6 高エネルギー重イオン衝突による物理

Physics of High Energy Heavy Ion Collisions

高エネルギー重イオン衝突による物理ワーキンググループメンバー[1]

実験

郡司　卓	GUNJI Taku	代表、東京大学原子核科学研究センター
中條　達也	CHUJO Tatsuya	副代表、筑波大学
江角　晋一	ESUMI ShinIchi	筑波大学
小沢　恭一郎	OZAWA Kyoichiro	高エネルギー加速器研究機構
坂井　真吾	SAKAI Shingo	筑波大学
坂口　貴男	SAKAGUCHI Takao	Brookhaven National Laboratory
佐甲　博之	SAKO Hiroyuki	JAEA　先端基礎研究センター
志垣　賢太	SHIGAKI Kenta	広島大学
下村　真弥	SHIMOMURA Maya	奈良女子大学
轟木　貴人	TODOROKI Takahito	筑波大学
新井田　貴文	NIIDA Takafumi	筑波大学
蜂谷　崇	HACHIYA Takashi	理化学研究所, 奈良女子大学
八野　哲	YANO Satoshi	広島大学
山口　頼人	YAMAGUCHI Yorito	広島大学

理論

北沢　正清	KITAZAWA Masayuki	大阪大学
野中　千穂	NONAKA Chiho	広島大学
平野　哲文	HIRANO Tetsufumi	上智大学
福嶋　健二	FUKUSHIMA Kenji	東京大学
藤井　宏次	FUJII Hirotsugu	東京大学

世話人

早野　龍五	HAYANO Ryugo	東京大学

[1]email address: wg04_hehic_2015@cns.s.u-tokyo.ac.jp

6.1 高エネルギー重イオン衝突の物理とは

6.1.1 高エネルギー重イオン衝突の始まりと歴史

「我々を取り巻く物質に熱を加え、温度をどんどん高くするとその物質はどうなるのだろうか？ 原子核を構成している陽子や中性子がお互いに重なり合うくらいに密度を大きくするとその物質はどうなるのだろうか？ そのような極限状況下で、物質はどのような振る舞いを示すのだろうか？」このような究極の物質に対する素朴な疑問を主たるテーマにしているのが、高エネルギー重イオン衝突の物理である。我々は、光速近くまで加速した重イオン同士を衝突させ、ビッグバンから数マイクロ秒後の宇宙に匹敵する超高温状態や中性子星内部に匹敵する超高密度状態を実験室で実現し、極限状況下における物質の存在形態やその性質を研究している。

極限条件下における原子核物理の大きな転換期の一つが 1973 年の QCD(量子色力学) の漸近的自由性の発見である [1]。それまでは、Lee-Wick 物質やパイオン凝縮などのハドロン物質の極限状態が物理の中心であった [2]。漸近的自由性の発見に伴い、系の密度や温度が大きくなると結合定数が小さくなり、遂にクォークがハドロン内のカラーの閉じ込めから解放された状態 (クォーク・グルーオンプラズマ, QGP) が実現する可能性が指摘された [3]。そして、極限条件下でのハドロン物質に関する研究やクォーク・グルーオンプラズマの創生を目指し、高エネルギー重イオン衝突実験が始まった。

その黎明期を支えたのが米国ローレンス・バークレイ研究所の BEVALAC での重イオン衝突 (1971-) である (図 6.1.1 左上)。永宮、谷畑、橋本、千葉、浜垣、小林、三明といったメンバーによって牽引された。核子あたりの最大エネルギーは $4(Z/A)$GeV 程度と低かったが、BEVALAC での研究は、その後の重イオン衝突研究における雛形となった。また、BEVALAC での研究は、重イオン反応によって生成される短寿命不安定核を２次ビームとして用いることで、不安的核ビームを用いた原子核研究という新しい分野を切り開くことになった [4]。その後、1980 年代の半ばから、重イオン衝突実験の中心は、米国ブルックヘブン研究所 (BNL) の AGS 加速器 (実験室系エネルギー 10-20GeV/A) や CERN 研究所の SPS 加速器 (実験室系エネルギー 160-450 GeV/A) に移行する (図 6.1.1 右上)。AGS ではストレンジネスを含むハドロン収量の系統的測定が行われ、永宮、浜垣、早野、三明、杉立、栗田、秋葉、志垣、佐甲、中條などが活躍した。杉立、三明、江角らが活躍した SPS では、ハドロン測定に加えて低質量領域のレプトン対や J/ψ の測定が行われ、中でも、鉛＋鉛の中心衝突における J/ψ 収量の異常抑制は、クォーク・グルーオンプラズマの証拠として大きな注目を集めることとなった [5]。

AGS での研究が始まる以前に、BNL は、高エネルギー分野の次期計画として相対論的重イオン加速器 (RHIC、核子対あたりの衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}}$=10-200 GeV) の建設計画を提案した [6]。1991 年に RHIC の建設が開始され、2000 年に最初の衝突が実現した。RHIC では、２つの大型実験 (PHENIX と STAR) と２つの小型実験 (BRAHMS と PHOBOS) 用の施設が建設された。BEVALAC では数十人規模の実験であったが、RHIC 時代には 500 人規模の国際共同大型実験へと発展を遂げた (図 6.1.1 左下)。日本グループは、日米科学技術協力事業 (高エネルギー分野) の大きなサポートを得て、東京大学、筑波大学、広島大学、高エネルギー加速器研究機構 (KEK)、長崎総合科学大学、早稲田大学などの多くの研究機関が PHENIX 実験に参加し、永宮が初代スポークスパーソン、秋葉が現在のスポークスパーソンを務めるなど、PHENIX 実験において大きな役割を果たしてきた。また、RHIC では、クォーク・グルーオンプラズマの物理だけでなく、偏極陽子を用いたスピン・核子構造に関する物理も展開されている。理化学研究所が新たに掲げたプロジェクトであり、理化学研究所、東京工業大学、

京都大学、立教大学などの諸機関が精力的に研究を展開している。SPS の 10 倍の衝突エネルギーを持つ RHIC では、高エネルギーのパートンが物質中でエネルギーを失う現象や非常に大きな生成ハドロンの楕円的集団運動が見つかった [7]。特に、完全流体を仮定した相対論的流体模型が、このハドロンの楕円的集団運動の記述に見事な成功を収め、RHIC で生成された物質が非常にサラサラした強結合状態であることが分かった（6.2 章参照)。RHIC-PHENIX における諸研究で、秋葉が 2011 年に仁科記念賞を受賞した。また、本 WG メンバーの多くが、RHIC-PHENIX 実験にて博士号を取得した。

CERN では、1994 年から大型ハドロン加速器 (LHC, $\sqrt{s_{NN}}$=2760-5000 GeV) の建設が始まった。LHC では 3 つの素粒子物理実験 (ATLAS, CMS, LHCb) に加えて、重イオン衝突に特化した ALICE 実験用の施設が建設された。ALICE 実験の規模は PHENIX や STAR を遥かに凌ぐ 1500 人規模である (図 6.1.1 右下)。日本からは、東京大学、筑波大学、広島大学、奈良女子大学、長崎総合科学大学が ALICE 実験に参加している。RHIC が稼働して 10 年後に最初の鉛＋鉛衝突が行われ、「クォーク・グルーオンプラズマの発見から物性研究」への新たな扉が開かれた。

現在は、RHIC と LHC の両面から系統的なクォーク・グルーオンプラズマの物性研究が行われている。RHIC や LHC で明らかになる物性は、宇宙開闢直後の高温度・低バリオン密度領域である。これに対し、中性子星内部に対応する低温度・高バリオン密度領域には依然として十分にアクセス出来ていない。この領域には、非常に豊かで複雑な相構造が存在すると考えられている。新しい沃野の分野として、高密度下でのクォーク多体系の研究が展望されつつある。最高バリオン密度を持つ物質の創生を目指して JINR-NICA 加速器施設 (露)、GSI-FAIR(独) の SIS-100 加速器が建設中であり、また J-PARC での重イオン加速の議論が進んでいる。

図 6.1.2 に、高エネルギー重イオン衝突に関する国内外の加速器実験施設を示す。各施設での衝突エネルギー、衝突核種、行われている実験を表 1 に示す。現在は、RHIC と LHC を用いた重イオン衝突が研究中心であるが、高密度下での研究に向けて JINR-NICA 加速器や GSI-FAIR 加速器が 2020-2025 年頃の稼働開始を目指している。

加速器施設	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	核種	実験
GSI SIS18	1-2.4	Au+Au, C+C, Ar+KCl	HADES
SPS	5.1-19.6	Pb+Pb, Ar+Sc, Be+Be	NA61/SHINE
BNL RHIC	7.7-200	Au+Au, Au+Cu, Cu+Cu, U+U	PHENIX, STAR
CERN LHC	2760, 5020	Pb+Pb	ALICE, ATLAS, CMS
	74.3, 100	Pb+Pb	LHCb(固定標的重イオン衝突実験)

表 1: 現在稼働中の加速器施設と高エネルギー重イオン衝突実験

現在、高エネルギー重イオン衝突実験を推進する国内機関は、筑波大学・東京大学・奈良女子大学・広島大学・長崎総合科学大学・理化学研究所・J-PARC である。これらの国内機関は、筑波大学・宇宙史研究センターを筆頭として、「高エネルギー重イオン衝突実験によるクォーク・グルーオン・プラズマ相の解明」と題した大規模研究計画を立案し、核物理コミュニティーの賛同を得て、日本学術会議のマスタープラン 2014(計画番号 86) と 2017(計画番号 60) にエントリーしている。高エネルギー重イオン衝突による物理は今後ますます活性化することが期待される分野である。

図 6.1.1: 左上:BEVALAC 時代。右上:AGS 時代。左下:RHIC 時代と PHENIX 実験集合写真。右下:LHC 時代と ALICE 実験集合写真

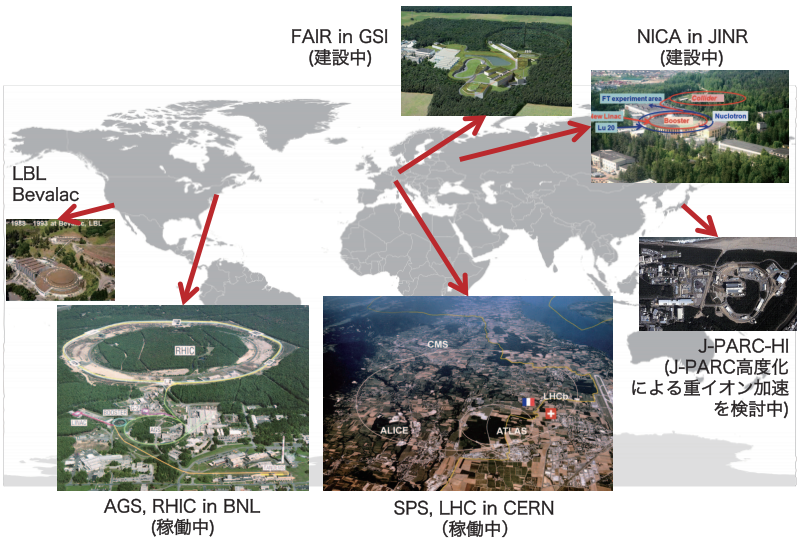

図 6.1.2: 高エネルギー重イオン衝突の物理を進めてきた加速器実験施設や建設・計画が進められている新しい加速器施設

6.1.2 高エネルギー重イオン衝突の目指すところ

原子核物理学の目標には、環境によって変化し得る QCD 真空の性質や核子の質量獲得をはじめとする物質創生機構の解明という基本課題と、初期宇宙進化の過程で生じた QCD 相転移 (クォークの自由度からハドロンの自由度への変化)、初期宇宙や中性子星内部における極限物質の解明という重要な課題が含まれる。我々の高エネルギー重イオングループは以下の研究目標を掲げ、研究を遂行する。

1. **高温極限物質に関する研究**
   - クォーク・グルーオンプラズマやハドロン物質の物性の解明
   - クォークの閉じ込めとハドロンの質量獲得機構を伴う QCD 相転移機構の解明
2. **高密度極限物質に関する研究**
   - クォーク・グルーオンプラズマやハドロン物質の物性の解明
   - 臨界点、様々な相転移現象 (一次相転移、クォークの閉じ込め・非閉じ込め相転移やカイラル相転移)、新しい物質相（カラー超伝導相、未知の秩序相）の探索
3. **QCD の真空構造の解明**
   - クォーク対凝縮 ($\langle\bar{q}q\rangle$) の温度、密度、磁場などによる変化の実験的検証
   - アノマリ現象を通したトポロジカル電荷揺らぎ存在の実証
4. **高強度のグルーオン場と非平衡 QCD のダイナミクスの解明**
   - 衝突直後に生成される高強度のグルーオン場から熱化や流体化に至る非平衡ダイナミクスの解明

6.1.3 QCD 真空とクォーク・グルーオンプラズマ (QGP)

我々の日常を取り巻く通常の環境では、クォークやグルーオンは核子や中間子 (=「ハドロン」) の中に閉じ込められており、単独で観測されることはない (「クォークの閉じ込め」)。このクォークやグルーオンの動力学は、SU(3) カラー (クォークやグルーオンが持つ自由度) の理論である量子色力学 (QCD) によって記述される。低エネルギー（低温）において、QCD の複雑であるが非常に豊かな性質が、クォークの閉じ込めをはじめ、結合定数の漸近的自由性や非自明な真空構造に現れ、その結果として、例えば、クォーク対凝縮 ($\langle\bar{q}q\rangle$) やグルーオン凝縮 ($\langle G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}\rangle$) が有限の値を持つ。クォーク対凝縮がゼロでない期待値を持つことに伴ってカイラル対称性が自発的に破れ、本来数 MeV の軽いクォークが 300 MeV 程度の有効質量を獲得する。これがハドロンの質量の起源である。また、QCD 真空は、グルーオン場の凝縮に伴い、トポロジカルな構造が出現するなど非自明な性質を持つ。

我々の日常を取り巻く通常物質を、図 6.1.3 のように約 2 兆度まで加熱すると、熱励起した多くの π 中間子がほとんど互いに密着して重なり合い、境を失う。その結果、クォークとグルーオンが閉じ込めから解放されて、クォークとグルーオンが長距離を伝搬する相に移行する。これが、クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) である [8]。

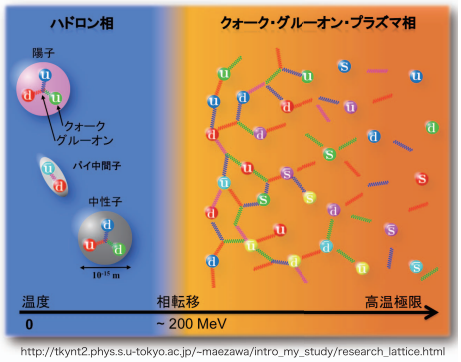

図 6.1.3: ハドロン物質とクォーク・グルーオンプラズマ物質。温度の増加に伴い、クォークとグルーオンが露わになったクォーク・グルーオンプラズマが実現する。(出典:前沢氏のホームページより)

図 6.1.4 の左は、最新の格子 QCD 計算によるエネルギー密度/(温度)^4 や圧力/(温度)^4 の温度依存性である [9]。200 MeV (2×10^{12} K) 程度の超高温状態になると、クォークの非閉じ込めによるカラー自由度の解放により、エネルギー密度や圧力が急激に上昇する。図 6.1.4 の中央と右は、系の秩序変数であるポリヤコフループ期待値 (単体クォークの存在しやすさの指標のようなもの) と真空での値で規格化されたクォーク対凝縮 ($\langle\bar{q}q\rangle$) の温度依存性である [9]。クォーク・グルーオンプラズマでは、非閉じ込めクォークの割合が有限になり、クォーク対凝縮が非常に小さくなることから、「クォークの非閉じ込め」と「カイラル対称性の回復」がともに実現している [10]。

ビッグバン直後に宇宙が高温であったとき、宇宙はこのクォーク・グルーオンプラズマで満たされていた。数兆度の世界は、ビッグバンから数 10μs 後の世界である。宇宙が膨張して温度が下がると、クォーク・グルーオンプラズマから現在の宇宙の姿である原子核物質への相転移が起こった。このクォーク・グルーオンプラズマの研究は、初期宇宙における物質創生史の理解に繋がるのである。

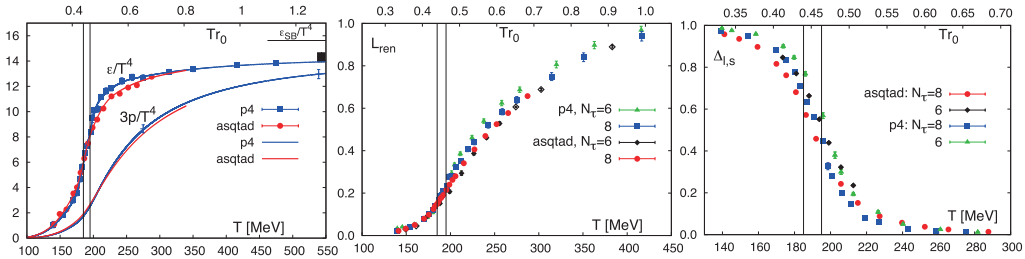

図 6.1.4: 左:格子 QCD 計算によるエネルギー密度/(温度)^4 や圧力/(温度)^4 の温度依存性 [9] 中央:ポリヤコフループ期待値の温度依存性 [9] 右:$\langle\bar{q}q\rangle$ の温度依存性 [9]

6.1.4 クォーク・ハドロン多体系の相構造

高密度状況下においても、大きさを持つ核子からなる核物質を圧縮することで、核子同士が重なり合い、カラーの自由度が顕在化したクォーク・グルーオンプラズマへの相転移が起こる。これまで、有限温度と密度（あるいは共役な化学ポテンシャル）の相図上でクォーク・グルーオンプラズマの存在条件 (臨界温度や臨界密度) やハドロン物質からの相転移の性質 (クロスーオーバー、1 次相転移、2 次相転移) に関して活発な研究が行われてきた [11, 12, 13]。図 6.1.5 は、クォーク・ハドロン物質の相構造 (横軸=バリオンの化学ポテンシャル、縦軸=温度) を示す [13]。格子 QCD 計算によると、高温かつ低バリオン化学ポテンシャル領域では、温度軸に沿う変化は明確な相境界のないクロスーオーバー相転移であり、ハドロン物質とクォーク・グルーオンプラズマが滑らかに繋がる構造が示唆されている。高密度側では、格子 QCD 計算による直接の検証はまだできないが、カイラル対称性に基づく有効理論では一次相転移が予言され、その結果、クロスオーバーと一次相転移線の境界点 (臨界点) が相図上のどこかに存在すると期待されている。しかしながら、臨界点や一次相転移の存在は有効理論に基づく期待であり、精度の良い予言は得られていない。核物質からクォーク物質への移行が期待される低温高密度領域では、有効理論のパラメータに依存して様々なパターンのカラー伝導相や非一様相の可能性が議論されており、強く相互作用する量子系の相構造の難しさと豊かさを如実に反映した状況になっている。また、有限温度格子 QCD 計算の研究でみられたカイラル相転移と非閉じ込め相転移の相関が、有限密度領域でも保持されるのか自体も非自明な問題であり、それらの相境界の間にクォーキオニック相という新しい物質相の可能性も議論されている [13]。

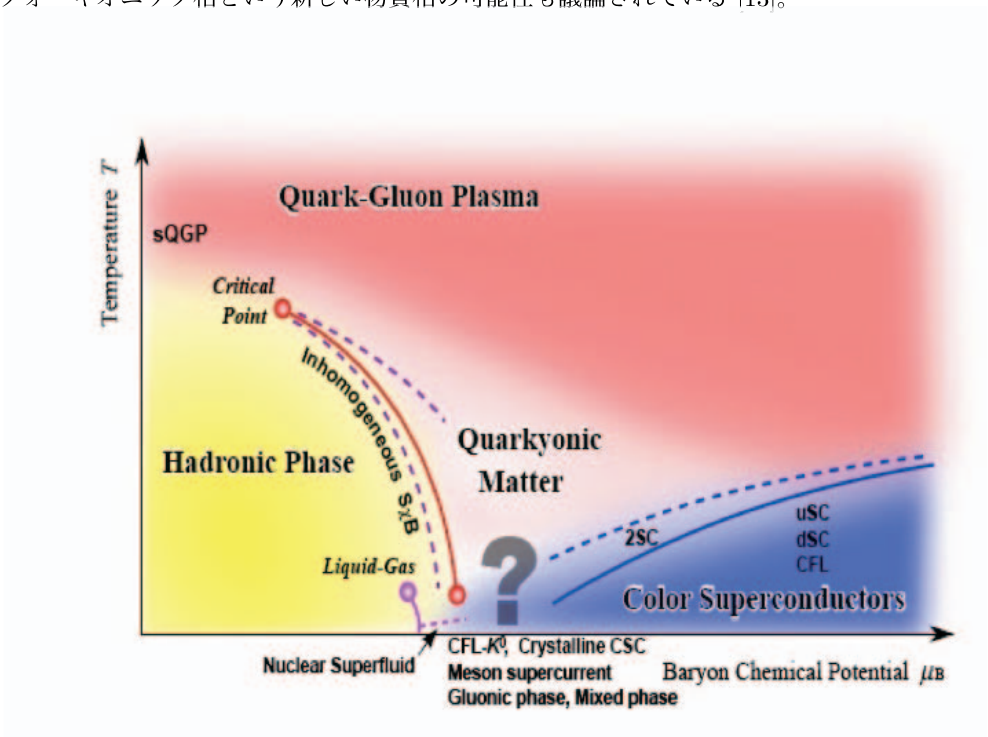

図 6.1.5: クォーク・ハドロン物質の相構造。相構造の温度やバリオン化学ポテンシャル依存性 [13]

6.1.5　高エネルギー重イオン衝突のダイナミクス

高温・高密度物質を実験的に作り出す方法が高エネルギー重イオン衝突である。核子が多く詰まった大きな原子核を光速近くまで加速し衝突させ、衝突直後に超高エネルギー密度の物質を生成させる。重イオン衝突の様相は衝突エネルギーに依存する。AGS や SPS のエネルギーでは、図 6.1.6 の左のように、厚みを持った重イオン同士が互いを押しつぶし合う形で衝突する。この衝突では、高バリオン密度物質 (大きなバリオン化学ポテンシャルを持つ物質) の生成が可能であり、AGS のエネルギーで通常原子核密度の 5 倍程度に到達する。それに対し、RHIC や LHC のエネルギー領域では、図 6.1.6 の右のように、パンケーキ状にローレンツ収縮した重イオンが互いに通り抜けるような衝突をする。重イオン内の核子を構成するクォークやグルーオン（＝「パートン」）のうち大きな運動量をもつ成分は素通りし、小さな運動量を持つ成分がパートン散乱によって衝突領域に高密度のエネルギーを落とす。これによって、バリオン数密度は低いが高温のクォーク・グルーオンプラズマが生成される。

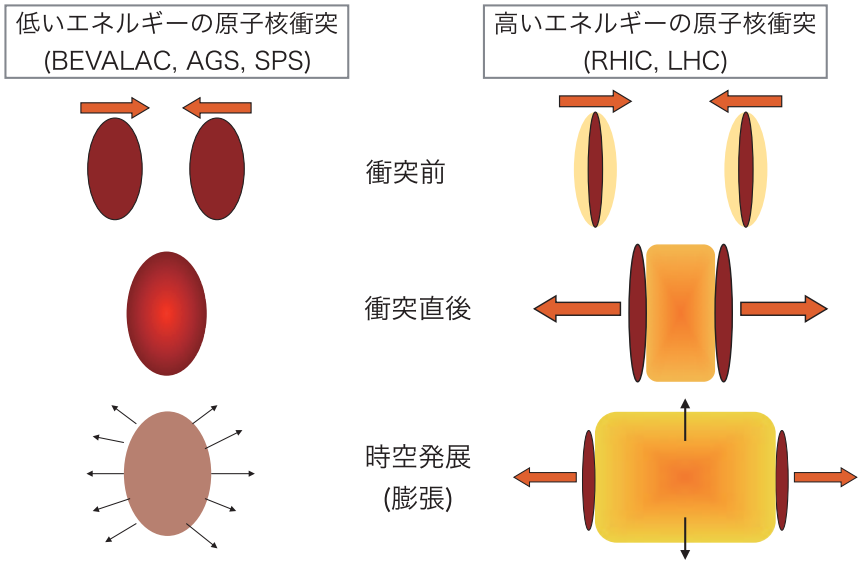

図 6.1.6: 低エネルギー重イオン衝突と高エネルギー重イオン衝突の様相

図 6.1.7 は、高エネルギー重イオン衝突の時空発展を示したものである。衝突直後の非常に短い時間でクォーク・グルーオンプラズマが生成される。RHIC のエネルギー領域では、クォーク・グルーオンプラズマの時空発展が相対論的流体力学で記述されることが明らかになっている。流体的な膨張に伴い、クォーク・グルーオンプラズマの温度は減少し、相転移温度付近まで下がるとハドロンの生成が始まる。徐々にクォーク・グルーオンプラズマからハドロン物質に転移し、ハドロンは非弾性散乱や弾性散乱を繰り返しながら、やがてハドロン間相互作用の終焉 (フリーズアウト) を迎える。

このように、高エネルギー重イオン衝突は極めて複雑な動的過程を辿る。その中からクォーク・グルーオンプラズマの物性を引き出すには、高エネルギー重イオン衝突の時空発展を正しく記述する理論的枠組みが必要である。その枠組みには、重イオン内の核子構造を記述するパートン分布関数の発展方程式、衝突反応過程やクォーク・グルーオンプラズマの生成過程を記述する非平衡ダイナミクス、状態方程式を与える格子 QCD 計算、局所平衡系の時空発展を記述する相対論的流体力学、ハドロン

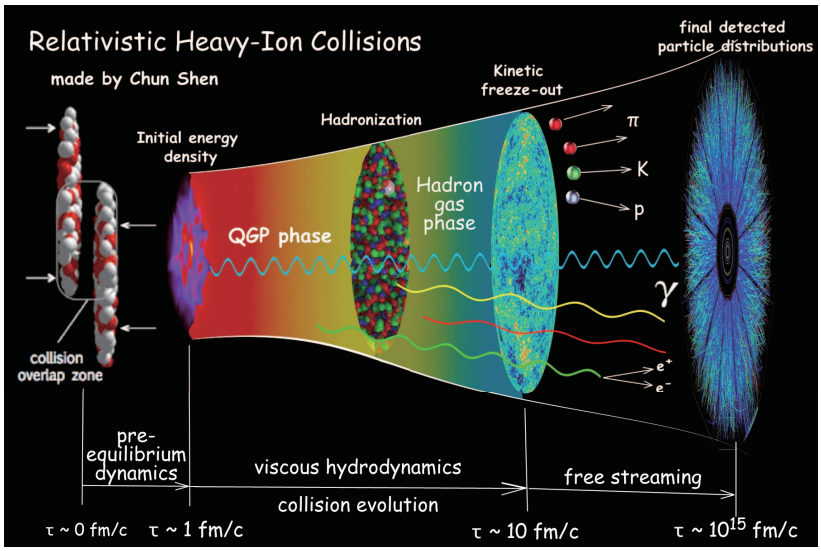

図 6.1.7: 高エネルギー重イオン衝突の時空発展

相の時空発展に有益なハドロン輸送計算などがある。また、高エネルギーで重要となる摂動的 QCD 計算も欠かせない。

RHIC や LHC のエネルギーでは、図 6.1.7 のように初期状態から終状態までを分離して扱うことが可能であり、それらを繋ぎ合わせることで比較的容易に時空発展模型を作ることができる。高エネルギーの核子は、3 つのバレンスクォークではなく運動量の小さいグルーオンによって埋め尽くされ、その分布関数もカラーグラス凝縮 (CGC) 理論で記述される [14]。CGC が与える初期条件を相対論的流体計算に加えることで、クォーク・グルーオンプラズマの時空発展を記述し、温度が低くなったところでハドロン輸送模型に切り替えて、フリーズアウトまでの時空発展を記述する。ところが、AGS や SPS のエネルギーでは、このアプローチがうまく行かない。原子核同士が潰れるような反応では、準平衡的な状態が持続せず色々な現象が同時に起きる可能性があり、物理の分離が難しい。これらのエネルギー領域においては、時空発展を記述する模型を構築することが非常に大きな課題である。

6.1.6 高強度ゲージ場と非平衡 QCD の動力学

高エネルギー重イオン衝突は、強い相互作用に基づく非平衡動力学を研究する具体的な場所を提供している。高エネルギー重イオン衝突は近似的には高密度なグルーオンの塊同士の衝突である。その衝突直後には、パートン間の散乱に並んで、衝突軸方向に高強度のカラー場が形成される。このカラー場がどのような機構によって局所熱平衡化あるいは流体化に向かうのか、その物理機構は未解明のままに残されている難問であり、非平衡 QCD の喫緊な課題である。

また、陽子の持つ電荷のために、衝突事象は非常に強い電流と電磁場を生成する。生成される磁場の大きさは、 RHIC-LHC エネルギーでは 10^{17-18} G で、マグネター (10^{15} G) を大きく凌ぐ。この強磁場の下で、クォーク・グルーオンプラズマやハドロン物質の性質や相構造、QCD 真空がどのように変化するのかは重イオン物理の新機軸として興味深い。

6.2 分野の現状

6.2.1 高温度極限物質に関する研究

RHIC が稼働して 17 年が経過し、これまで様々な衝突系 (衝突エネルギーや衝突核種) において、系統的な測定が行われてきた。さらに、RHIC の 15-25 倍のエネルギーでの重イオン衝突が LHC で開始され、より詳細な研究が可能となった。その中でも、幾つかのハイライトを本レポートにまとめる。

6.2.1.1 高次集団運動の発見と比粘性

クォーク・グルーオンプラズマの物性を検証するツールとして集団運動が挙げられる。図 6.2.1 のように、非中心衝突 (インパクトパラメータがゼロでない衝突) に着目すると、生成される物質はアーモンド型のような形状をしている。その後の時空発展は、クォーク・グルーオンプラズマの物性に強く依存する。このクォーク・グルーオンプラズマが液体 (平均自由行程が小さく、パートン間の断面積が大きい) のように振る舞うと粒子間の頻繁な散乱により集団運動が発生する。集団運動の結果、巨視的にみれば、圧力が生成され、圧力勾配の大きな短軸方向に、大きな運動量を持った粒子が放出される。つまり、空間の非等方性が運動量空間の非等方性に転化される (図 6.2.1 上)。この集団運動は、衝突

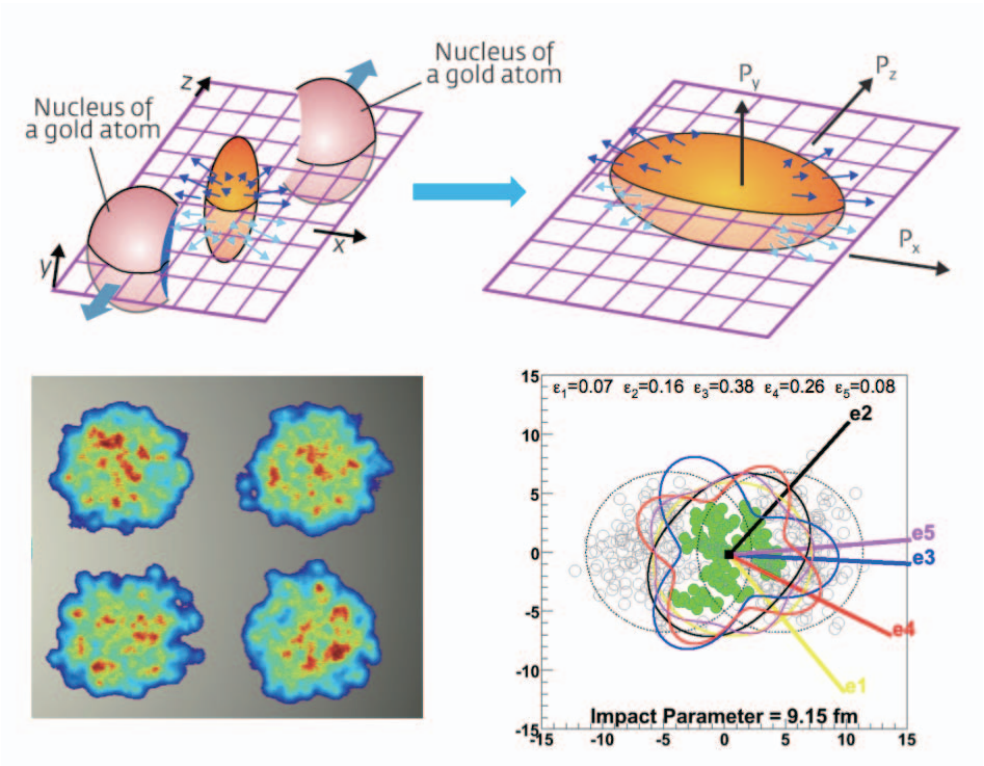

図 6.2.1: 上:集団運動の測定。物質が液体のような場合、衝突初期の空間非等方性が運動量空間の非等方性に転化する。左下:CGC に基づく衝突初期の密度揺らぎ、右下:揺らぎが作る高次の衝突反応面

反応面に対する粒子の放出角度分布 $dN/d\phi \propto (1+\Sigma_n 2v_n \cos(n\phi))$ の高次フーリエ成分 (v_n) として測定される。長年、$n=2$ の楕円フローに対する研究が行われてきた。しかし、近年、$n=3,4,5$ といった高次の集団運動のパターンが測定されている。CGC に基づく初期条件の例を示したのが、図 6.2.1 の左下である。鉛や金のような重い通常原子核中の核子の空間分布は平均的には Woods-Saxon 分布で与えられるが、事象ごとにみれば、核子の空間分布は揺らいでいる。また、高エネルギー極限で核子を支配するのはグルーオンであり、グルーオン数密度やエネルギー密度などもまた空間的に揺らいでいる。このような揺らぎによって、図 6.2.1 の右に示される通り、2 次の反応面 $(e2)$ だけでなく、3 次 $(e3)$ や 4 次 $(e4)$ の衝突反応面が存在する。この場合、v_2 と同じように、系の流体的膨張に伴い、運動量空間に 3 次や 4 次の異方性が発生する。図 6.2.2 は、RHIC-PHENIX 実験 (上) と LHC-ALICE 実験 (下) における π, K, p の v_2, v_3, v_4 の横運動量依存性である [15]。実線は、CGC を初期条件にした相対論的流体計算との比較である。このように、v_2, v_3, v_4 のすべてが流体計算で記述できることがわかった。また、例えば、RHIC での比粘性 (粘性/エントロピー、η/s) を 0.12 とし、LHC での比粘性を 0.20 ととると運動量依存性だけでなく中心衝突度依存性をよく再現する [15]。RHIC と LHC の比粘性の違いは、温度依存性を示す可能性が大きい。

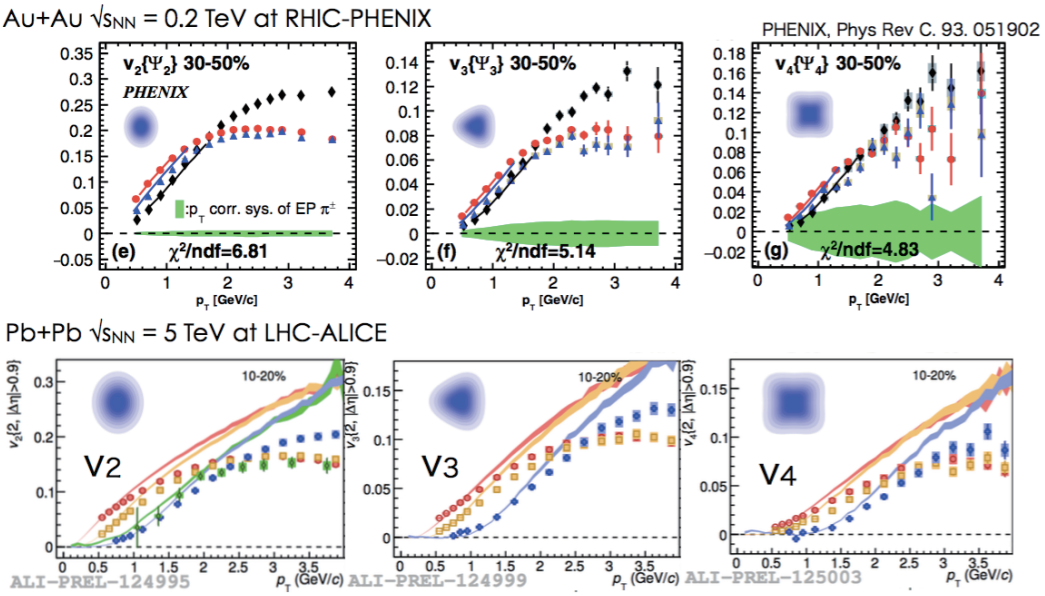

図 6.2.2: 上:RHIC-PHENIX 実験による π, K, p の高次集団運動 (v_2, v_3, v_4) の横運動量 [15] 下:LHC-ALICE 実験による π, K, p の高次集団運動 (v_2, v_3, v_4) の横運動量依存性 [15]

π,K,p の v_2,v_3, v_4 の中心衝突度依存性 [16] や π,K,p の収量や平均横運動量の中心衝突度依存性 [17] から、ベイズ推定法を用いて、クォーク・グルーオンプラズマの物性を制限する試みが新たに始まった。相対論的流体模型は状態方程式、クォーク・グルーオンプラズマの輸送特性（比粘性、体積粘性、伝導度、拡散係数）と密接な関係がある。多くの時空発展モデルは、初期条件、流体膨張、ハドロン化、ハドロン間の終状態相互作用で構成されている。現在のところ、多くのモデルが存在し、グルー

プが異なれば、それぞれの過程に異なるモデルを適用しているという現状がある。さらに初期条件など、各過程ごとにパラメータが存在し、そしてそれらのパラメータが実験結果を説明する上で相関を持っているということがわかってきた。ベイズ推定法は、様々な実験結果を同時に解析しモデルに存在する全てのパラーメーターを一挙に走査し決定していく有益な方法である。その実行には非常に多くの計算量を要するが、最近の計算機能力の向上により、このような解析が現実のものとなってきた。ベイズ推定法の適用例として、ローレンスバークレー国立研究所にある国立エネルギー研究科学計算センター (NERSC) のスーパーコンピューター「Edison」を使った解析結果を紹介する [18, 19]。この解析では、理論モデルに存在する 12 個のパラメータを、π,K,p の v_2,v_3, v_4 などの実験結果からベイズ推定法より決定した。図 6.2.3 は、ベイズ推定法によって制限された比粘性 (左上) と体積粘性 (右上) の温度依存性や状態方程式 (下) である。状態方程式には、さらに HBT 半径 (R_{side}, R_{out}, R_{long}) の運動量依存性が使われている [20]。得られた比粘性は、強結合系における最小値に切迫している。粘性が小さいということは、系の平均自由行程が小さく、パートン間の散乱断面積が大きいことを意味し、生成されたクォーク・グルーオンプラズマが非常に強く結合した系であることを示す。しかし、この解析結果はインプットとなる理論モデルや物理量のパラメトライズに依存しているため、得られた結果の吟味を慎重に行う必要があることに注意したい。実験と理論コミュニティの緊密な協力と計算機能力の向上により、ベイズ推定法はますます重要な解析手段となるであろう。クォーク・グルーオンプラズマの物性研究は、精密物理の領域に踏み込み始めたと言える。

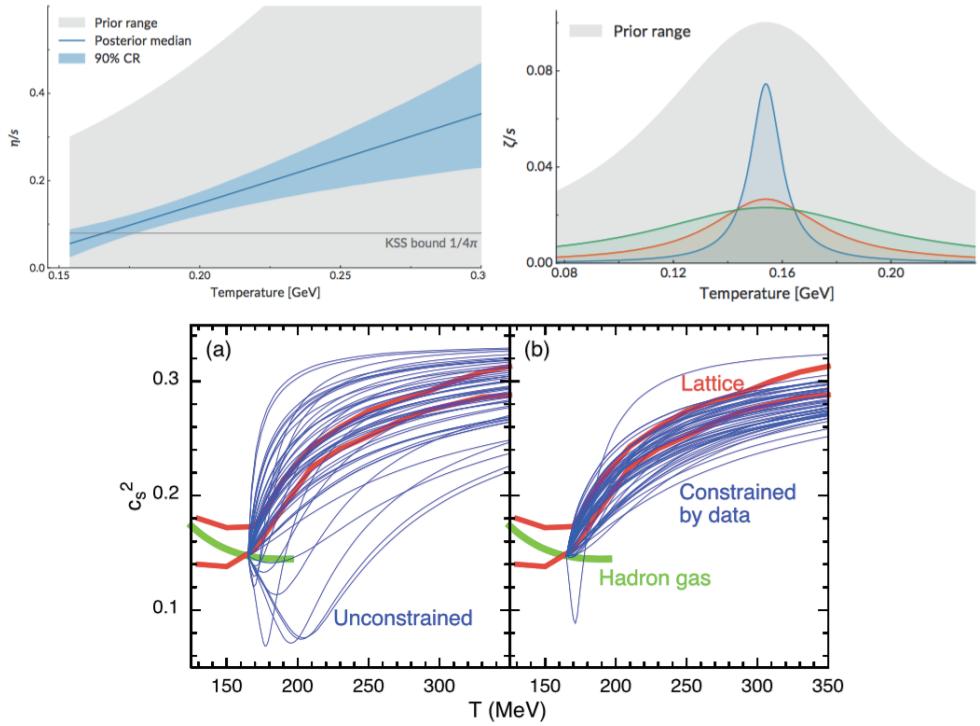

図 6.2.3: 左: 比粘性 (η/s) の温度依存性。事前分布 (灰色) と実験結果を加味した事後分布 (青色)。右: 体積粘性 (ξ/s) の温度依存性。事前分布 (灰色) と実験結果を加味した事後分布 (青色)。下: 状態方程式の事前分布 (左) と事後分布 (右)

6.2.1.2 ジェットクエンチングと阻止能

荷電粒子は物質中でエネルギーを失う。失うエネルギーの大きさは、入射荷電粒子のエネルギーや物質の密度に依存する。同様に、非常に大きなエネルギーを持つパートンは、クォーク・グルーオンプラズマ中のパートンと相互作用をしてエネルギーを失う (図 6.2.4)。高エネルギーパートンの生成断面積が大きい RHIC や LHC において、高い横運動量を持つ粒子やジェットの測定が行われてきた。

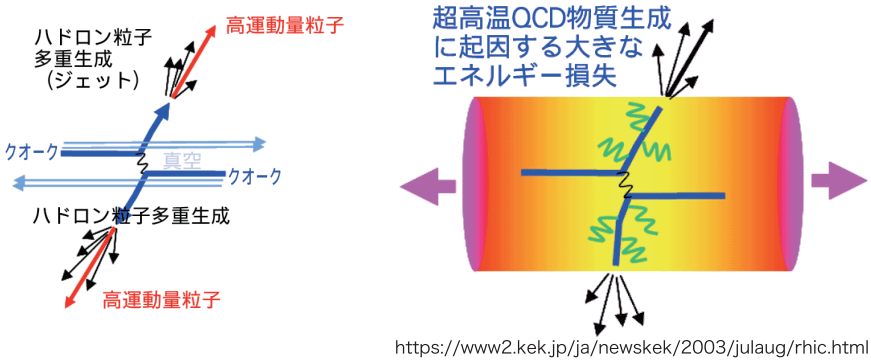

図 6.2.4: 左: 陽子＋陽子衝突での高運動量パートン生成 右: 重イオン衝突後にクォーク・グルーオンプラズマが生成されると高運動量パートンは物質中でエネルギーを損失する

高エネルギーパートンのエネルギー損失を定量化するのに、収量抑制因子[2](R_{AA}) が使われる。図 6.2.5 の左上と右上は RHIC と LHC での R_{AA} の横運動量依存性である [21, 22]。RHIC では R_{AA} が 20 GeV まで測定されてきたが、LHC では同様の測定が 100 GeV まで可能となった。強い相互作用をするハドロンに対しては R_{AA} が 1 より小さいが、強い相互作用を行わない光子や W, Z ボゾンに対しては R_{AA} は 1 と無矛盾である。このことから、カラーの自由度で相互作用する物質ができていることがわかる。

図 6.2.5 の下は、LHC-ATLAS 実験で測定されたジェットに対する R_{AA} である。RHIC や LHC では、衝突エネルギーが非常に大きいので、入射パートン同士が大角度に散乱される事象が多く発生する (「ジェット」)。高横運動量ハドロンとは異なり、ジェットのエネルギー損失は、生成されたパートンの正味のエネルギー損失を直接的に議論することができる。900 GeV の高エネルギーパートンまでもクォーク・グルーオンプラズマ中で大きくエネルギーを失うことが新しく分かった [23]。

これらの抑制量から高密度物質中のグルーオン数密度、パートン阻止能 ($\hat{q}$) [3]といった物性量を議論できるようになった。高エネルギーパートンを生成し、流体計算に基づく時空発展中にエネルギーを損失し、破砕粒子の R_{AA} を実験と比較することで、$\hat{q}$ を制限する試みがなされた。図 6.2.6 の左は、実験で得られた R_{AA} とパートンエネルギー損失モデルの一例との比較を示す [24]。パートンエネルギー損失に関係するパラメータを走査し、χ^2 判定に基いて実験結果を再現するパラメータを決定する。RHIC と LHC エネルギーでの $\hat{q}/T^3$ を右に示す。RHIC と LHC エネルギーで、クォーク・グルーオンプラズマの最高温度をそれぞれ 370 MeV と 470 MeV とすれば、$\hat{q} = 1.2 \pm 0.3$ GeV^2/fm (RHIC)

[2]重イオン衝突における粒子収量を陽子＋陽子衝突における収量 × 平均核子衝突回数で割ったもの。1 と無矛盾であれば、収量は陽子＋陽子衝突の重ね合わせで記述される。1 より小さければ、収量が抑制されていることを示す。

[3]$\hat{q} = m_D^2/\lambda$ (m_D は物質のデバイ質量、λ は平均自由行程) 単位長さあたりに系がもらう横運動量二乗平均である

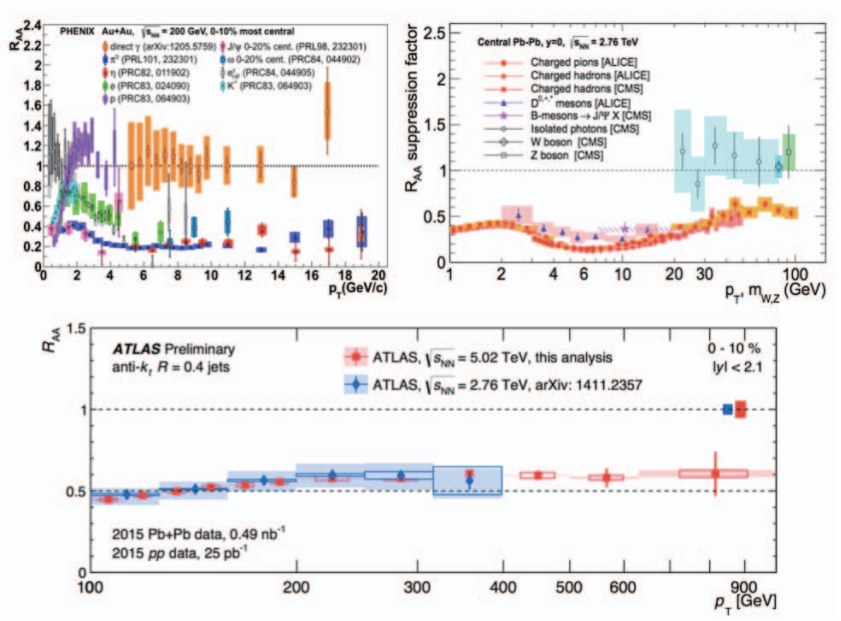

図 6.2.5: 左上:RHIC の金＋金衝突における様々な粒子に対する R_{AA} [21] 右上:LHC での鉛＋鉛衝突における様々な粒子の R_{AA} [22] 下:LHC での鉛＋鉛衝突におけるジェットの R_{AA} [23]

と $\hat{q} = 1.9 \pm 0.7$ GeV^2/fm (LHC) が得られる [24]。

6.2.1.3　重クォークと輸送係数

チャームやボトムクォークは、質量が系の温度よりも十分に大きいので熱的な生成はなく、初期のハード散乱のみで生成される。ハード散乱自体は摂動論的 QCD で記述することができるので、初期の収量、運動量分布、クォーク・反クォーク間相関などは陽子＋陽子衝突の重ね合わせで理解される。低い運動量のチャームとボトムクォークは、クォーク・グルーオンプラズマ中ではブラウン運動をする。その 1 粒子運動学は Langevin 方程式で $d\vec{P}/dt = -\eta_D(p)\vec{p} + \vec{\xi}$ (η_D は摩擦係数、ξ は揺動力) で記述される。揺動散逸定理より、運動量拡散係数と空間拡散係数は $D_p = M_Q T \eta_D$、$D_s = T/M_Q\eta_D$ と記述される。チャームやボトムクォークは物質中のパートンとの衝突を通じて初期の運動学量を変えていく。終状態との差は、クォーク・グルーオンプラズマの輸送特性 (D_p,D_s) に関する情報を含んでいる。一方、高い運動量領域 ($p_T \gg M_Q$、質量が無視できるくらいの運動量) は軽いクォーク同様にグルーオン放射によるエネルギー損失が支配的である [25]。図 6.2.7 の左は、PHENIX 実験で測定された重クォーク崩壊の電子に対する R_{AA} と v_2、及び、様々な拡散係数を仮定したモデル計算との比較である [26]。図 6.2.7 の右は、ALICE 実験で測定された D メソンの R_{AA}(上) と v_2(下) である [27]。重クォークとくにチャームクォークも、軽いクォークと同様に集団運動に参加し、クォーク・グルーオンプラズマ中で強く相互作用している。

図 6.2.8 左は、Langevin 方程式と流体模型を組み合わせたモデル計算によって制限された拡散係数である。図 6.2.8 右は、ベイズ推定法による RHIC と LHC エネルギーにおける拡散係数の温度依存

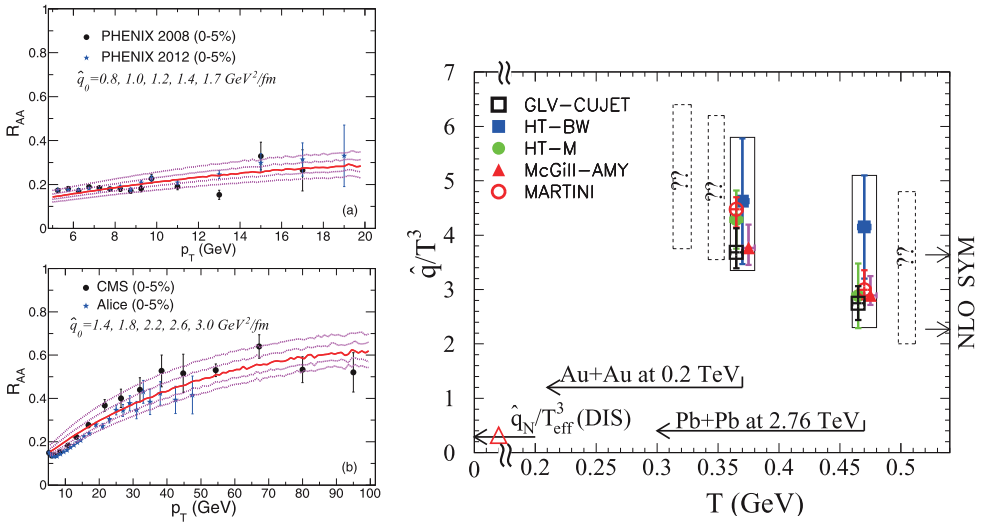

図 6.2.6: 左: PHENIX や ALICE/CMS での高横運動量粒子の R_{AA} とパートンエネルギー損失モデルとの比較。エネルギー損失量のパラメータ依存性。右:実験結果との χ^2 判定で決められた RHIC と LHC エネルギーにおける阻止能/(温度)^3

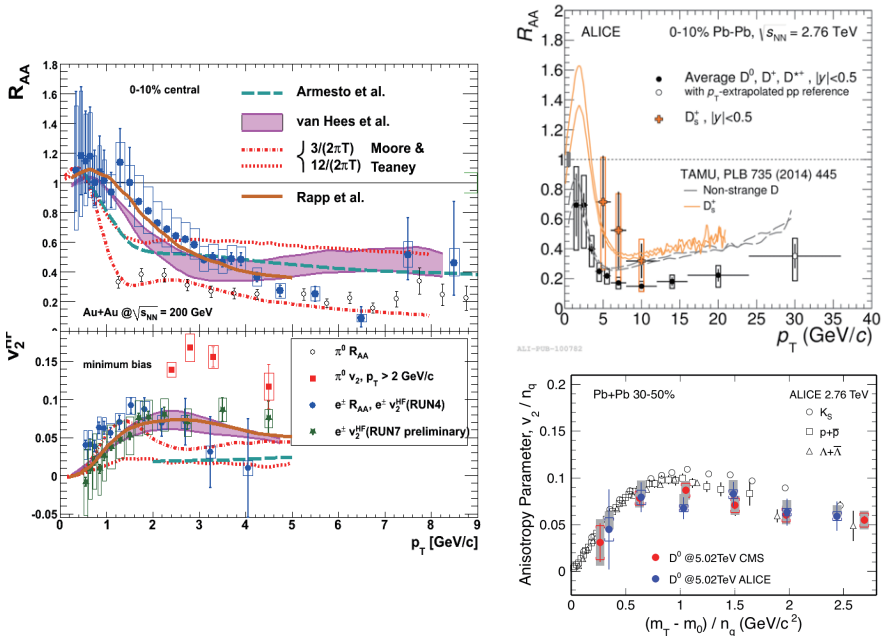

図 6.2.7: 左:PHENIX 実験での重クォーク崩壊電子の R_{AA} と v_2 [26]。右上: ALICE 実験における D メソンの R_{AA} [27]。右下: D メソン v_2 の構成クォーク数でのスケーリング

性である。R_{AA} と v_2 を記述するには、非常に小さい拡散係数が必要であり、他の測定結果と同様に強く結合したクォーク・グルーオンプラズマの生成を示す [28]。

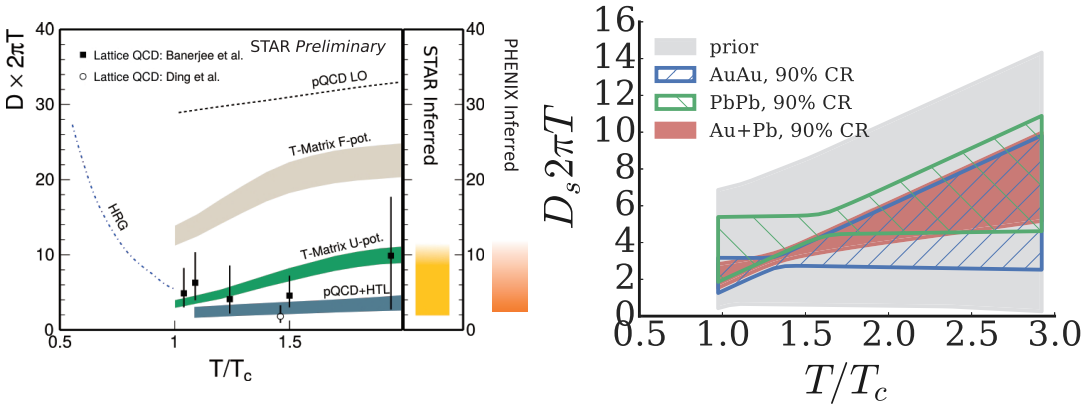

図 6.2.8: 左:モデル計算との比較による拡散係数 右: ベイズ統計で推測された RHIC と LHC エネルギーでの拡散係数の温度依存性

6.2.1.4 クォーコニウムとカラー遮蔽

チャームクォークと反チャームクォークの束縛状態 (J/ψ, χ_c, $\psi(2S)$ など) やボトムクォークと反ボトムクォークの束縛状態 ($\Upsilon(1S, 2S, 3S)$, χ_b など)(総称＝クォーコニア) は、クォーク・グルーオンプラズマの証拠を与えるプローブと考えられてきた [29]。図 6.2.9 の左で示されるように、クォーク・グルーオンプラズマ中では $c\bar{c}$ 対や $b\bar{b}$ 対の周囲に存在する沢山のクォークやグルーオンが、$c\bar{c}$ 対や $b\bar{b}$ 対のカラー相互作用を遮蔽 (カラーデバイ遮蔽) して、クォーコニウムの束縛を妨げる。図 6.2.9 の中央は格子 QCD 計算が与える様々な温度に対する重クォーク間のポテンシャルである [30]。温度が高くなると、閉じ込めに重要な線形的な振る舞いが消失し、デバイ型のポテンシャルに変化する。

クォーコニア生成の抑制効果は、クォーコニウム系の半径や束縛エネルギーに依存する。例えば、励起状態である $\psi(2S)$($\langle r^2\rangle^{1/2}$=0.96 fm) や $\Upsilon(3S)$($\langle r^2\rangle^{1/2}$=0.73 fm) は真空中で 1 fm の半径を持って広がっており、クォーク・グルーオンプラズマ中では遮蔽効果や散乱効果を受けやすい。これに対して、$\Upsilon(1S)$($\langle r^2\rangle^{1/2}$=0.22 fm) の半径は小さく、クォーク・グルーオンプラズマによる影響を受けにくい。図 6.2.9 の右は格子 QCD 計算による J/ψ のスペクトル関数の温度依存性である [31]。臨界温度の 0.87 倍だと J/ψ はクォーク・グルーオンプラズマ中でも存在するが、臨界温度の 1.5 倍になると J/ψ のピークが消失する。格子 QCD 計算によるスペクトル関数の分析では、J/ψ や $\Upsilon(1S)$ の溶解温度は臨界温度の 1.5 倍-2 倍程度であり [32]、$\psi(2S)$ や $\Upsilon(2S, 3S)$ は、更に低い温度で溶解すると考えられている。ただし、クォーク・グルーオンプラズマ中でのクォーコニア生成を理解するためには、静的なデバイ遮蔽効果に加えてグルーオン散乱による分解効果も考慮する必要があり、一貫した取扱いを目指して媒質に晒された開放系としてのクォークニウムの理論が進展している [33]。

RHIC の金+金中心衝突では、陽子+陽子衝突から予想される収量の 1/4 まで J/ψ 収量が抑制されていることが分かり、LHC では加えて $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ の大きな抑制も確認されている [34, 35]。この

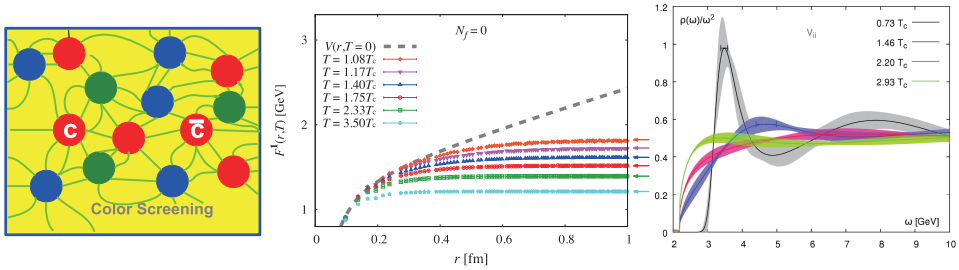

図 6.2.9: 左:クォーク・グルーオンプラズマ中でのチャーム・反チャーム間のカラー遮蔽効果。中央:格子 QCD による重クォーク間のポテンシャルの温度依存性 [30]。右:格子 QCD によって計算された様々な温度に対する J/ψ のスペクトル [31]

抑制量は原子核核子内のグルーオン分布の変化では説明することができず、クォーク・グルーオンプラズマによる抑制効果が現れている。図 6.2.10 の左に、クォーコニアの R_{AA} とクォーコニアの束縛エネルギーの相関を示す。クォーコニアの抑制度は束縛エネルギーと強く相関していることがわかる。これはカラー遮蔽効果による抑制効果と定性的には無矛盾である。今後は、溶解温度の決定、溶解幅の温度依存性などの理解を経て、熱場中でのクォーク・反クォーク間の波動関数の実時間発展を流体計算に取り入れ、クォーク・グルーオンプラズの遮蔽長などの物性を導き出す。

LHC エネルギーでは、一回の重イオン衝突で多くのチャームクォークと反チャームクォークが生成される。LHC-ALICE 実験は、低い運動量領域で J/ψ 収量の増大を報告した。図 6.2.10 の右が、LHC-ALICE 実験の J/ψ の R_{AA} の横運動量依存性である。低い横運動量では RHIC よりも抑制が小さい。低い運動量領域では、熱化したチャームクォークと反チャームクォークが再結合することで J/ψ を生成する。このような新しい J/ψ の 2 次生成が LHC で発見された。

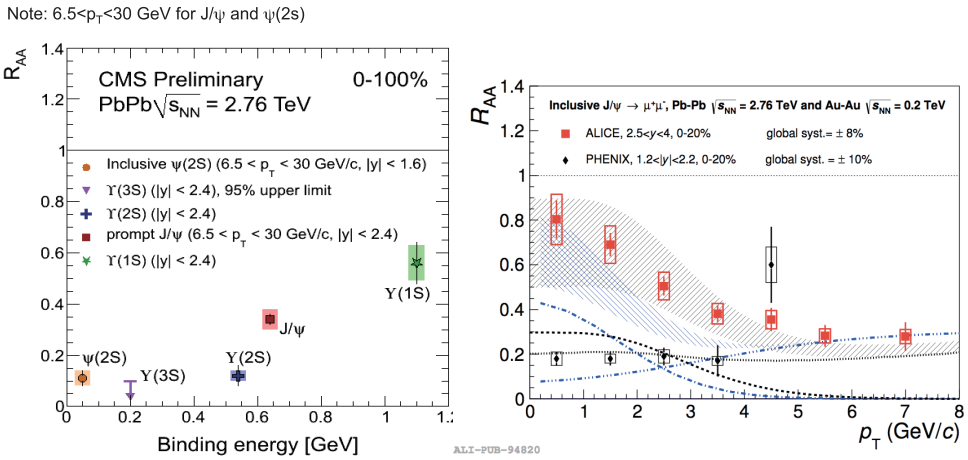

図 6.2.10: 左:様々なクォーコニアの R_{AA} と束縛エネルギーの相関。右:LHC-ALICE 実験の J/ψ の R_{AA} の横運動量依存性

6.2.1.5　熱光子の発見と新たなパズル

局所熱平衡系にあるクォーク・グルーオンプラズマからは、熱的光子 ($q+\bar{q} \to \gamma+g$, $q+g \to q+\gamma$) や熱的レプトン対 ($q+\bar{q} \to l+l$) の生成が期待され、これらの測定を通じてクォーク・グルーオンプラズマの温度や基本的自由度、それらの時空発展が明らかになる。PHENIX 実験は、金＋金衝突 ($\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV) において熱的仮想光子由来の電子対を測定し、近年では他の衝突系 (銅＋銅衝突) や衝突エネルギー ($\sqrt{s_{NN}}$ =62.4, 39 GeV) において、外部変換光子を利用した測定が行われた [36, 37]。ALICE 実験でも鉛＋鉛衝突 ($\sqrt{s_{NN}}$ =2.76 TeV) において、外部変換光子を利用した熱的光子の測定が行われた [38]。図 6.2.11 の左と中央は、PHENIX と ALICE 実験で測定された光子の運動量分布である。実線はハード過程による光子成分であり、重イオン衝突時には、両実験ともに低運動量 ($1 \leq p_T \leq 5$ GeV/c) にハード過程以上の超過収量がある。超過収量分を示したのが図 6.2.11 の右である。

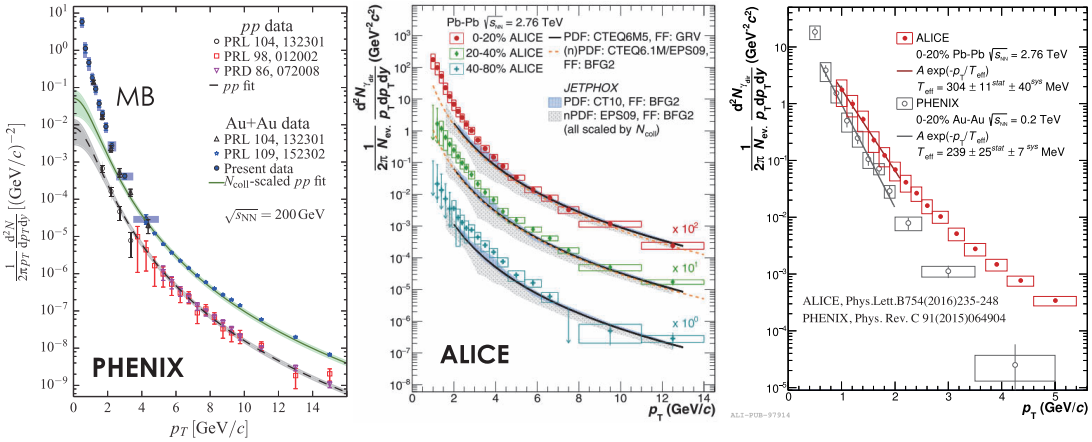

図 6.2.11: 左:PHENIX 実験で測定された光子の運動量分布。中央: ALICE 実験で測定された光子の運動量分布。右:ハード過程による寄与を除いた光子の超過収量分布

この超過収量分布を $\exp(-p_T/T)$ でフィットすることで、有効温度が算出できる。RHIC と LHC での有効温度は、それぞれ約 240 MeV と約 300 MeV であり、クォーク・グルーオンプラズマの相転移温度 (約 175 MeV) を優に超える。これが、クォーク・グルーオンプラズマの証拠かというと、残念ながらそう簡単ではない。熱光子は、クォーク・グルーオンプラズマだけでなくハドロン相 ($\pi\pi \to \rho\gamma$ など) を含め、全ての時空発展上で生成される。クォーク・グルーオンプラズマやハドロン相は外側へ急激に膨張するため、観測される熱光子は青方変移を受ける [39]。膨張速度を $\beta = v/c$ とすると、青方変移により実際の温度 $T_{\rm true}$ の光子は $\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}T_{\rm true}$ のように見える。他の測定で得られた $\beta = 0.6(0.66)$ を RHIC(LHC) の結果に代入すると、実際の有効温度は、RHIC と LHC 共に約 150 MeV になり相転移近傍になる。つまり、相転移近傍やハドロン相からの光子が熱光子の主な起源である可能性が大きい。これを示唆するのが、金＋金や鉛＋鉛衝突での大きな熱光子の v_2 である [40]。衝突直後の空間非等方性が運動量の非等方性に転化するには、パートン間の多重散乱が必要であり、系が集団運動を獲得するのには有限の時間が必要である。熱的光子の起源が クォーク・グルーオンプラズマ初期の高温領域であるすると、光子の大きな v_2 を理解することが極めて難しい。現在、様々なモデル計算が存在するが、光子の収量と v_2 を同時に記述できるものはない。

最近、ハドロン化における光子放出の寄与を過小評価してきたという意見が出ている。通常の電磁プラズマでは、プラズマが中性化する際に原子の再結合形成に伴う光放射が起きることがよく知られている。ハドロン化においても、クォークが結合してハドロンを形成する際に、光子放射を伴うという機構が存在するはずであり、この機構がこれまで考慮されてこなかった [41]。この機構は、光子の v_2 の説明に加えて、いわゆるクォーク再結合模型にあったエントロピー問題を解決する可能性もあり、クロスオーバー相転移の本質を知る上で重要な機構である。

6.2.1.6 低質量電子対とカイラル対称性の回復

カイラル対称性回復の信号として、ベクトル中間子の質量スペクトルの変化が挙げられる [42]。格子 QCD 計算によると、温度が高くなるとクォークの質量が軽くなり、例えば、ベクトル型の ρ メソンとそのカイラルパートナーの a_1 メソンが縮退する [43]。

これまで、重イオン同士や陽子＋重イオン衝突において、レプトン対崩壊の測定を通じて、低質量ベクトル中間子の性質変化を直接的に見る試みが行われてきた [44, 45]。特に、高温度側では、SPS-CERES 実験により、重イオン同士衝突において電子対の低質量領域で大きな収量増大が測定されている [46]。また SPS-NA60 実験においても、インジウム同士の衝突において収量増大が測定されている [47, 48]。RHIC-PHENIX 実験でも、新しい HBD 測定器を使った電子対測定が行われてきた [49]。図 6.2.12 の左が金＋金衝突における低質量領域に対する電子対の不変質量分布である。また、RHIC-STAR 実験が様々な衝突エネルギーでの金＋金衝突における電子対質量分布を算出した (図 6.2.12 の右) [50]。$\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV の PHENIX 実験と STAR 実験の結果はいい一致を見せ、どの衝突エネルギーでも、実験データはクォーク・グルーオンプラズマからの熱的電子対や ρ の質量スペクトルの変化 (質量シフトではなく質量幅の増大) とよく合っている。

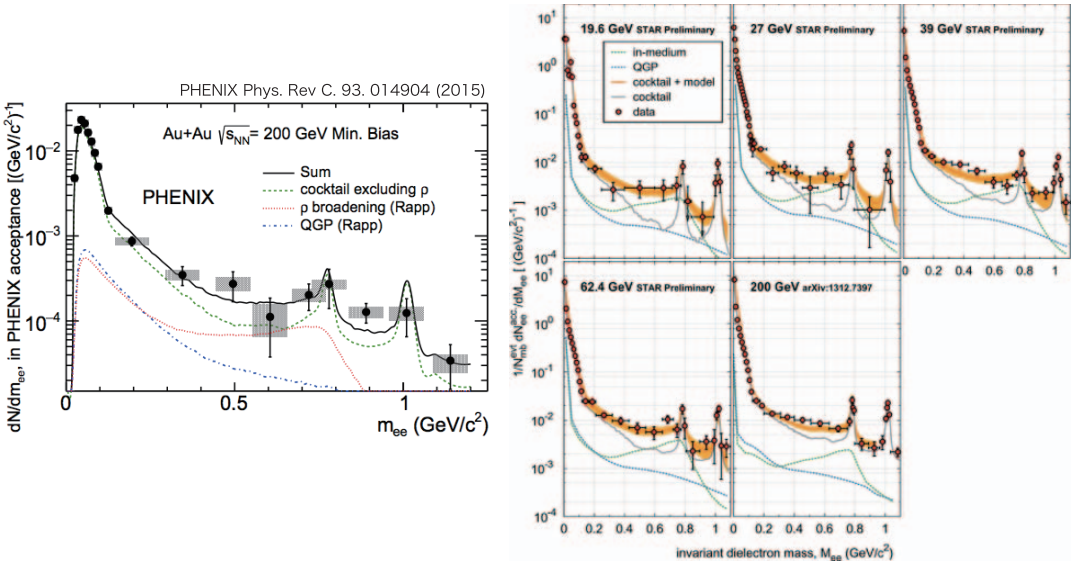

図 6.2.12: 左:PHENIX 実験 HBD 検出器を用いた電子対収量分布とモデル比較 [49] 右:STAR 実験による様々な衝突エネルギーでの金＋金衝突における電子対の質量分布 [50]

6.2.2 高密度極限物質に関する研究

RHIC($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) や LHC($\sqrt{s_{NN}} = 2760, 5000$ GeV) での高エネルギー重イオン衝突により、高温度・低バリオン密度領域におけるクォーク・グルーオンプラズマの性質が分かり始めてきた。しかしながら、その一方で、有限密度におけるクォーク・ハドロン多体系の相構造やその性質は未だ明らかになっていない。様々な有効模型によれば、高密度側では、臨界点 (クロスオーバーと一次相転移の境界)、一次相転移、非閉じ込め相転移 (クォークの非閉じ込め) とカイラル相転移 (クォークの質量がゼロになる) の乖離、新しい秩序相 (ダイクォーク凝縮、ダイクォーク励起、クォーキオニック相) などの多様な相構造が示唆されている [13]（図 6.1.5)。高密度中でのクォーク多体系の性質研究は、中性子星などのコンパクト星の内部構造に迫る重要な研究である。この研究を目的として、様々な原子核実験やストレンジネス核物理研究が盛んに行われている。高エネルギー重イオン衝突は、これらの実験ではアクセスできない通常核密度の 5-10 倍程度の高密度物質を生成する。

重イオン衝突の衝突エネルギーを変化させることによって、生成される物質中のバリオン数密度をコントロールすることができる [44]。この性質を利用し、温度と密度平面におけるクォーク・ハドロン多体系の相構造を実験的に走査することが可能である。RHIC では、2010 年に $\sqrt{s_{NN}} = 62.4, 39, 11.5, 7.7$ GeV、2011 年に $\sqrt{s_{NN}} = 27, 19.6$ GeV, 2014 年に $\sqrt{s_{NN}} = 14.5$ GeV の金＋金衝突実験が行われてきた (ビームエネルギー走査実験 I、BES I)。様々な粒子の収量比から化学凍結温度とバリオン化学ポテンシャル (μ_B) が求められ、$\sqrt{s_{NN}}$ =200 GeV では $\mu_B = 20$ MeV、$\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV では $\mu_B = 700$ MeV であることが分かっている [51]。

臨界点や一次相転移に関する明確な証拠を捕まえることができていないのが現状であるが、この BES I より、幾つかの興味深い実験結果を報告する。

図 6.2.13 の左は、陽子と反陽子、ネットな陽子 (陽子ー反陽子) の中央ラピディティ (ビーム軸に対して 90 度方向) における dv_1/dy(v_1 は直接フローと呼ばれる一方向への集団運動) の衝突エネルギー依存性である。$\sqrt{s_{NN}}$ =10 GeV 以上では、陽子と反陽子の dv_1/dy は同じ傾向を示すが、10 GeV 以下では、陽子のみの dv_1/dy の符号が反転する。この傾向は、相転移なしのハドロンカスケードのみの計算 (UrQMD) では再現できていない。一次相転移を考慮した状態方程式を流体計算に使用すると、バリオンの dv_1/dy に非単調な構造が現れることが予想されており [52]、陽子に見られる dv_1/dy との関連性に注目が集まっている。

クォーク・グルーオンプラズマとハドロン相の相境界領域では相関長や感受率に代表される揺らぎが大きくなり、特に一次相転移の端点であれば揺らぎが発散するので、揺らぎに関連する観測量によって相構造を探る研究が進められている。揺らぎの 2 次モーメントは感受率であり相関長の 2 乗 ($\langle(\delta N)^2\rangle \sim \xi^2$) に比例するが、3,4 次モーメントは臨界点近傍でそれぞれ相関長の 4.5 乗、7 乗に比例して増大することから、高次モーメントの観測に注目が集まる [53]。一方で、時間発展事象の観測量から相図上の特定領域の揺らぎの評価をすることは難しい課題であり、現在では、緩和の緩やかな保存量密度（電荷、バリオン数、ストレンジネス数など）の揺らぎ観測量の解析が進められている。

図 6.2.13 の右は、ネットな陽子数の 4 次揺らぎ ($\kappa = (\langle\delta N^4\rangle - 3\langle\delta N^2\rangle^2)/\langle(\delta N)^2\rangle^2$) の衝突エネルギー依存性である。中心衝突 (赤丸) では、低い衝突エネルギーで揺らぎが大きくなっている。

図 6.2.14 の左は、3 次元の HBT 半径から求められた終状態の空間非等方性の衝突エネルギー依存性である。放出同種粒子間の量子干渉効果を利用したしたもので、図 6.2.14 のように、衝突軸方向に

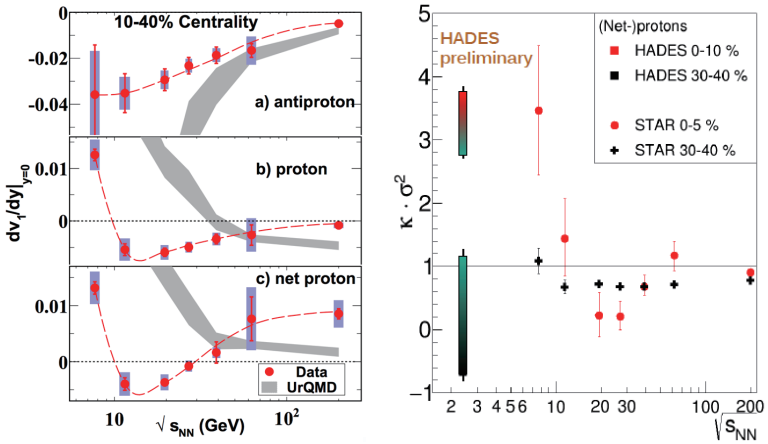

図 6.2.13: 左: 陽子と反陽子の直接フロー $v_1(dv_1/dy)$ の衝突エネルギー依存性 [51] 右:net proton 数の 4 次の揺らぎの衝突エネルギー依存性

R_{long}、動径方向に R_{out}、横平面上で R_{out} と垂直な方向に R_{side} が定義される。様々な状態方程式に基づくモデル計算結果も示されている [54]。EOS-Q、EOS-H, EOS-I はそれぞれ一次相転移の状態方程式、ハドロン相の状態方程式、無質量を仮定したクォークとグルーオンガスの状態方程式に対応する。このように、フリーズアウト時の空間の非等方性は系の状態方程式に敏感であるが、実験データでは、クロスオーバーから 1 次相転移などの状態方程式の変化を示す兆候はない。図 6.2.14 の右は、3 次元の HBT 半径から求められた $(R_{out}^2 - R_{side}^2)$ の衝突エネルギー依存性である [55]。$(R_{out}^2 - R_{side}^2)$ は粒子の放出時間に敏感であり、$\sqrt{s_{NN}}$ =20-40 GeV でピークを持ち、この構造がクロスオーバーではなく 1 次または 2 次相転移の証拠だという解釈がある [55]。

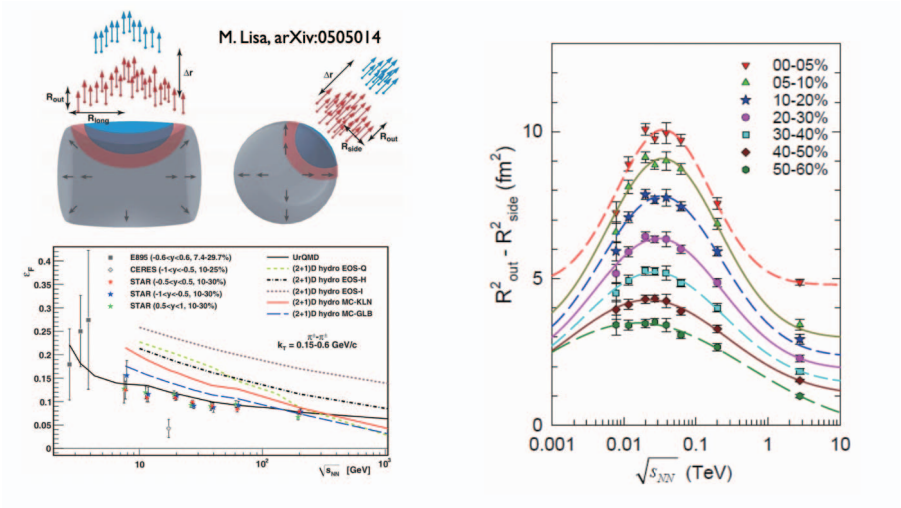

図 6.2.14: 左上：3 次元 HBT 半径。左下: 3 次元の HBT 半径から求められた終状態の空間非等方性の衝突エネルギー依存性。右:$(R_{out}^2 - R_{side}^2)$ の衝突エネルギー依存性

6.2.3　最近のホットな話題

ここでは高エネルギー重イオン衝突の物理に関する最近のホットな話題をまとめる。

6.2.3.1　小さい系での集団運動？

LHC や RHIC での陽子＋陽子衝突の高粒子多重度イベントや陽子＋鉛、(重) 陽子＋金衝突では、重イオン衝突と同じような集団運動の生成を示唆する実験結果が報告されている [56, 57]。集団運動の条件としては、系の大きさ (R) に比べパートン間の平均自由行程 (λ) が短いことであるが、小さい系でも集団運動が見られることは、多くの人が予想していなかった [4]。図 6.2.15 の左は ALICE 実験の陽子＋鉛衝突の中心衝突における π, K, p の v_2 であり、鉛＋鉛衝突と同様の傾向を示している [56]。

図 6.2.15 の右は、陽子＋陽子衝突の高粒子多重度イベントにおける荷電粒子の v_2 である [57]。陽子は 3 個のバレンスクォークを持ち、高エネルギー極限ではこのクォークが種となって、グルーオンを多重生成する。陽子の形状を“丸”と考えずに、クォークやグルーオン場が大きく揺らいだ“エキセントリックな形状”(図 6.2.15 の右図) だとすると空間の非等方性が生まれ、小さい粘性を仮定した流体計算で実験結果を説明する。ただ、局所熱平衡化や集団運動を仮定せずとも、衝突初期の大きなグルーオン場の揺らぎやその名残のみで、この 2 粒子相関が説明できるモデルもある [59]。このように、初期の効果なのか、衝突後の集団運動の効果なのか、未だ確定的ではない。

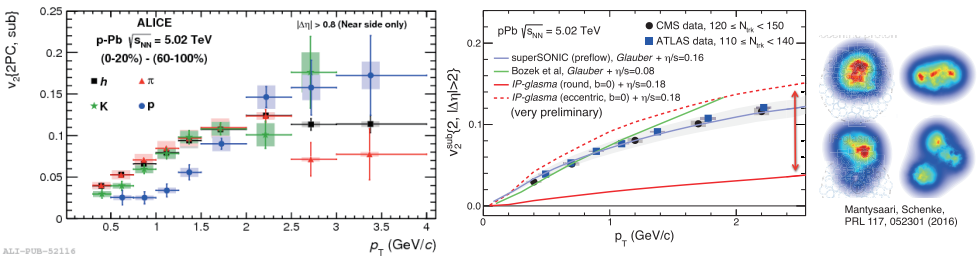

図 6.2.15: 左:ALICE 実験の陽子＋鉛衝突の中心衝突における集団運動 [56]。中央:CMS や ATLAS 実験の陽子＋陽子衝突の高粒子多重度イベントにおける集団運動と流体計算 [57]。右:陽子内のパートンの揺らぎの様子 [58]

6.2.3.2　カイラル磁気効果の発見？

通常の真空では、グルーオン凝縮は有限な値を持つ ($\alpha_s/\pi\langle G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}\rangle$=(200-300)^4 (MeV)^4)。非中心衝突では、正電荷を持つ粒子がほぼ光速ですれ違うため、衝突部分に強い外部磁場が作られる (10^{17-18} G)。図 6.2.16 のカイラルアノマリーのダイアグラムに従って、高強度の磁場があれば、QCD 真空中のグルーオン凝縮からのスファレロン遷移によりアキシャル電荷が生成され (μ_A) [60]、高強度磁場との相互作用によりカイラル磁気効果（CME）が誘起される [61]。

[4]小さい系における QGP の探索は昔から CDF 実験などでも行われてきたが、QGP の生成を示唆する証拠はなかった

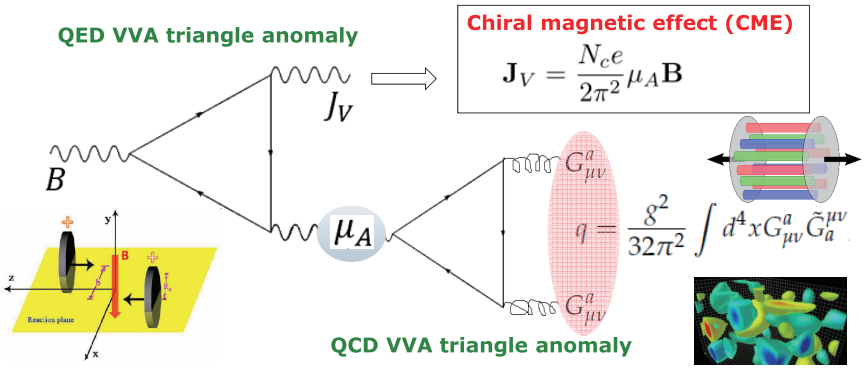

図 6.2.16: カイラルアノマリーのダイアグラム。B と μ_A の相互作用でカイラル磁気効果カレント J_V が誘起される

アキシャル電荷は QCD 真空からのスファレロン遷移以外に別な機構でも生成される。RHIC や LHC のような高エネルギーでは、グルーオンの塊同士の衝突であり、衝突直後には衝突軸方向に多くのカラーフラックスチューブが生成され、このカラーフラックスチューブのカラー電場とカラー磁場の配位から、符号の異なるアキシャル電荷が誘起され、カイラル磁気効果が起きる [62](図 6.2.17)。

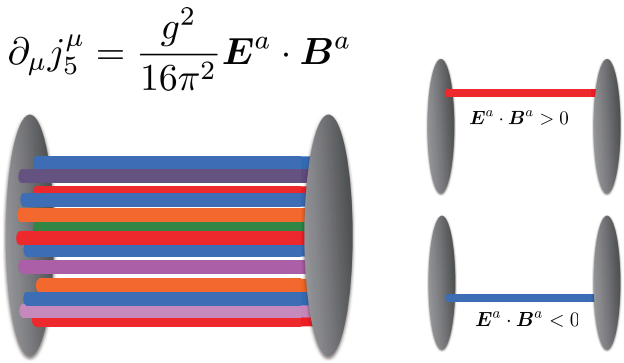

図 6.2.17: 衝突直後にはグルーオンのカラーフラックスチューブが生成される。フラックスチューブのカラー電場とカラー磁場の配意によりアキシャル電荷が生成される

カイラル磁気効果が誘起されると、ベクトル型のカレント J_V に従って、電荷対称性を破る物質が生成される (図 6.2.18 左、＋の電荷を持った粒子と−の電荷を持った粒子が空間的に分離する)。それに伴い、クォーク・グルーオンプラズマはパリティ対称性と荷電パリティ対称性を破る。このカイラル磁気効果を検証するために電荷依存型の粒子相関測定が行われてきた。同じ電荷と違う電荷のペアで $\gamma = \langle\cos(\phi_1 + \phi_2 - 2\Psi_{EP})\rangle$ の測定が行われてきた。違う電荷ペアの $\gamma(\gamma_{os})$ から、同じ電荷ペアの $\gamma(\gamma_{ss})$ を引いたものを衝突重心系エネルギーの関数としてプロットしたものが図 6.2.18 右である [63]。$\gamma_{os} - \gamma_{ss} \geq 0$ であるが、これがカイラル磁気効果の信号かと言われれば、答えはノーである。ハドロン化するときは局所電荷保存則によって、違う電荷ペアは互いに近いところで生成され、同じペアは近くでは生成されない。このように、同じ電荷と違う電荷では相関がそもそも異なる。この局所電荷保存

による効果を $\gamma_{os} - \gamma_{ss}$ から除いたものが、図 6.2.18 右下である。衝突エネルギーが大きくなると局所電荷保存による効果が支配的で明確なことな言えないが、エネルギーが低くなると ($\sqrt{s_{NN}} = 10 - 100$ GeV)、カイラル磁気効果の信号が優位に検出できる。ただ、この信号が本物なのかはまだ引き続き検討が必要である。

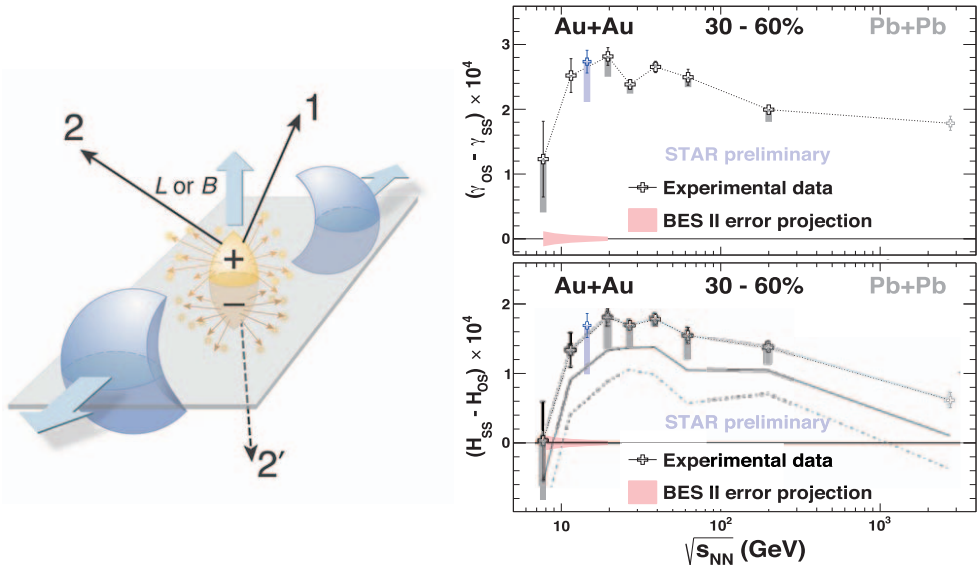

図 6.2.18: 左:カイラル磁気効果によって、電荷対称性を破る物質が生成される。右:$(\gamma_{os} - \gamma_{ss})$ と局所電荷保存による効果を引いた $(\gamma_{os} - \gamma_{ss})$ の衝突重心系エネルギー依存性 [63]

6.2.3.3 クォーク・グルーオンプラズマの高速回転？

図 6.2.19 は、RHIC-STAR 実験で測定された $\Lambda \to p + \pi$ と $\bar{\Lambda}$ の偏極度の重心系衝突エネルギー依存性である [64]。大きなエネルギーだと偏極度はゼロと無矛盾であるが、エネルギーが小さいと、有限の値を持つ。Λ の偏極は、クォーク・グルーオンプラズマが角運動量を持つために起こる。クォーク・グルーオンプラズマが回転することで、Λ と $\bar{\Lambda}$ のスピンが整列されるためである。Λ の偏極度 5% は、角速度 $\omega \sim 0.09\ \mathrm{fm}^{-1} \sim 30 \times 10^{21}\ (\mathrm{sec})^{-1}$ に対応し、クォーク・グルーオンプラズマが高速に回転していることを示す。クォーク・グルーオンプラズマがどのようにして角運動量を得るのかは衝突直後のダイナミクスに依存する。系の角運動量は、図 6.2.13 左に示した直接フローとも密接に関係しており [65]、重イオン衝突を記述する理論モデルへ重要な制限を与える。また、図 6.2.19 に見られる Λ と $\bar{\Lambda}$ のわずかな差は、強磁場によるスピンアライメントの効果とも考えられる。BES-II による高統計データおよび検出器アップグレードにより、より精密測定が期待される。

このように、衝突直後の強磁場によるカイラル磁気効果の検証や角運動量による Λ の偏極度測定など、衝突直後の様相・ダイナミクスに迫る研究が盛んになってきている。

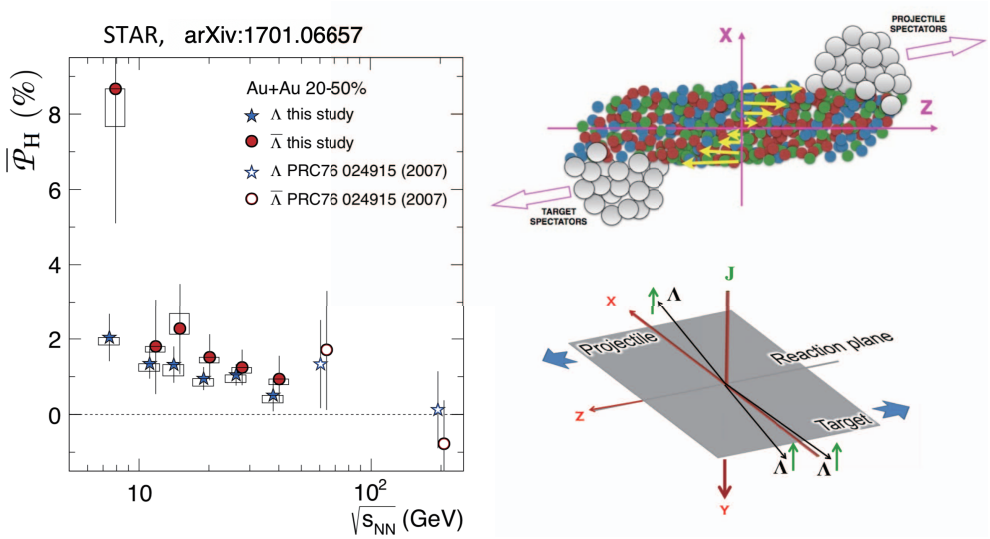

図 6.2.19: 左:Λ と Λ̄ の偏極の重心系衝突エネルギー依存性 [64]。右:衝突領域が角運動量を得る概略図

6.3 今後の展望

ここ数年の実験と理論の進展により、高温度・低バリオン密度におけるクォーク多体系の物性が徐々に分かりつつある。高バリオン密度におけるクォーク・ハドロン相の相構造に関しては、明確な証拠の検出には至っていないものの、相構造の解明に繋がる様々な実験結果が集まりつつある。また、小さい系におけるクォーク・グルーオンプラズマ生成の可能性、低い衝突エネルギー ($\sqrt{s_{NN}} = 10-100$ GeV) で優位に見られるカイラル磁気効果やクォーク・ハドロン物質の角運動量などの新しい発見も得られている。ここでは、現在の状況を鑑みて、高エネルギー重イオン衝突の物理の将来を展望する。

6.3.1 高温度極限物質に関する研究の課題

RHIC と LHC での高エネルギー重イオン衝突実験と理論・現象論的モデルの発展により、高温度極限物質に関する研究が進んだが、依然としてまだまだ分かっていないことが多い。以下に、高温度極限物質に関する研究の現課題をまとめる。

- **高エネルギー重イオン衝突の動的時空発展の解明**
  クォーク・グルーオンプラズマの物性研究には、高エネルギー重イオンの時空発展を記述する現象論的モデルが必要である。巷には多くの衝突初期条件、流体的時空発展、ハドロンカスケード計算などが存在し、何らかのパラメタを調整すれば、実験結果を再現することが可能な状況であり、必然性の議論には至っていない。今後、理解すべき重要な課題を挙げる。

  - **衝突初期条件の解明**
    実験結果を再現するクォーク・グルーオンプラズマの比粘性は、初期状態の取り方に強く依存することが分かっている。例えば、衝突に関与する核子数を用いてパラメタ化するグ

ラウバー初期条件と高エネルギー極限で重要となるグルーオン飽和に基づく初期条件では、比粘性の値が 2 倍も変わる。高次の集団運動は、衝突初期条件が空間的に滑らかではなく、大きな揺らぎを持っていることを示唆する。量子揺らぎを理解し、衝突初期条件を確定することが課題である。

– **熱化や流体化に至る動力学の解明**
流体計算の成功は必ずしも「クォーク・グルーオンプラズマ＝熱平衡物質」を意味しない。流体計算はエネルギー密度と圧力を与える状態方程式が決まれば自動的に時空発展が解けるものであり、これらの熱力学関数は必ずしも熱分布を前提としなくとも良い。ここ数年、「流体化」と「熱化」という概念がはっきりと区別されている。「流体化」はエネルギー密度や圧力の間に状態方程式以外の関係が成立し、巨視的には流体方程式に従うようになる状態を指し、必ずしも熱平衡を仮定しない。熱化は流体化の後に起こると考えられているが、クォーク・グルーオンプラズマが実際に熱化しているかどうかは実験的証拠もなく現時点では定かではない。また、小さい比粘性は、実はクォーク・グルーオンプラズマの性質ではなく、衝突直後の強いグルーオン場とクォークの非平衡相互作用による異常粘性である可能性もある。従って、クォーク・グルーオンプラズマの実態や物性の解明には、衝突直後から熱化や流体化に至る非平衡過程をきちんと理解することが大きな課題である。衝突後のダイナミクスや熱化の有力なシナリオの一つが、（カラー）荷電粒子と（カラー）磁場とのフィードバックで生じるプラズマ不安定性と呼ばれる現象である。衝突軸方向に高強度カラー電磁場が形成され、その背景場の効果でラピディティ依存の揺らぎが不安定性を生じ、結果として系の運動量分布を等方的にし、熱化が進むというシナリオが考えられている [66, 67]。

– **高エネルギー重イオン衝突の時空発展の精密化、クロスオーバー相転移の本質**
高エネルギー重イオン衝突におけるクォーク・グルーオンプラズマの初期条件や時空発展は、様々な量子揺らぎを伴う非平衡過程である。今のところは、準平衡状態を保ちながら時空発展することを仮定し、様々な揺らぎは平衡状態に対する摂動として扱っている。イベント毎に初期条件の揺らぎを取り入れた流体計算や有限の比粘性を加えた流体計算に加えて、熱揺らぎを考慮した流体計算や衝突直後から存在する電磁場を考慮した流体計算などのより現実的な描像を取り入れた研究が進んでいる。高温度領域では、クォーク・グルーオンプラズマからハドロン物質の相転移はクロスオーバーと考えられている。熱力学量や基本自由度が徐々に滑らかに変わっていく。多くのモデル計算では、ある温度を下回るとハドロンの生成が始まるという安易な仮定を採用している。クロスオーバーの実態解明に向けて、衝突後の微視的動力学を理解することが課題である。

- **高温度側の物性、他の物性量の測定**
図 6.2.3 や図 6.2.8 に示される通り、相転移温度付近の比粘性や拡散係数は比較的よく制限することができたが、高温度側の比粘性や拡散係数にはまだ大きな不定性がある。初期条件の取り方や流体計算モデルに依存するため、実際の系統誤差は図 6.2.3 や図 6.2.8 よりも大きい。これらの不定性の低減が今後の課題である。また、比粘性や拡散係数以外に、伝導度 (熱伝導、電気伝導)、相関長、感受率 (電気感受率、磁気感受率、クォーク数感受率) などの物性量は未知であり、これらに敏感な測定が求められている。

- **小さい系での流体的振る舞いの起源**
  小さい系で重イオン衝突と同じような現象が発見されている。それが、クォーク・グルーオンプラズマのような局所平衡物質の生成によるものなのか、グルーオン飽和に基づく始状態の効果によるものなのか、未だ決着がついていない。今後、様々な測定を重ねることで定量的な理解を深めることが課題である。また、小さい系がまさにクォーク・グルーオンプラズマのような局所平衡物質であれば、そこから熱化や流体化へのダイナミクスに迫ることが可能かもしれない。クォーク・グルーオンプラズマの生成条件や物性の系の大きさに対する依存性など、より系統的な研究に迫ることが可能となる。後者であれば、核子構造の解明に大きな進展をもたらすことは間違いない。

6.3.2 高温度極限物質に関する研究の展望

これらの問いに答えるためには、既存の測定量をより高精度で測定することや未だ測定できていない事象を新しく測定することが必須である。このために、様々な実験の高度化や新しい実験の計画がLHC や RHIC で進められている。2021 年以降の LHC では、鉛＋鉛衝突のレートが現在の 10 倍の 50 kHz になる。現在の ALICE 実験は 500 Hz でのデータ収集が限界であり、様々な測定の統計精度に問題がある。ALICE 実験は 2020 年までに幾つかの測定器の高度化を完遂し、50 kHz の鉛＋鉛衝突の全事象を記録する [68]。現在の 100 倍以上の統計をためることで、測定精度の向上や新しい測定が可能になる。図 6.3.1 の左は ALICE 実験の高度化計画の中身である [69]。中央領域のシリコン検出器の高度化、前方領域のシリコン検出器の新建設、中央領域のタイムプロジェクションチェンバー (TPC) の高度化が目玉である。また、50 kHz の鉛＋鉛衝突に対する総データ量は毎秒 3 テラバイトになる。毎秒数 テラバイトのデータをリアルタイムに分散処理してストレージに書き込む新しいデータ収集系を整備する [69]。これらの高度化により、重クォーク、クォーコニア、レプトン対の測定精度が飛躍的に向上し、収量や高次の集団運動などの測定より、高温度領域の輸送特性 (比粘性、拡散係数) や基本自由度 (クォーク・ハドロン相でのクォーク相関) などが新たに分かる。

図 6.3.2 は、ALICE 実験高度化で達成される重クォークの R_{AA} と v_2 の測定精度を示す。現在の測定と比べ、高精度で重クォークの R_{AA} と v_2 が測定可能である。また、重クォークの高次集団運動 (v_3, v_4,,,,v_n) も新たに測定可能である。重クォークバリオン ($\Lambda_c, \Xi_c, \Omega_c, \Lambda_b, \Xi_b, \Omega_b$) はクォーク・ハドロン相中でのダイクォーク相関や基本自由度を知る非常によいプローブである [71]。図 6.3.3 は、ALICE 実験高度化で達成されるミューオン対 (左) と電子対 (中央) の不変質量分布である。良質なデータが期待され、ベクトル中間子の質量スペクトルの変化を通じたカイラル対称性回復の定量的な議論が可能となる。図 6.3.3 の右は、既知のハドロン崩壊起源の電子対を除いたものである。電子対質量 1 GeV/c^2 以上にて、クォーク・グルーオンプラズマからの熱的電子対を測定することができる。熱的電子対収量の質量依存性を見ることで、熱的光子では得難い系の時空発展の詳細、系の基本自由度、クロスオーバー相転移の本質、高温度領域のクォーク・グルーオンプラズマの物性に迫ることができる。

図 6.3.1 の右は RHIC-sPHENIX 新実験の測定器である [70]。sPHENIX 実験では、これまで RHIC エネルギーで十分な精度で測定されていないジェット、重クォークジェット、$\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ の高精度測定を目指す。2021 年末までの完成を予定し、2022 年以降の実験開始を目指す。

図 6.3.4 は、sPHENIX 実験で到達可能なジェットや重クォークジェットなどの R_{AA}(左) と Υ の R_{AA}(右) である。10-20 GeV/c に限られていた R_{AA} が、50 GeV/c まで測定できるのと同時に、測定

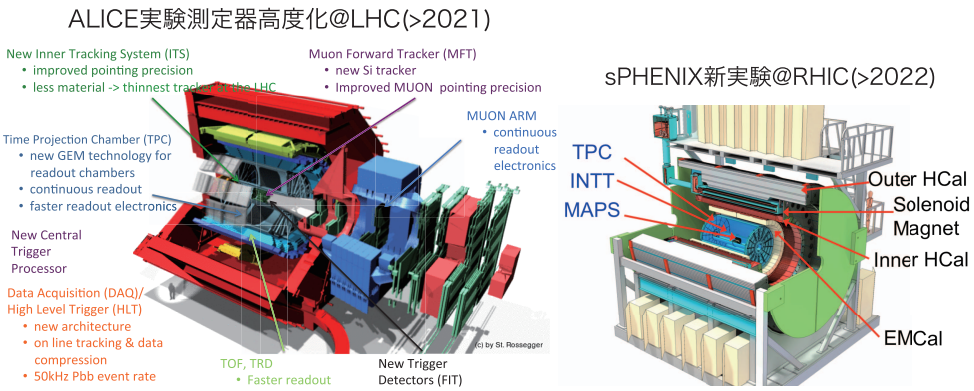

図 6.3.1: 左:ALICE 実験の測定器高度化計画。2020 年末に完成予定。右:sPHENIX 新実験計画。2021 年に PHENIX 実験エリアに建設完了予定

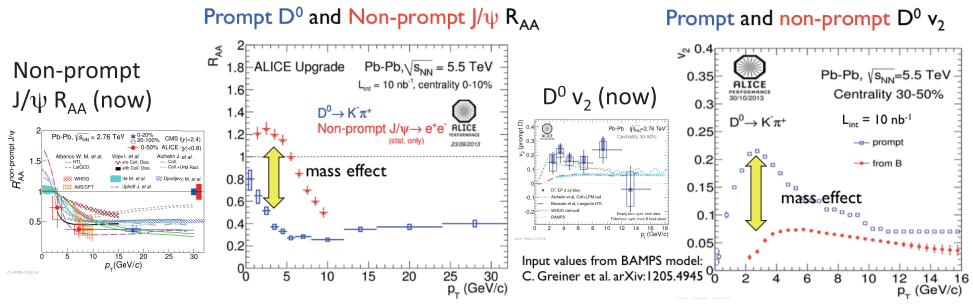

図 6.3.2: ALICE 実験測定器高度化後の重クォーク R_{AA} と v_2 の予想達成精度

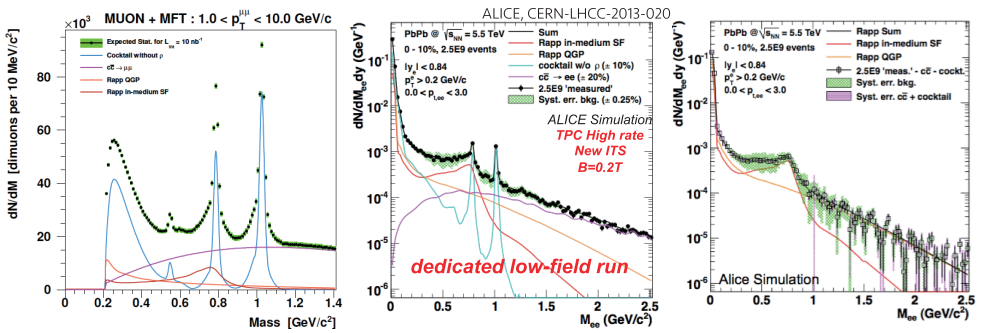

図 6.3.3: ALICE 実験測定器高度化後のミューオン対測定 (左)、電子対測定 (中央)、既知のハドロン成分を除いたクォーク・グルーオンプラズマ効果による電子対質量分布 (右)

精度に大きな改善が期待される。これにより、$\hat{q}$ の温度依存性などの詳細が明らかになる。Υ の測定では、LHC での結果と合わせることで、カラー遮蔽長やクォーク対相関などの物性が明らかになる。

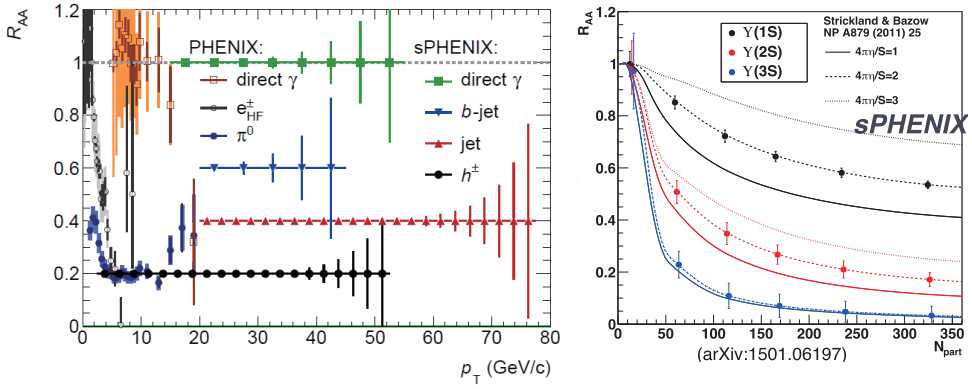

図 6.3.4: 左:sPHENIX 実験で到達可能なジェットや重クォークジェットなどの R_{AA}。右:sPHENIX 実験で達成可能な Υ の抑制量の測定精度

2030 年頃を目処に、前方ラピディティ領域でハドロン、光子、ジェットを測定する新しいスペクトロメータを ALICE 実験に建設したい。図 6.2.17 に示される通り、衝突直後には衝突軸方向に非常に強いグルーオン場が生成される。これがどのような機構でクォーク・グルーオンプラズマに転化するのかは高エネルギー重イオンの物理において最も難しいテーマである。様々な不安定性 (Weibel 不安定性、Nielsen-Olesen 不安定性) による急速な熱化とクォーク生成、磁場との相互作用による異常粘性など、様々な興味深い現象が予想されている [72, 73, 74]。衝突初期のダイナミクスを検証する方法の一つが、ラピディティ方向の長距離粒子相関である。時空発展によりクォーク・グルーオンプラズマやハドロン物質は膨張していくので、ラピディティ空間において長距離離れた粒子同士に相関があれば、その相関はより早い時間に作られたことになる。今の ALICE 実験では後方ラピディティにミューオン測定器があるが、前方には粒子多重度を測定する検出器しかない。前方方向でハドロンや光子やジェットを測定するスペクトロメータを建設し、長距離相関の測定を通じて「高強度ゲージ場の非平衡ダイナミクス」の研究を進めたい。

より高温度のクォーク・グルーオンプラズマを生成する加速器として、現在議論が進んでいるのが Future Cicular Collider (FCC) である [75]。LHC を入射器として、周長 80 km の FCC 加速器をスイスとフランスに建設する計画である。この FCC では、$\sqrt{s_{NN}}$=39.4 TeV での鉛＋鉛衝突が可能であり、クォーク・グルーオンプラズマの最高到達温度は、700-1000 MeV 程度になる。この温度領域でどのような物性を示すのか、特に強結合から弱結合への変化は非常に興味深い。

6.3.3 高密度極限物質に関する研究の課題

高温側では格子 QCD 計算が有効であるが、高密度側では未だ確定的な理論的体系がない。臨界点や一次相転移に関する明確な信号を実験的に検証することにより、高密度側の研究を今後も先導して

いく。以下に、高密度極限物質に関する研究の現課題をまとめる。

- **動的時空発展の解明**
  高エネルギー重イオン衝突は衝突初期からフリーズアウトに至るまで様々な物理が関与する。RHIC や LHC では、それらの分離が可能であり、組み合わせることで比較的容易に時空発展モデルを作ることができた。しかし、RHIC の BES 実験エネルギー、FAIR や J-PARC のような低エネルギー重イオン衝突では、原子核が潰れ合うような衝突になるため、いろいろな現象がほぼ同時に起こり、時空発展の分離が難しい (図 6.1.6 の左)。今後は、様々な測定を系統的に行い、このエネルギーで適用できる流体模型やハドロン輸送模型、輸送模型にクォークやグルーオンの自由度を加えた模型、非平衡輸送模型など、時空発展を理解することが課題である。

  STAR 実験の Λ の大局的偏極測定は、衝突後に生成される物質が大きな角運動量を持つことを意味する。高速に回転する物質の生成は、衝突初期のダイナミクスを反映する。今後のビームエネルギー走査実験において、Λ の大局的偏極を高精度に測定することが、衝突直後の時空発展過程の理解に重要となる。

- **臨界点や一次相転移など相構造の探索**
  事象毎のバリオン数などの揺らぎや揺らぎの高次モーメントの測定などが臨界点や一次相転移の有力なシグナルとして盛んに研究されている。これらを明確な信号として捉えるには、系の化学凍結と相転移点 (線) との相対位置関係が重要である。RHIC のビーム走査性を生かし、様々な重心系エネルギーで実験を行い、揺らぎなどの様々な測定を高精度に行うことで、臨界点や一次相転移の可能性を検証し、それらの存在に決着をつける。RHIC の衝突エネルギー走査実験の結果を受けて、FAIR や J-PARC での高輝度重イオン実験を展望し、相構造の詳細な研究へと進む。

- **カイラル磁気効果の検証**
  図 6.2.18 の通り、$\sqrt{s_{NN}} = 10 - 100$ GeV において、カイラル磁気効果に起因する電荷対称性を破る粒子相関が発見されている。しかしながら、この検証にはバックグランドとなる局所電荷保存の効果と時空発展のダイナミクスの理解が欠かせない。STAR 実験では、2018 年に $^{96}_{44}$Ru+Ru と $^{96}_{40}$Zr+Zr 衝突が計画されている。局所電荷保存の効果や時空発展のダイナミクスは核子の総数で決まるため、同じ質量数を持つ $^{96}_{44}$Ru+Ru と $^{96}_{40}$Zr+Zr 衝突では変わらない。その一方で、原子番号が異なるために衝突後に生成される磁場の強度が異なる。$\gamma_{os} - \gamma_{ss}$ に、$^{96}_{44}$Ru+Ru と $^{96}_{40}$Zr+Zr 衝突で差が見られるかどうかでカイラル磁気効果をより直接的に議論する。同重元素による系統的な重イオン衝突実験は有益であり、測定精度の向上やバックグランドの精密な理解が課題である。

6.3.4 高密度極限物質に関する研究の展望

クォーク・ハドロン物質の相構造に関する研究が、高エネルギー重イオン衝突の新たな潮流になりつつある。現在、様々な加速器において重イオン衝突実験が計画されている。RHIC では、2019-2020 年に衝突エネルギー走査実験 (BES II, $\sqrt{s_{NN}}$=7.7, 9.1, 11.5, 14.5, 19.6 GeV) が計画されており、前回の BES I の 10 倍以上の統計が期待されている。これにより、dv_1/dy、揺らぎの高次モーメントの

測定、HBT 干渉測定、低質量電子対 (図 6.2.12) の運動量依存性、カイラル磁気効果やクォーク・グルーオンプラズマの角運動量など、多くの測定精度の向上が見込まれる。現在、RHIC の次期計画として electron-ion collider(EIC) の建設が計画されており、2025 年頃の実験開始を目指している。高エネルギー重イオン衝突の実験施設として $\sqrt{s_{NN}} = 10 - 30$ GeV の領域は RHIC の独壇場であり、EIC 建設後にも重イオン衝突実験の継続を可能にしたい。

NICA はロシアのドゥブナ合同原子核研究所 (JINR) で建設されている衝突型の重イオン加速器であり、エネルギーは $\sqrt{s_{NN}}$= 4-11 GeV である [76]。MPD 実験検出器群が NICA に建設予定であり、2020 年頃の実験開始を目指している [77]。

FAIR-SIS100 加速器はドイツの GSI 研究所で建設中の重イオン加速器である [78]。SIS100 では、重イオンを核子あたり 15 GeV まで加速し、$\sqrt{s_{NN}}$=5.5 GeV での衝突が可能である。現在は SIS100 が建設中であるが、SIS300 が将来計画として挙げられている。SIS300 では、核子あたり 45 GeV まで加速可能であり ($\sqrt{s_{NN}}$=9.5 GeV)、通常核物質の 10 倍以上の最高バリオン密度を持つ物質を生成することができる。現在、FAIR では CBM 実験が建設中であり、2025 年頃の実験開始を目指している [79]。

J-PARC-HI は J-PARC での重イオン加速を目指す計画である [80]。重イオン用の入射器を建設することで、固定標的の重イオン衝突実験を可能にする。衝突エネルギーは $\sqrt{s_{NN}}$= 1.9 - 6.2 GeV である。クォーク・ハドロン物質の相構造、高密度下でのカイラル対称性の回復、ストレンジネス核物理などの研究を展開する [81]。

FAIR 加速器と J-PARC 加速器の特徴は、衝突ビームの輝度が非常に大きいことである。固定標的にて 10^7 Hz での衝突が可能であり、この高輝度性を生かして、稀事象 (大きなネット陽子数、大きなネットストレンジネス数、大きな横方向総エネルギーなど) をトリガーし、系の初期状態やその後のダイナミクスに敏感な稀少プローブや透過プローブの高精度測定を新しく実現する。図 6.3.5 の左はイベント生成プログラム JAM で計算された J-PARC エネルギーの重イオン衝突で達成される温度とバリオン密度の相関である。通常原子核密度の 5 倍以上の高バリオン密度の達成が期待される。図 6.3.5 の右は、衝突で生成された全ての粒子の横運動量を足したものとバリオン密度との相関である [82]。全横運動量の大きな事象を選択的に取得することで、高バリオン密度の性質研究に迫ることができる。

SPS の NA60 実験では、ミューオン対測定によるカイラル対称性の回復や熱的ミューオン対の測定を高精度に行った [47, 48]。我々は、NA60 の後続実験を計画し、ベクトル中間子だけでなく、擬ベクトル中間子の質量変化を捉えることで、より詳細にカイラル対称性の回復の検証に迫りたい。高統計のイベントを捉えることで、$\rho \to \mu\mu$ だけでなく、$a_1 + \pi \to \mu\mu$ による成分も検出し、ρ と a_1 の質量スペクトルの変化を同時に議論したい。

6.3.5 高エネルギー重イオン物理の新しい展開

現在、クォーク・ハドロン物質の相構造に関する研究が進んでいるが、それは温度とバリオン化学ポテンシャル (ネットなバリオン密度) の 2 軸に対してである。将来的には、この 2 軸に磁場や陽子ー中性子数非対称度を加えた 4 軸で相構造を解明したい。例えば、ゼロ磁場中で高温状態だと $\langle \bar{q}q \rangle \to 0$ になるが、強磁場中では $\langle \bar{q}q \rangle \gg 0$ になることが予想されている [83]。また、強磁場の存在は、クォーク・グルーオンプラズマへの相転移温度を小さくする [83]。このように、クォーク・ハドロン相の相

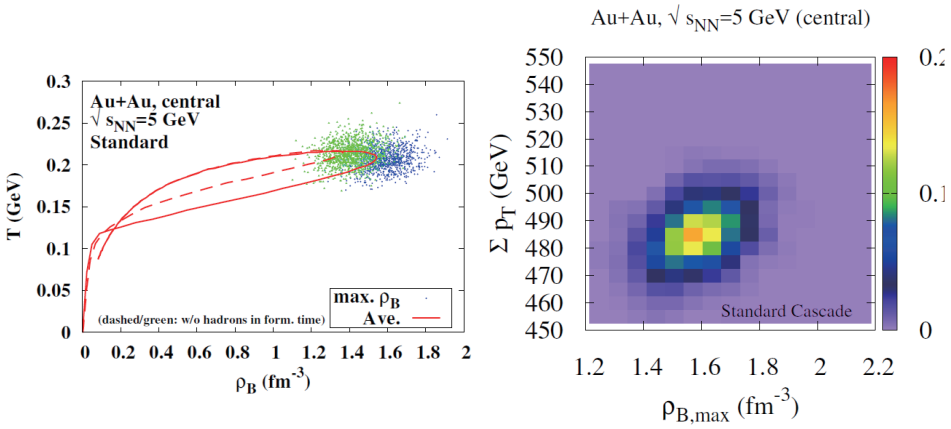

図 6.3.5: 左:FAIR 加速器での CBM 実験の測定器群。右:J-PARC-HI の測定器群

構造や性質を磁場の関数としてみることも非常に面白い (図 6.3.6 の左)。クォーク・ハドロン相の相構造を陽子ー中性子数の非対称度で見ることはまさに中性子星の内部構造に迫る重要なテーマである (図 6.3.6 の右)。これも 3 軸目に加えて検証することは非常に面白い。磁場の軸へ新たに展開するには、同重体原子核の衝突が有益である (系全体の特性は総核子数で決まるが、磁場の強さは総電荷の 2 乗に比例する)。陽子ー中性子数の非対称度はイベントごとに系全体の中性子数と陽子数をきちんと測定し、その非対称度で事象を切り分けることが必要で、高輝度衝突による実験が不可欠である。

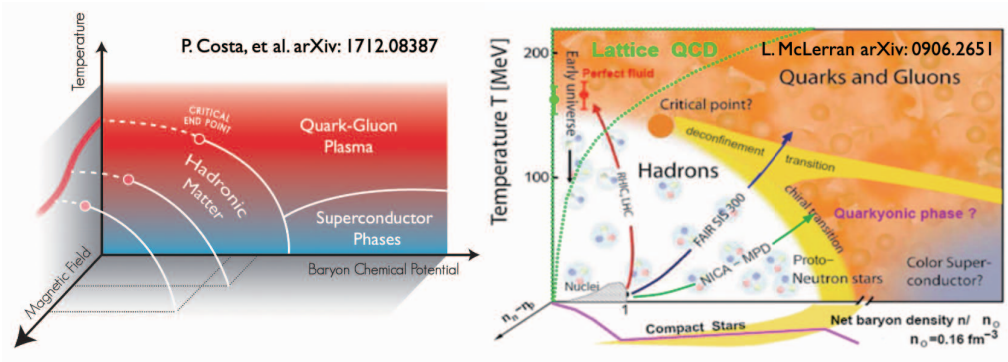

図 6.3.6: 左:QCD 相構造の温度、バリオン密度、磁場に対する依存性 [83]。右:クォーク・ハドロン物質の温度、バリオン密度、非対称度に対する依存性

6.4 他の WG との連携

高エネルギー重イオン衝突の物理と他分野の繋がりを図 6.4.1 に示す。

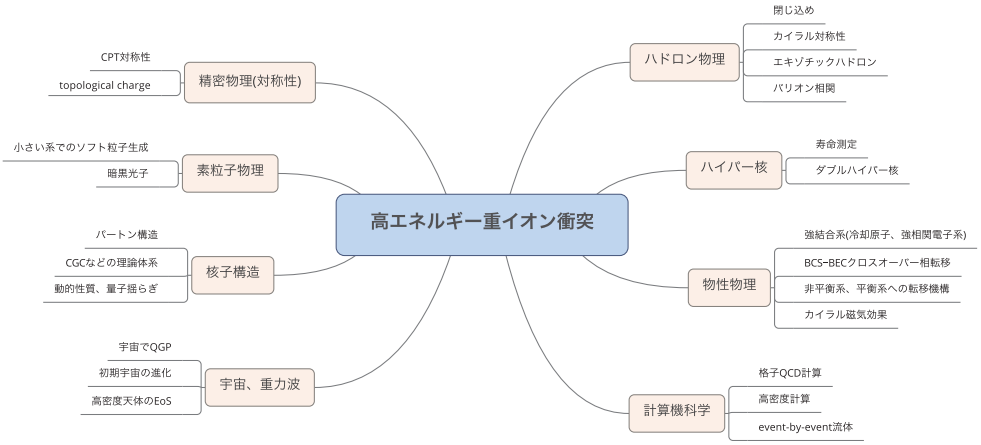

図 6.4.1: 高エネルギー重イオン衝突の物理と他分野や他の WG との繋がり

6.4.1 ハドロン WG

ハドロン WG が掲げるエキゾチックハドロン探索は、クォーク閉じ込め機構の理解という観点から我々と共通点が大きい。エキゾチックハドロン探索手法として、高エネルギー重イオン衝突におけるペンタクォークや H ダイバリオン、$\Lambda(1405)$ 等のエキゾチックハドロン生成に期待が持たれている [84]。特に LHC 等の高エネルギー領域では、重いクォークの生成断面積が大きいため、チャームやボトムクォークを含むエキゾチックハドロン探索が期待される。現在までに測定されたハドロン生成や原子核生成は、化学熱平衡統計モデルでの記述以外に、近い位相空間において複数のバリオンが結合し生成されるモデルも存在し、どちらも同様の収量を記述できることが知られている。4 個以上のクォークからなるハドロンの収量から、これらのモデルの選別が可能であることが示唆されており、重いハドロン生成機構の解明にも役立てることができる。他にも、従来の 2Λ HBT 相関と同様の手法を用いて、Λ 間相互作用についての知見が得られることが期待されている。また、最近は $\Omega\Omega$ や $p\Xi$ などの束縛状態も示唆されており、これらの相関測定を通じた束縛状態の探索も興味深い [85]。高エネルギー重イオン WG が掲げる重要な研究テーマの一つとして、高温クォーク物質中におけるカイラル対称性の自発的破れの回復を通したハドロンの質量発現機構の解明がある。ハドロン WG もまた、この研究課題を掲げ、通常原子核を用いたカイラル対称性部分回復の実験的探索を提案している。このアプローチは、時間的に安定で量子数の定まった状態を用いる利点がある一方で、核子について成立しているポテンシャル描像とカイラル対称性回復描像の実験的区別が困難という問題を抱える。他方、高エネルギー重イオン衝突ではより複雑な時空発展を経るが、高温高強度の非閉じ込め場の存在が確立しており、両者は単なる量的差異ではなく質的に異なる条件下という意味で相補的な物理意義を持つ。

6.4.2 ストレンジネス WG

化学熱平衡統計モデルによると、重イオン中心衝突においては $\sqrt{s_{NN}}$=4 GeV 以上において s クォークは、u,d クォークと正準平衡化することが知られている。この衝突エネルギーは J-PARC の重イオン衝突で達成可能であり、J-PARC や FAIR での重イオン衝突では、ストレンジネスハドロンの大量生成が期待される。特に、このエネルギー領域では、ストレンジネスを含むハイパー核生成が最大になることが予想されている [86]。２つのラムダを含む原子核生成、例えば ${}^{5}_{\Lambda\Lambda}H$ などは、10^6 個の重イオン中心衝突に対しておよそ 5 個生成されると予想されており、重イオン衝突はハイパー核探索に有用である。ハイパー核の mesonic decay の測定は、重イオン衝突から出てきた ${}^{3}_{\Lambda}H$ の崩壊幅 (崩壊長) の測定を通して既に行われており、過去のデータと無矛盾な結果が得られている [87]。真空中 Λ の崩壊長とは誤差の範囲で一致しており、今後、J-PARC や FAIR でにおける高統計の測定が期待される。さらに、重イオン衝突を利用してハイパー核ビームを発生させ、ターゲットとの衝突により新たな研究手法が期待できる。今後、J-PARC や FAIR における研究計画の一つとして取り入れていきたい。

6.4.3 核子構造 WG

RHIC や LHC での高エネルギー重イオン衝突の物理では、衝突初期条件の解明、衝突直後の高強度ゲージ場のダイナミクスや早期熱平衡化機構の解明が強く求められている。高エネルギー重イオン衝突のリファレンスとして、陽子・陽子衝突や (重) 陽子・原子核衝突も重要であり、高エネルギー QCD 反応の素過程の理解も必須である。衝突初期条件は原子核内核子のパートン分布で決定されるため、この研究は核子構造との繋がりが非常に深い。今後、核子構造 WG との共同研究として、例えば、RHIC の将来計画である電子・陽子衝突、電子・原子核衝突を推進し、陽子や原子核核子内のパートン分布の精密研究、small x におけるグルーオン場のダイナミクスの研究を進めていきたい。

6.4.4 新しい研究組織の確立

高エネルギー重イオン衝突を通じたクォーク・グルーオンプラズマの物性研究には、状態方程式などの静的な性質を与える格子 QCD 計算、グルーオン飽和という small x における核子構造や熱平衡化過程の記述に必要な非平衡 QCD、それらをインプットにした相対論的 (粘性) 流体計算、強結合状態を記述するゲージ・重力対応 [88]、など様々な理論体系が必要である。また、クォーク・ハドロン物質の相構造に関する研究には依然として信頼に足る理論計算が必要である。これらの理論体系との密なる連携は本研究の推進に必要不可欠である。

これら理論グループとの連携を含む高エネルギー重イオンの物理で繋がる新しい研究組織の確立を考えて行きたい。例えば、クォーク・グルーオンプラズマの物性を「強結合多体系の物理」で括り、半導体中の高密度電子正孔系に見られる強相関や相構造 [89]、完全流体として振る舞う極低温強結合 Fermi ガス [90] と関連して研究を展開するのが一案である。また原子核コミュニティのみならず、素粒子・物性も含む、掲げる物理 (強結合物性系、高強度場の物理、初期宇宙、高密度天体) や最先端検出器の開発で繋がる、新しい融合的な研究コミュニティの立ち上げを実現したい。

6.5 まとめと展望

ハドロン物質の新しい存在形態として初期宇宙に存在したクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) の生成を目指し、様々な大型加速器施設を用いた高エネルギー重イオン衝突実験が精力的に行われて来た。長年に亘る実験成果を受けて、クォーク・グルーオンプラズマの生成は実験的に確実なものとなった。クォーク・グルーオンプラズマ生成からクォーク・グルーオンプラズマの物性研究への展開は、宇宙初期での極限物質の様相とその進化、物質創成の謎、高温領域における QCD 真空構造に関する知見を与えてくれる。また、高エネルギー重イオン衝突における、早期熱平衡化や流体化機構の解明は QCD が支配する非平衡ダイナミクスの研究に繋がる。また、エネルギーフロンティアを目指す一方で、固定標的中間エネルギー重イオン衝突を通じたルミノシティフロンティアへの取り組みも重要である。高ルミノシティでの中間エネルギー重イオン衝突により、星の終焉での極限物質の様相、高密度クォーク・ハドロン多体系の相構造の解明を目指す。これらの研究に向け、現行の RHIC や LHC での高エネルギー重イオン実験の遂行と、新たな視点とその先を見据えた実験高度化計画 (2021 年以降の ALICE 実験高度化、2030 年以降に向けた ALICE 実験高度化、RHIC-sPHENIX 実験) や新たな大型加速器施設 (NICA, FAIR, J-PARC) での研究展開を進める予定である。これらの研究推進には、より具体的な物理展開、研究遂行案の策定や研究推進の母体である大規模な資源の獲得が重要である。掲げる物理で繋がる大規模組織の確立や他分野との密なる連携を図り、本研究を遂行させて行きたい。

参考文献

[1] D.J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, (1973) 1343; H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, (1973) 1346.

[2] T.D. Lee and G.-C. Wick, Phys. Rev. **D 9**, (1974) 2291.; D.K. Campbell, R.F. Dashen, J.T. Manassah: Phys. Rev. **D 12**, (1975) 979, Phys. Rev. **D 12**, (1975) 1010.

[3] J.C. Collins and M.J. Perry, Phys. Rev. Lett. **34**, 1353, 1975

[4] T.J.M. Symons, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 40-43.; I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, (1985) 2676.

[5] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Collaboration), Phys. Lett. **B 410** (1997) 337-343.

[6] A Long Range Plan for Nuclear Scienece, DOE/NFS, Dec. 1983

[7] BRAHMS Collaboration, Nucl. Phys. **A, 757**, 1-27 (2005); PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. **A, 757**, 184-283 (2005); PHOBOS Collaboration, Nucl. Phys. **A, 757**, 28-101 (2005); STAR Collaboration, Nucl. Phys. **A, 757**, 102-183 (2005).

[8] K. G. Wilson, Phys.Rev. D10 (1974) 2445-2459; N. Cabibbo, G. Parisi, Phys.Lett. **B 59**:67-69,1975; G. Baym in A Long Range Plan for Nuclear Scienece, DOE/NFS, Dec. 1983; L. McLerran, Nucl. Phys. **A 830**, 709c-712c (2009).

[9] A. Bazavov et al., Phys. Rev. **D 80**, 014504 (2009); A. Bazavov et al., [HotQCD collaboration], Phys.Rev. **D 85** (2012) 054503.

[10] F. Karsh, Lect. Notes Phys. **583**, 209 (2002).

[11] G. Baym in A Long Range Plan for Nuclear Scienece, DOE/NFS, Dec. 1983; L. McLerran, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 195 (2009) 275-28.

[12] Mark G. Alford et al., Rev. Mod. Phys. **80**, 1455-1515, 2008.

[13] K. Fukushima and T. Hatsuda, Rep. Prog. Phys. **74**, 014001 (2011).

[14] 核子構造 WG のレポートを参照

[15] A. Adare et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. **107**, (2011), 252301; G. Aad et al., ATLAS Collaboration, Phys. Rev. **C 86**, (2012), 014907; K. Aamodt et al., ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **107**, (2011), 032301; C. Gale et al., Phys. Rev. Lett. **110**, (2013), 012302; J. Adam et al., ALICE Collaboration, JHEP **1609**, 164, (2016). A. Adare et al., PHENIX Collaboration, Phys.Rev. **C 93**, (2016), 051902.

[16] J. Adam et al., ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **116**, (2016), 132302.

[17] B. Abelev et al., AICE Collaboration, Phys. Rev. **C 88**, (2013), 044910.

[18] http://www.nersc.gov/users/computational-systems/edison/

[19] S. A. Bass et al., Quark Matter Conference 2017.

[20] S. Pratt, E. Sangaline, P. Sorensen, and H. Wang, Phys. Rev. Lett. **114**, (2015), 202301.

[21] PHENIX decadal plan 2011-2020, https://www.bnl.gov/npp/docs/phenix_decadal10_full_refs.pdf

[22] B. Abelev et al., ALICE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 082302.

[23] M. Spousta et al., ATLAS Collaboration, Quark Matter 2017 Conference.

[24] K M. Burke et al. (JET collaboration), Phys. Rev. **C 90**, (2014), 014909.

[25] S. Cao et al., Phys. Rev. **C 88**, (2013), 044907.

[26] A. Adare et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. **98**, (2007), 173301; L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, arXiv:1701.06060.

[27] A. Barbano et al., ALICE Collaboration, Quark Matter 2017 Conference.

[28] A. Adare *et. al.*, PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. **98**, 172301 (2007); Y. Akamatsu *et. al.*, Phys. Rev. **C 80**, 031901 (2009).

[29] T. Masui and H. Satz, Phys. Lett. **B 178**, 416 (1986).

[30] Y. Maezawa et al., WHOT-QCD Collaboration, Prog. Theor. Phys. **128**, (2012), 955-970; Nucl. Phys. **A 830**, (2009), 247c-250c.

[31] H. T. Ding, et al., Phys. Rev. **D 86**, (2012), 014509.

[32] T. Umeda et al., Int. J. Mod. Phys.**A 16**, 2215 (2001); M. Asakawa and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **92**, 012001 (2004); S. Datta et al., Phys. Rev. **D 69**, 094507 (2004); A. Jakovac et al., Phys. Rev. **D 75**, 014506 (2007); G. Aarts et al., Phys. Rev. **D 76**, 094513 (2007); A. Rothkopf et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 162001 (2012); G. Aarts et al., FASTSUM Collaboration, JHEP **11**, (2011) 103; Phys. Rev. Lett. **106**, 061602 (2011); JHEP **03**, (2013) 084; JHEP **12**, (2013) 064.

[33] Y. Akamatsu, A. Rothkopf, Phys. Rev. **D 85**, (2012), 105011;

[34] A. Adare et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007); L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. **C 90** (2014) 24906.

[35] CMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. **109**, (2012), 222301; M. Calderon de la Barca Sanchez et al., CMS Collaboration, J. Phys. Conf. **458**, (2013), 012011

[36] A. Adare, *et. al.*, (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. **C 81**, 034911 (2010).

[37] D. Sharma et al., PHENIX Collaboration, Quark Matter Conference 2017.

[38] J. Adam et al., ALICE Collaboration, Phys. Lett. **B 754**, (2016), 235–248.

[39] U. Heinz et al., Nucl. Phys. **A 932**, (2014), 310-317.

[40] A. Adare et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. **C 94**, (2016), 064901.

[41] K. Itakura et al., Quark Matter Conference 2017

[42] T. Hatsuda, S. H. Lee, Phys. Rev. **C 46**, 34-38 (1992).

[43] P M. Hohler, R. Rapp, Phys. Lett. **B 731**, (2014), 103.

[44] 郡司 卓 他、日本の核物理の将来レポート、原子核研究 57, 167-202, 2013.

[45] Review として, R. S. Hayano and T. Hatsuda, Rev. Mod. Phys. Vol. 82, (2010), 2949.

[46] A. Agakichiev et al., CERES Collaboration, Phys. Rev. Lett. **75**, 1272 (1995). A. Agakichiev et al., CERES Collaboration, Eur. Phys. J. **C 4**, 231 (1998).

[47] R Arnaldi et al., NA60 Collaboration, Eur. Phys. J. **C 59**, (2009), 607; R Arnaldi et al., NA60 Collaboration, Eur. Phys. J. **C 61**, (2009), 711; R Arnaldi et al., NA60 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **102**, (2009), 222301; S Damjanovic et al., NA60 Collaboration, Eur. Phys. J. **C 49**, (2007), 235.

[48] R. Arnaldi et al., NA60 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **96**, 162302 (2006); R. Arnaldi et al., NA60 Collaboration, Eur. Phys. J. **C 64**, 1 (2009); S. Damjanovic et al., NA60 Collaboration, Nucl. Phys. A, **783**, (2007) 327.

[49] A. Adare et al.,PHENIX Collaboration, Phys. Rev. **C 93**, (2016), 014904.

[50] L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. **113**, (2014), 022301; Phys. Rev. Lett. **113**, (2014), 049903.; L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, Phys. Lett. **B 750**, (2015), 64–71; L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. **C 92**, (2015), 024912.

[51] BES white paper, STAR Collaboration, https://drupal.star.bnl.gov/STAR/files /BES_WPII_ver6.9_Cover.pdf.

[52] H. Petersen, J. Steinheimer, G. Burau, M. Bleicher and H. Stocker, Phys. Rev. **C 78** (2008) 044901; J. Steinheimer, J. Auvinen, H. Petersen, M. Bleicher and H. Stocker, Phys. Rev. **C 89** (2014) 054913.

[53] M. A. Stephanov, Phys. Rev. Lett. **102**, 032301 (2009); M. A. Stephanov, Phys. Rev. Lett. **107**, 052301 (2011); M. Asakawa, S. Ejiri and M. Kitazawa, Phys. Rev. Lett. **103**, 262301 (2009).

[54] L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. **C 92**, (2015), 014904.

[55] R. Lacey, Phys. Rev. Lett. **114**, (2015), 142301.

[56] B. Abelev et al., ALICE Collaboration, Phys. Lett. **B 726**, (2013), 164.

[57] W. Li, Quark Matter Conference 2017.

[58] H. Mantysaari and B. Schenke, Phys. Rev. Lett. **117**, (2016), 052301.

[59] T. Lappi, Nucl.Phys. **A956**, (2016), 537-540; T. Lappi et al., JHEP 1601, (2016), 061.

[60] http://www.physics.adelaide.edu.au/theory/staff/leinweber/VisualQCD/Nobel/index.html

[61] D. Kharzeev, et al., Nucl. Phys. **A803**, 227 (2008); H. Warringa, J. Phys. G35, 104012 (2008); K. Fukushima et al., Phys. Rev. **D 78**, 074033 (2008).

[62] Y. Hirono, T. Hirano, D E. Kharzeev, arXiv:1412.0311; Y. Jiang et al., arXiv:1611.04586.

[63] L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. **113**, (2014), 052302.

[64] L. Adamczyk et al., STAR Collaboration, arXiv:1701.06657.

[65] F. Becattini, G. Inghirami, V. Rolando, et al. Eur. Phys. J. **C 75**, (2015), 406.

[66] R. J. Fries, J. I. Kapusta and Y. Li, arXiv:nucl-th/0604054;T. Lappi and L. McLerran, Nucl. Phys. **A772**, 200 (2006).

[67] P. Arnold, G. Moore, and L. Yaffe, Phys. Rev. **D 72**, 054003 (2005); H. Fujii, K. Itakura, Nucl. Phys. **A809**, 88 (2008); A. Dumitru, Y. Nara and M. Strickland, Phys. Rev. **D75**, 025016 (2007).

[68] B Abelev et al., ALICE Collaboration, J. Phy. G **41**, (2014), 087001.

[69] B Abelev et al., ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2013-024; B Abelev et al., ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2013-020; B Abelev et al., ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2015-006; B Abelev et al., ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2015-001; B Abelev et al., ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2013-019.

[70] A. Adare et al., PHENIX Collaboration, arXiv:1501.06197.

[71] S. H. Lee, K. Ohnishi, and S. Yasui, I. Yoo and C. M. Ko, Phys. Rev. Lett. **100**, (2008), 222301.

[72] S. Mrowczynski, Phys. Lett. **B 214**, 587 (1988); Phys. Lett. **B 314**, 118 (1993); Phys. Rev. **C 49**, 2191 (1994); B. Arnold and J. Lenaghan, Phys. Rev. **D 70**, 114007 (2004); B. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. **94**, (2005), 072302.

[73] A. Iwazaki, Phys. Rev. **C 77**, (2008), 034907; H. Fujii and K. Itakura, Nucl. Phys. **A 809**, (2008), 88; H. Fujii, K. Itakura and A. Iwazaki, Nucl. Phys. **A 828**, (2009), 178; J. Berges, S. Scheffler, S. Schlichting and D. Sexty, Phys. Rev. **D 85**, (2012) 034507.

[74] M. Asakawa et al., Phys. Rev. Lett **96**, 2006, 252301.

[75] A. Dainese et al., CERN-TH-2016-107, arXiv:1605.01389.

[76] http://nica.jinr.ru/

[77] http://mpd.jinr.ru/

[78] http://www.gsi.de/portrait/fair_e.html

[79] http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/index_e.html; CBM Physics Book http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/PhysicsBook_e.html

[80] http://asrc.jaea.go.jp/soshiki/gr/hadron/jparc-hi/

[81] H. Sako et al., J-PARC-HI Collaboration, http://silver.j-parc.jp/sako/white-paper-v1.21.pdf

[82] T. Sakaguchi, J-PARC-HI Collaboration, Quark Matter Conference 2017.

[83] G. S. Bali et al., JHEP **02**, (2012), 044; K. Fukushima and Y. Hidaka, Phys. Rev. Lett. **117**, (2016), 102301; P. Costa et al., PoS Hadron2017 (2018) 161

[84] S. Cho et al., ExHIC Collaboration, Phys. Rev. Lett. **106**, 212001 (2011).

[85] T. Hatsuda *et al.* Nucl.Phys. **A967**, (2017) 856-859; M. Yamada *et al.* PTEP 2015 (2015) no.7, 071B01

[86] A.Andronic and P.Braun-Munzinger et.al., Phys. Lett. **B 697**, 203 (2011).

[87] B. I. Abelev et al., STAR Collaboration, Science 328, 58 (2010).

[88] P.Kovtun, D.T.Son, A.O.Starinets, hys.Rev.Lett. **94**, 111601 (2005).

[89] T. Suzuki and R. Shimano, Phys. Rev. Lett. **103**, 057401 (2009).

[90] J. E. Thomas, Nucl. Phy. **A 830**, 665c (2009).