

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	チャームダイバリオン、チャームトライバリオンの少数多体計算と重イオン衝突による生成量推定
Title(English)	Few-Body Calculation of Charm Di-/Tri-Baryons and Yield Estimate
著者(和文)	前田 沙織
Author(English)	Saori Maeda
出典(和文)	学位:博士(理学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10714号, 授与年月日:2018年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:肥山 詠美子,伊藤 克司,今村 洋介,柴田 利明,岡 眞
Citation(English)	Degree:Doctor (Science), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10714号, Conferred date:2018/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Category(English)	Doctoral Thesis
種別(和文)	要約
Type(English)	Outline

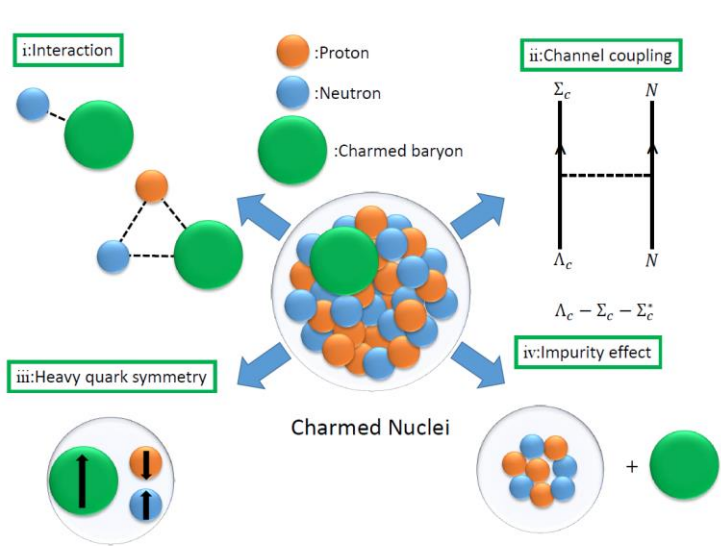
Few-Body Calculation of Charm Di-/Tri-Baryons and Yield Estimate

(チャームダイバリオン、チャームトライバリオンの少数多体計算と生成量推定)

前田 沙織

<Introduction and background>

陽子、中性子からなる原子核、さらにストレンジクォークを含むハイペロンを構成粒子として含んだハイパー核は、近年理論実験共に詳細が明らかになりつつある。一方、チャームクォークを含むチャームバリオン、さらに原子核にチャームバリオンを加えたチャーム原子核は現在実験が予定されている段階で、理論的にも詳細な振る舞いや性質は未だ判明していない。



ハイパー核をさらにチャームフレーバーに拡張するチャーム原子核の研究は、次のようなメリットがある。

相互作用：粒子間の間にどのような力が働くか

チャネルカップリング：励起状態の粒子がどのように相互作用にかかわるか

重クォーク対称性：チャームクォークが重いことによるバリオン全体への効果

不純物効果：チャームバリオンが重いことによる原子核全体への効果

また、ハイパー核をチャーム系に拡張するとみすことができる。系の違いは以下のようになっており、その影響についても考察することができる。

	strangeness sector	charm sector
Quark mass	$m_s \sim 96 \text{ MeV} \simeq \Lambda_{QCD}$	$m_c \sim 1.28 \text{ GeV} > \Lambda_{QCD}$
Symmetry	flavor SU(3)	Heavy Quark Symmetry
Baryon	Λ, Σ	$\Lambda_c, \Sigma_c, \Sigma_c^*$
Electric charge	$Q = 0(\Lambda)$	$Q = +1(\Lambda_c)$
Observation	✓	×

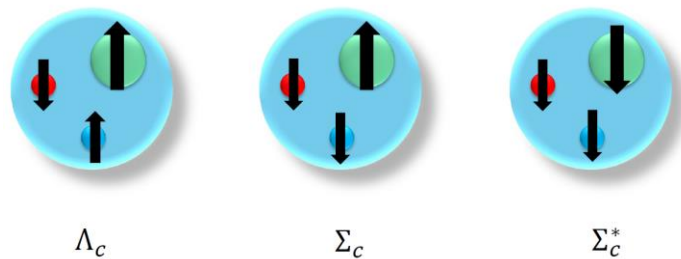
近年実験施設の発展と理論的情報が多く集まりつつあり、チャームバリオンの研究も盛んになりつつある。本論文では、ストレンジネス系の物理の次の段階であるチャーム系の物理、その中でもチャームダイバリオン、チャームトライバリオンに注目し、理論計算の側面から性質、振る舞いを考察していく。

<Formulation>

• Heavy quark symmetry [1]

アップ、ダウン、ストレンジクォークと比較してチャームクォークの質量が非常に重いため、重クォーク質量 m_Q が大きいときは反クォークによる励起を無視することが良い近似なので理論を簡単化することができる。クォークの振る舞いを記述するQCDのラグランジアンを軽い成分と重い成分に分けて考えることができ、重いクォークの有効理論としてheavy quark effective theory (HQET)を導出することができる。さらに、この有効理論では重クォーク質量の極限($m_Q \rightarrow \infty$)において、重クォークスピン対称性のために重クォークのスピンは保存量となる。

重クォークスピン対称性はチャームバリオンにも適用することができる。右図はチャームバリオンのスピンを示した模式図である。赤がuクォーク、青がdクォーク、緑がcクォークを表している。このうち Σ_c と Σ_c^* は「軽いクォークのスピンに対してチャームクォークのスピンが一致か不一致」とみなすことができる。 $m_Q \rightarrow \infty$ の極限において Σ_c と Σ_c^* は縮退するため、これらを重クォークダブレットと呼ぶ。

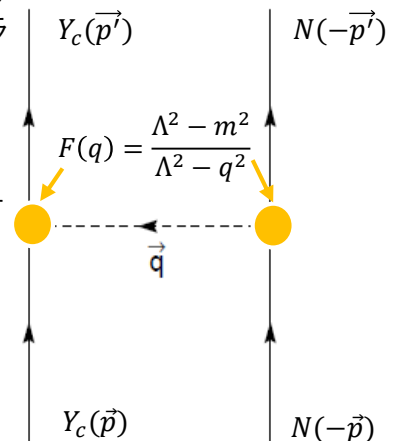


• Charmed baryon interaction

チャームバリオン-核子間の相互作用については、様々な観点から既に研究が行われている。例えば、Constitute quark model potential[2]はクォーク、グルーオン交換によるモデルから相互作用を考察している。Lattice calculation [3]は格子状に定義した空間上に粒子を配置して行う第一原理計算であるが、まだ質量は実際のメソン、バリオンよりも質量が重い設定で行っている。どちらも引力的なポテンシャルであるが束縛しない。

本研究で用いたポテンシャル、Quark Cluster Model (QCM) [4]とOne Boson Exchange Potential (OBEP) [5]も紹介する。QCMはバリオンを3 quark clusterとみなし、clusterが重なるほど近距離であるときに、6 quark状態となり quark exchangeが起こるとみなすモデルである。

一方OBEPはヘビークォークバリオンとメソンの有効ラグランジアンを用いて、粒子間の $\pi, \sigma, \rho, \omega$ 中間子交換力を計算し、バリオンとメソンの結合頂点にはform factorを入れてバリオン間力の短距離部分をカットするモデルである。共にチャネルカップリングを考慮するため、最も低い状態である Λ_c だけではなく、 Σ_c, Σ_c^* の寄与を考える必要がある。特にOBEPは、先行研究[5]より Σ_c^* の寄与が非常に強いことが分かっている。



<Calculation>

・ $Y_c N$ 2-body binding energy

先行研究[5]より、 $Y_c N$ 2 体系においてはチャネルカップリングの影響が非常に強い結果が出ている。一方で、外部パラメーターに非常に依存することが分かっている。そこで、既に知られている NN 系を用いてポテンシャルのパラメーターを決定し、 $Y_c N$ 2 体系の $J^\pi = 0^+, 1^+$ における束縛状態について計算を行う。

Channels	1	2	3	4	5	6	7
$J^\pi = 0^+$	$\Lambda_c N(^1S_0)$	$\Sigma_c N(^1S_0)$	$\Sigma_c^* N(^5D_0)$				
$J^\pi = 1^+$	$\Lambda_c N(^3S_1)$	$\Sigma_c N(^3S_1)$	$\Sigma_c^* N(^3S_1)$	$\Lambda_c N(^3D_1)$	$\Sigma_c N(^3D_1)$	$\Sigma_c^* N(^3D_1)$	$\Sigma_c^* N(^5D_1)$

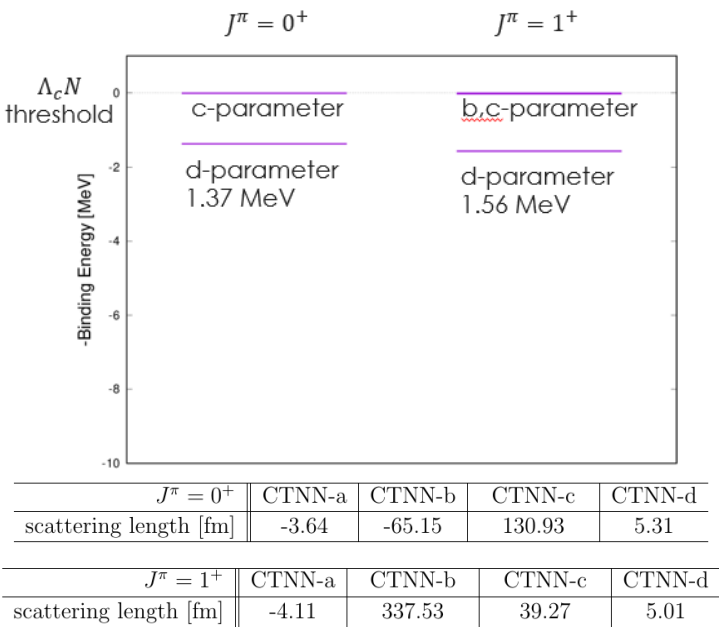
ポテンシャルのベースはOne Boson Exchange ポテンシャルとする。先行研究では、 $\pi, \sigma, \rho, \omega$ の 4 種類が想定されており、遠距離では π 、中距離では σ 、近距離部分には ρ, ω のベクトルメソンがそれぞれ寄与している傾向にある。一方、 NN 相互作用のベクトルメソンの斥力は、グルーオン交換ポテンシャルで置き換えられることが知られている[6]。従って、今回はベクトルメソンの効果を内包するQuark Cluster Model斥力を用いたハドロンモデルとクォークモデルの混合モデルを想定して計算を行う。ポテンシャルの指揮は以下の通りとなる。

$$V_\pi(i, j) = C_\pi(i, j) \frac{m_\pi^3}{24\pi f_\pi^2} \left\{ \langle \mathcal{O}_{spin} \rangle_{ij} Y_1(m_\pi, \Lambda_\pi, r) + \langle \mathcal{O}_{ten} \rangle_{ij} H_3(m_\pi, \Lambda_\pi, r) \right\}$$
$$V_\sigma(i, j) = C_\sigma(i, j) \frac{m_\sigma}{16\pi} \left\{ \langle 1 \rangle_{ii} 4Y_1(m_\sigma, \Lambda_\sigma, r) + \langle \mathcal{O}_{LS} \rangle_{ij} \left(\frac{m_\sigma}{M_N} \right)^2 Z_3(m_\sigma, \Lambda_\sigma, r) \right\}$$
$$V_{QCM} = V_0 e^{-(r^2/b^2)}$$

NN 系の実験値を用いて、ポテンシャルのパラメーターを決定するのを試みた結果、最も現実的なポテンシャルとして4つのパラメーターを得ることができた。以下このポテンシャルを $Y_c N$ -CTNNポテンシャルと呼ぶ。

	C_σ	b[fm]
parameter a	-67.58	0.6
parameter b	-77.5	0.6
parameter c	-60.76	0.5
parameter d	-70.68	0.5

変分法の一つ、Gauss Expansion Method (GEM)を用いて計算を行った。右図の束縛エネルギーをパラメーターごとに比較すると、d-パラメーターが一番強く、他はほとんど束縛しない。右表の散乱長も束縛エネルギーと振る舞いが一致する。この結果には、 $\Sigma_c N$ 、 $\Sigma_c^* N$ のテンソル力が強く寄与している。他のポテンシャルと比較すると、全く異なる観点からのポテンシャルで同様の傾向が求められたことが確認できる。



<Calculation>

・ $Y_c N$ 2-body resonance state

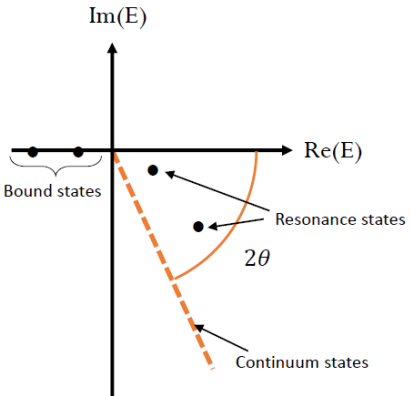
$\Lambda_c N$ を含まない $\Sigma_c N$ 、 $\Sigma_c^* N$ のみのチャネルで束縛エネルギーの計算を行うと、以下のような強い束縛状態が得られる。

states		B.E. [MeV]	
threshold	J^π	from $\Lambda_c N$	from $\Sigma_c N$ ($\Sigma_c^* N$)
$\Sigma_c N$	$J^\pi = 0^+$	164.9	(-2.2)
	$J^\pi = 1^+$	152.8	(-14.3)
$\Sigma_c^* N$	$J^\pi = 1^+$	223.8	(-7.7)
	$J^\pi = 2^+$	213.9	(-17.6)

Channels	1	2	3	4
$J^\pi = 2^+$	$\Lambda_c N(^1D_2)$	$\Sigma_c N(^1D_2)$	$\Lambda_c N(^3D_2)$	$\Sigma_c N(^3D_2)$
	5	6	7	8
	$\Sigma_c^* N(^3D_2)$	$\Sigma_c^* N(^5S_2)$	$\Sigma_c^* N(^5D_2)$	$\Sigma_c^* N(^5G_2)$

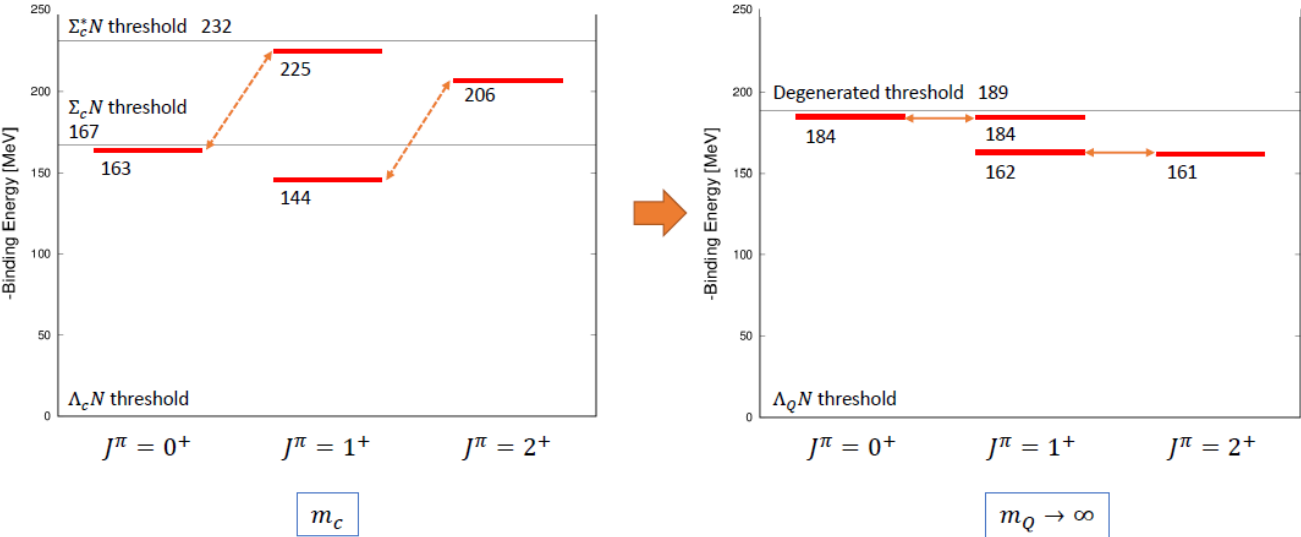
$J^\pi = 0^+, 1^+$ だけではなく $J^\pi = 2^+$ にも大きい束縛エネルギーが存在している。強い束縛状態が励起状態にあるため、チャネルが内部自由度となって励起状態として留まる可能性が十分考えられる。従って、フェッシュバッハ共鳴がある可能性が示唆されている。より詳しい考察を行うために、次にチャームダイバリオンの共鳴状態について計算を行う。

ポテンシャルは束縛状態と同様に $Y_c N$ -CTNNポテンシャルを用いる。パラメーターは最も引力的なdを用いる。本研究では、共鳴状態を計算するためにComplex Scaling Method (CSM) [7]を用いる。これは次の複素変換をハミルトニアンに適用することによって、通常混合する連続状態と共鳴状態を右図のように分離する手法である。



$$U(\theta) : \begin{cases} r \rightarrow r e^{i\theta} \\ k \rightarrow k e^{-i\theta} \end{cases}$$

結果は以下の通りとなる。位置はおおよそ先ほどの束縛エネルギーと一致している。また、2つずつ似た性質の共鳴状態が現れていることも特徴である。ここで重クォーク質量の極限($m_Q \rightarrow \infty$)をとると、それぞれ対応していた共鳴状態の値がほとんど一致する。これは重クォークスピン対称性の振る舞いが如実に表れていると解釈できる。

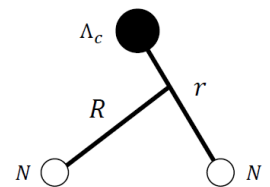
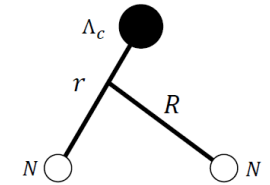
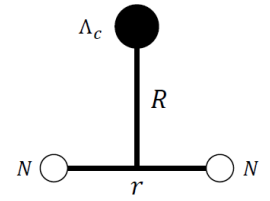


<Few-body systems>

• $\Lambda_c NN$ 3-body binding energy

続いて、さらに核子を増やしたチャームトライバリオンについて議論を行う。その中でも、本計算では計算の簡略化のために $Y_c NN$ ではなく最も簡単なチャーム原子核のモデルとして $\Lambda_c NN$ を計算する。チャームバリオンと核子の間には弱いながらも引力が存在することが示唆されているが、核子が増えることで引力がどれほど変わるのか、また粒子同士の位置関係はどのように変化するかを考察する。

今回はアイソスピン $I = 0, 1$ の状態を計算する。NN間のポテンシャルは、ここではMinnesota potential[8]を用いる。 $\Lambda_c N$ 間のポテンシャルは、 $Y_c N$ -CTNNポテンシャルはチャネルカップリングを含むため、これをsingle channelに適用するために束縛エネルギー、散乱長を再現する繰り込みポテンシャルを計算する。



Minnesota potential

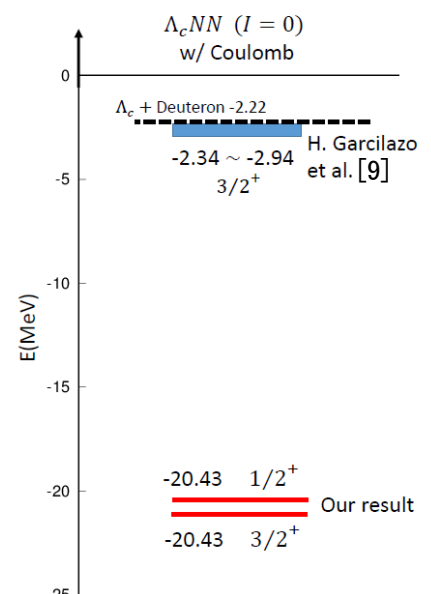
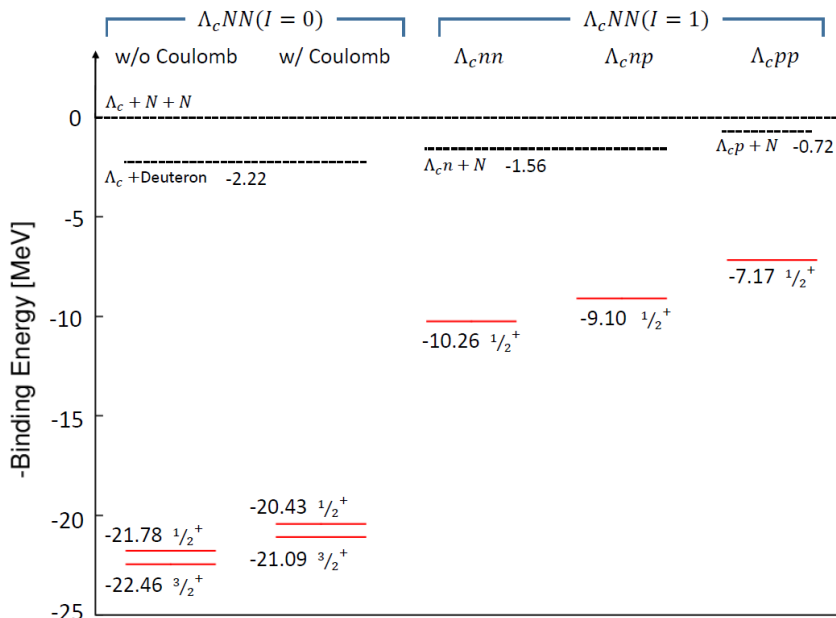
$$V = (V_R + \frac{1}{2}(1 + P_{ij}^\sigma)V_t + \frac{1}{2}(1 + P_{ij}^\sigma)V_s)(\frac{1}{2}u + \frac{1}{2}(2 - u)P_{ij}^r)$$

$$P_{ij}^\sigma = \frac{1 + (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)}{2}$$

Effective potential

$$V_{\Lambda_c N} = V_1 e^{-\frac{r^2}{b_1^2}} + V_2 e^{-\frac{r^2}{b_2^2}}$$

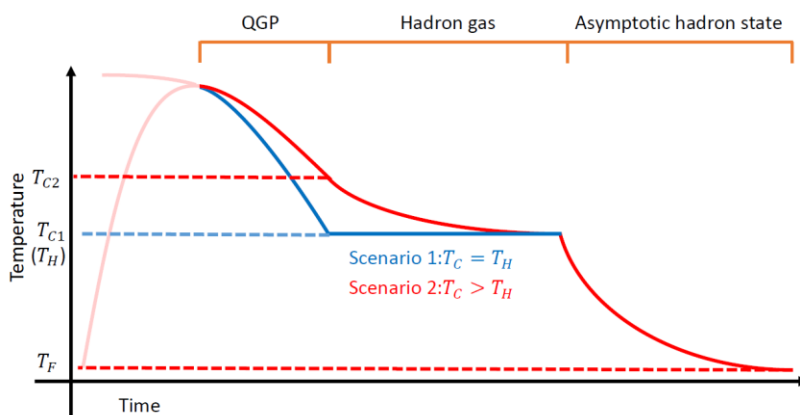
各結果は左下図の通りである。全体的に、2体系と比べて非常に束縛エネルギーが強くなる。 $I = 0$ では $J^\pi = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ の2つの状態があるが、このうち $J^\pi = \frac{3}{2}$ の方が大きいのは $Y_c N$ -CTNNの振る舞いと一致する。また、他の研究と比較を行った右下図より、束縛エネルギーに大きな差があるが、どちらも束縛するという点で一致している。



<Heavy Ion Collisions>

・ Production of charmed nuclei in relativistic heavy ion collisions

これまでの計算で得られたチャームダイバリオン、チャームトライバリオンの計算結果を用いて生成量計算を行う。現在実験が検討されている重イオン衝突実験を想定し、チャームダイバリオン、チャームトライバリオンがどの程度生成されるかを推定する。また、発展段階毎の生成数を比べ

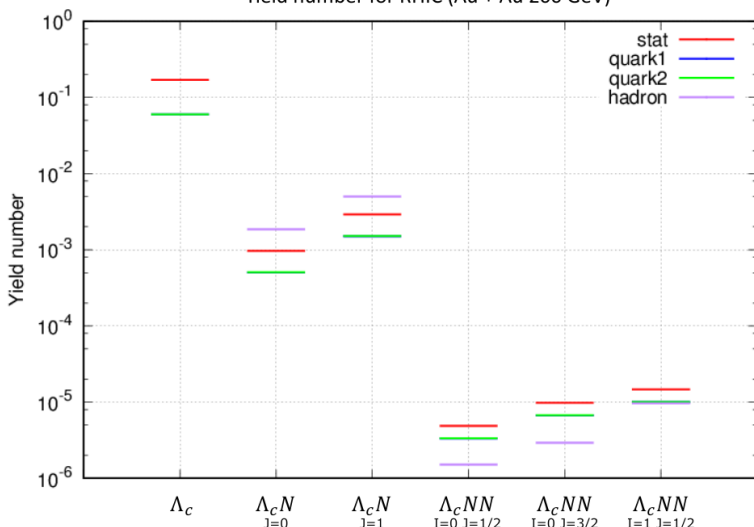


ることで、QGPからの生成においてどの段階でチャームダイバリオン、チャームトライバリオンの生成が起こりやすいかを議論する。本来は全ての生成量の合計とその影響を考察する必要があるが、簡略化のためとどの段階でチャームダイバリオン・トライバリオンができやすいかの考察を行うため、各発展状態毎に生成量を求める。

本計算では、生成量計算にStatistical model[10]とCoalescence model[11]を用いる。Statistical modelは熱統計に従うガスを想定し、高温状態のハドロンガス状態の計算に適用する。一方Coalescence modelは空間に存在する粒子が集まり目的のハドロンが生成されるモデルであり、[空間内の構成粒子の数]×[対象のハドロンの確率密度分布]で計算を行う。本計算ではQGPではquark coalescence, Individual hadron 状態ではhadron coalescenceを考える。

パラメーターは、実験装置に依存する温度と体積、生成するクォーク数を流体計算、クォークモデルから計算し、その値に一致するようにStatistical model, Coalescence modelのパラメーターを決める。特にhadron coalescenceでは、確率密度分布を計算するための波動関数の情報に、本研究で計算した散乱長を用いた。これらのパラメーターを用いて、RHIC, LHCを想定した粒子衝突の生成量を計算した。

Yield number for RHIC (Au + Au 200 GeV)



左図はRHICにおける生成量計算の結果である。縮退度に強く依存する生成量である。同様の実験施設で検出されたハイパー核

($^3\Lambda\bar{H}$) の生成量[12]、約 10^{-3} 個と比較をすると、2桁ほどオーダーは異なるが現実的な値に収まっているように見える。この結果より、重イオン衝突によりチャームダイバリオン、チャームトライバリオンが生成される可能性が示唆された。

<Refelence>

- [1] N. Isgur and M.B. Wise, Phys. Lett. B 232, 113 (1989); *ibid.* 237, 527 (1990).
- [2] A. Gal, H. Garcilazo, A. Valcarce, and T. Fernandez-Carames, Phys. Rev. D 90, 014019, (2014).
- [3] T. Miyamoto et al.(HAL collaboration), arXiv: 1710. 05545.
- [4] M.Oka, Nuclear Physics A 881 (2012) 6–13.
- [5] Y. R. Liu, and M. Oka, Phys. Rev. D 85, 014015 (2012).
- [6] K. Yazaki, Prog. Part. Nucl. Phys. 24, 353 (1990).
- [7] J. Aguilar, J.M. Combes, Commun. Math. Phys. 22 (1971) 269.
- [8] D. R. Thompson, M. Lemere, and Y. C. Tang, Nuci. Phys. A 286, 53 (1977).
- [9] H. Garcilazo, A. Valcarce, and T.F. Carames, Phys. Rev. C **92**, 024006 (2015).
- [10] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Nucl. Phys. A772 (2006) 167–199.
- [11] V. Greco, C. M. Ko, P. Lévai Phys.Rev.Lett. 90 (2003) 202302.
- [12] J. Stachel et al, J. Phys.: Conf. Ser. 509 012019 (2014).