T. Lappi, Phys. Rev. C67 (2003), 054903 及びこれらの論文の文献参照。
- [12] J.P. Blaizot and A. Mueller, Nucl. Phys. B289 (1987) 847, B. Muller and A. Schafer, Phys. Rev. C73 (2006) 054905.
- [13] R. Baier, et al. Phys. Lett. B502 (2001), 51
- [14] レビューとして S. Mrowczynski, “*Early stage thermalization via instabilities*,” hep-ph/0611067. また日本語の解説としては : 奈良寧『高エネルギー原子核衝突における QCD プラズマ不安定性』原子核研究 52 巻 第 1 号 (2007) 掲載予定
- [15] K. Fukushima, F. Gelis, and L. McLerran, Nucl. Phys. A786 (2007), 107
- [16] P. Romatschke, and R. Venugopalan, Phys. Rev. D74 (2006), 045011