

カラーグラス凝縮 (Color Glass Condensate, CGC)

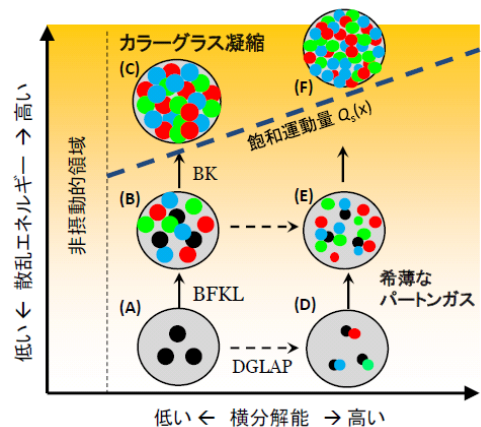
板倉 数記 (高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所)

加速器実験での最高到達エネルギーが更新されるたびに、私たちの物質に対する認識は変更を受けます。それは、より基本的な構成要素の発見が自然界の枠組み自体を改める場合と、既存の枠組のなかで新しい現象が出現し、物質の構成に対する認識が深まる場合とがあります。ここで紹介するカラーグラス凝縮は後者の典型的な例です。「カラーグラス凝縮 (CGC)」とは、非常に高いエネルギーの散乱において全てのハドロンが見せる (常識とは掛け離れた)「普遍的な描像」であり、昨今の高エネルギーハドロン実験の結果を理解するために不可欠な要素になりつつあります。

ハドロンにはクォーク (q) とグルオン (g) という自由度からなる下部構造が存在し、その力学は量子色力学 (QCD) という非可換 (SU(3)) ゲージ場の理論によって記述されます。クォーク間の力を媒介するゲージ粒子であるグルオンには、非可換性に起因してグルオン同士の相互作用が存在し、特にその3点相互作用がカラーグラス凝縮の出現にとって本質的です。陽子の基本構造は3つのクォークですが、クォークは量子揺らぎとして (互いに、又は自分自身と) グルオンをたえず放出・吸収しています。通常のエネルギースケールでは揺らぎの寿命はごく短く、3つのクォークという基本構造は大きく変更されません。ところが、クォークが非常に高いエネルギーを持つと、その揺らぎは長寿命化し、さらに揺らぎ (グルオン) の雪崩的生成や揺らぎ同士の相互作用が生じます。そのような複雑な揺らぎの構造が散乱で実際に測定されるので、高エネルギー散乱での陽子の構造は3つのクォークではなく、むしろ多数のグルオン状態が有効な描像になります。この状態がCGCです。

その出現機構をもう少し詳しく述べましょう。運動量 p (\simeq エネルギー) を持つクォークが、運動量 $k = xp$ を持つグルオンを放出したのち吸収する揺らぎ $q \rightarrow q+g \rightarrow q$ を考えます。その寿命は中間状態のエネルギーのズレ ΔE から、不確定性関係によって $\Delta\tau \sim 1/\Delta E \sim x(1-x)p/2k_{\perp}^2$ と評価されるので (k_{\perp} はグルオンの横運動量)、もしクォークのエネルギー p が非常に大きければ、寿命は長くなり得ます。長寿命を獲得したグルオンは、さらに3点相互作用により $g \rightarrow g+g \rightarrow g$ と揺らぎます。最初のクォークのエネルギーが大きければ、生成グルオンの寿命も同様に長いので、これが連鎖的に続いてグルオン放出の雪崩現象が起こるのです。また、このグルオン放出過程の振幅には、一つのグルオンを放出する度に因子 $\alpha_s \ln 1/x$ が掛かります ($\alpha_s = g^2/4\pi$)。結合定数 g がどんなに小さくとも、運動量比 x が小さなグルオンを放出する揺らぎの寄与は大きくなります。つまり、特に小さな x を持つ長寿命の揺らぎが雪崩的グルオン生成に寄与するのです。一方で、グルオン数が増えたと、再びグルオンの3点相互作用により、生成したグルオン同士の融合 $g+g \rightarrow g$ が起こります (揺らぎが消える過程ではありません)。その結果、グルオン数の増加率は遅くなり、もしグルオンの分離・融合の効果がバランスすれば飽和状態に達するでしょう。こうして、エネルギーを上げてあまり変化しない状態として、CGC が現れます。また、CGC は多数のグルオンが存在するときの非線形性によって出現するので、初期条件 (低エネルギーでのクォーク・グルオン分布) の詳細に依らない「普遍的な」状態です。CGC という名前の由来は、まずカラーを持つグルオンからなる状態であること、そのグルオンたちはヴァレンス粒子たちが吐き出したものですが、そのヴァレンス粒子の分布や運動はガラスに似て、(散乱が起こる典型的な時間スケールでは) ランダムで凍結していると見なせること、グルオンの密度は非常に高く、凝縮状態のように見なせること、から来ています。

いま説明した事を陽子の深非弾性散乱で表現したものを図に示します。深非弾性散乱では陽子の状態を二つの変数 (Bjorken 変数 x , 光子の仮想度 Q^2) で表しますが、それぞれは散乱エネルギー (縦軸)、横分解能 (横軸) に対応します。まず、あまりエネルギーは高くなく、分解能も低い時 (A)、私たちの良く知る3つのヴァレンスクォーク (黒丸) の状態が観測されます。分解能を上げていくと、より細かい構造が見えて粒子数は増えますが (D)、密度は希薄になります (グルオンは灰色の丸で表現)。一方、散乱エネルギーを上げていくと、急激なグルオン数の上昇 (B) の後、融合過程が効き始めて CGC に至ります (C)。これらの遷移 (A)→(B) と (B)→(C) は、それぞれ BFKL 方程式、Balitsky-Kovchegov 方程式と呼ばれる発展方程式によって記述されます。状態 (D) は (測定される) サイズのより小さなクォーク、グルオンから成りますが、そのエネルギーを上げていくと、CGC に到達するまでによりエネルギーが必要になります (F)。こうして CGC と希薄ガス的な状態を隔てる線が図のように引けます。この線を x の関数として表現したものが、CGC を特徴づける基本的な量「飽和運動量 $Q_s(x)$ 」で、飽和状態にあるグルオンの典型的なサイズ (の逆数) に相当します。 $Q_s(x)$ は、エネルギーの増加 (x の減少) とともに増大し、QCD の非摂動スケール Λ_{QCD} よりも大きくなります。そのため、CGC は小さな結合定数 $\alpha_s(Q_s) \ll 1$ を用いて定式化できるのです。原子核に対して同様の描像を適用すると、(ある衝突径数での) グルオン数が核子の数だけ増えますので、飽和運動量は増加し、飽和現象が起こりやすくなります。



CGC の存在を示唆する実験結果は既に幾つか存在します。その中で最も重要なものは、深非弾性散乱における「幾何学的スケーリング」です。この現象は飽和運動量 $Q_s(x)$ の存在を意味し、従って図の CGC の領域の存在を示唆します。また、理論的に求められる Q_s の x 依存性は、実験結果と無矛盾です。もう一つの実験は RHIC での重陽子・金衝突の前方方向における粒子生成の抑制です。この反応の前方方向では、金原子核の非常に小さい x を見ることになり、実験結果は CGC の効果が顕著に表れたとすると自然に理解できます。CGC は十分高いエネルギーのハドロン反応では自然に出現するものですので、今後 LHC などの高エネルギー実験において次々とその間接的、直接的な証拠が得られると期待されます。

CGC を記述する理論的枠組は、 $(\alpha_s \ln 1/x)^n$ の足し上げを行った最低次 (LO) の記述が 2000 年ごろに完成しました。上記の説明もそれに基づいています。最近になって、より高エネルギーへの適用を可能にするため、さらに $\alpha_s(\alpha_s \ln 1/x)^n$ の足し上げを行った NLO の発展方程式なども計算されています。今後はこの NLO のレベルでの CGC の性質を明らかにしていくことになるでしょう。理論的な記述や現象論的な応用の詳細は以下にあげるレビューをご覧ください。

- [1] 最も新しいレビュー F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian and R. Venugopalan, arXiv:1002.0333 [hep-ph]. 日本語で読めるものとしては、板倉数記 日本物理学会誌 2004 年 3 月号.
- [2] 重陽子・金衝突などの現象論的な応用を議論したものとして J. Jalilian-Marian and Y. V. Kovchegov, Prog. Part. Nucl. Phys. **56** (2006) 104 [arXiv:hep-ph/0505052].
- [3] 重イオン衝突への応用は 板倉数記 原子核研究 52 巻 Suppl.1 (2008).