



รายงานการวิจัยฉบับสมบูรณ์

เรื่อง

การศึกษาพลศาสตร์ของการสร้างอนุภาคแปลก
ในการชนของไอออนหนัก

Dynamical study of strange particle production
in heavy ion collisions

โดย

นางสาว พรรรัตน์ ศรีสวัสดิ์

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยนครสวรรค์

นาย ยูเป็ง แยน และ นายอายุทศ ลิ้มพิรัตน์

สาขาวิชาฟิสิกส์ สำนักวิชาวิทยาศาสตร์

มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี

Mr. Yu-Ming Zheng

China Institute of Atomic Energy

ภายใต้ทุนอุดหนุนการวิจัยจากสำนักงานคณะกรรมการวิจัยแห่งชาติ
ประเภทความร่วมมือกับต่างประเทศ (โครงการความร่วมมือไทย-จีน)

ประจำปีงบประมาณ 2552-2554

กิตติกรรมประกาศ

โครงการวิจัยนี้ได้รับทุนอุดหนุนการวิจัยจากสำนักงานคณะกรรมการวิจัยแห่งชาติ ประเภทความร่วมมือกับต่างประเทศ (โครงการความร่วมมือไทย-จีน) ประจำปีงบประมาณ 2552-2554

คณะผู้วิจัยขอขอบคุณ Prof. Jörg AICHELIN จาก SUBATECH (Nantes), France สำหรับการพัฒนาโปรแกรม QMD ขอขอบคุณ Prof. Yu-Ming Zheng จาก China Institute of Atomic Energy และ Prof. C. Fuchs, E. Lehmann, Rajeev K. Puri จาก Institute for Theoretical Physics, University of Tübingen, Germany สำหรับการพัฒนาโปรแกรม

พร้อมกันนี้ขอขอบคุณ ดร.เจษฎา ตัณฑนุช ที่ช่วยติดตั้งโปรแกรม Latex และขอขอบคุณ คุณขวัญศิริ วันวิเวก จากภารกิจต่างประเทศสำนักงานคณะกรรมการวิจัยแห่งชาติ ที่ช่วยกรุณาประสานงานให้เป็นอย่างดี

รายละเอียดเกี่ยวกับโครงการวิจัย

ชื่อโครงการ

(ภาษาไทย) การศึกษาพลศาสตร์ของการสร้างอนุภาคแปลกในการชนของไอออนหนัก

(ภาษาอังกฤษ) Dynamical study of strange particle production in heavy ion collisions

ได้รับทุนอุดหนุนการวิจัยประเภท

ประจำปีพ.ศ. 2552-2554 จำนวนเงิน 1,121,320 บาท

ระยะเวลาทำการวิจัย 3 ปี ตั้งแต่ ปี พ.ศ. 2552-2555

หน่วยงานและผู้ดำเนินการวิจัย

ฝ่ายไทย

ประวัติหัวหน้าโครงการวิจัย

(ภาษาไทย) ดร. พรรรัตน์ ศรีสวัสดิ์

(ภาษาอังกฤษ) Dr. PORNRAD SRISAWAD

ตำแหน่งปัจจุบัน อาจารย์

สังกัด ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยนเรศวร

ที่อยู่ ตำบลท่าโพธิ์ อำเภอเมือง

จังหวัด พิษณุโลก รหัสไปรษณีย์ 65000

โทรศัพท์ 055-963511 โทรสาร 055-963113

โทรศัพท์มือถือ 089-4611415 e-mail pornrads@gmail.com

คณะผู้วิจัย

1. ชื่อ - นามสกุล (ภาษาไทย) ศาสตราจารย์ ยูเปิง แยน

(ภาษาอังกฤษ) Prof. Yupeng Yan

เพศ ชาย อายุ 50 ปี

ตำแหน่งปัจจุบัน ศาสตราจารย์

สถานที่ทำงาน สาขาวิชาฟิสิกส์ สำนักวิชาวิทยาศาสตร์

ที่อยู่ มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี

111 ถ.มหาวิทยาลัย ต.สุรนารี อ.เมือง

จังหวัด นครราชสีมา รหัสไปรษณีย์ 30000

โทรศัพท์ 044-22-4289 โทรสาร 044-22-4185

e-mail yupeng@sut.ac.th

2. ชื่อ-นามสกุล (ภาษาไทย): ดร. आयुทธ ลิ้มพิรัตน์

(ภาษาอังกฤษ): Dr. Ayut Limphirat

เพศ ชาย อายุ 30 ปี

สถานที่ทำงาน มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี

โทรศัพท์ 044-223162 โทรสาร 044-224651

E-mail limphirat@yahoo.com

ฝ่ายต่างประเทศ

ชื่อ - นามสกุล (ภาษาไทย) ยูมิง เจิง

(ภาษาอังกฤษ) Yu-Ming Zheng

เพศ ชาย อายุ 73 ปี

การทำงาน

ตำแหน่งปัจจุบัน ศาสตราจารย์

สถานที่ทำงาน China Institute of Atomic Energy (CIAE)

P. O. Box 275 (18), Beijing 102413, China

โทรศัพท์ 86-10-69357516(O) โทรสาร 86-10-69357008

e-mail zhengym@ciae.ac.cn

บทคัดย่อ

การวิจัยนี้เป็นการศึกษาทางทฤษฎีของ การเกิดอนุภาค เคออน ซิกมา และ แลมดา จากการชนของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลาง ทฤษฎีคำนวณโดยใช้พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล โดยใช้พลศาสตร์เคออนโนควาเรียน เปรียบเทียบการใช้และไม่ใช้ศักย์ Brown - Rho ($K^+ N$) และเปรียบเทียบ การใช้สมการสถานะ soft และ hard โดยทำการศึกษา 6 หัวข้อต่อไปนี้

- 1) การไหลรวมตามขวางและการไหลรวมของการชนกันของ K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงาน 0.25-2.00 A GeV จากการชน $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ แสดงให้เห็นว่าคุณสมบัติของ K^+ เป็น anti-flow ซึ่งหมายถึงคุณสมบัติไหลรวมของ K^+ สนับสนุนการดำรงอยู่ของภายในตัวกลางศักย์ผลึกสำหรับ K^+ การกระจายแรพิดิตี้ของ K^+ ใช้ตรวจสอบสมการสถานะนิวเคลียร์ที่ความหนาแน่นสูง ดีกว่าดีฟเฟอเรนเชียลของการไหลเชิงตรง
- 2) การกระจายอะซิมูทอลของ K^+ เมซอนจากการชน $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ 1.5 A GeV และ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ 1.93 AGeV ผลการคำนวณการผลึก K^+ ในตัวกลาง และการคำนวณโดยใช้ศักย์ $K^+ N$ สอดคล้องกับผลการทดลอง Kaos โดยบ่งชี้ว่าการกระจายอะซิมูทอล เป็นวิธีหนึ่งในการศึกษาคุณสมบัติในตัวกลางที่มีความหนาแน่นสูง
- 3) ภาคตัดขวางการเกิด K^+ จากการชน $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ และ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.8, 1.93 และ 1.5 A GeV ตามลำดับ พบว่าภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ โดยใช้ soft EOS และ hard EOS ได้ผลสอดคล้องกัน และสอดคล้องกับผลการทดลอง KaoS เมื่อรวมศักย์ $K^+ N$
- 4) ศึกษาสเปกตรามวลตามขวางของ K^+ จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV เทียบกับฟังก์ชันของพลังงานจลน์ตามขวาง $m_T - m$ พบว่าอิทธิพลของศักย์ของ $K^+ N$ และใช้สมการ soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS
- 5) การเกิดซิกมาเมซอนจากการชนโปรตอนและนิวเคลียส ผลการวิจัยพบว่า การเกิด σ เมซอนจะขึ้นกับเลขมวล เมื่อมวลมีค่าเพิ่มขึ้นจะส่งผลให้ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาเมซอนมีค่า

เพิ่มขึ้น นอกจากนี้ยังพบว่าเกิดการเกิด σ เมซอนในปฏิกิริยาที่มีการเหนี่ยวนำในโปรตอนจะขึ้นอยู่กับตัวกลาง การเกิด σ เมซอนมีการสลายตัวในตัวกลางที่มีความหนาแน่นสูงทำให้เกิดการเลื่อนมวลไปทางมวลต่ำ ซึ่งการเลื่อนมวลสามารถสังเกตได้จากสถานะสุดท้ายของคู่ออนซึ่งไม่ถูกดูดกลืนโดยนิวเคลียสของตัวกลาง การทดลองยังไม่มีเปรียบเทียบเกี่ยวกับผลวิจัย ผลวิจัยนี้จะเป็นแนวทางสำหรับห้องปฏิบัติการในอนาคต

- 6) การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ และ K^+K^+ ที่ศูนย์กลางมวลที่พลังงาน 3-4 GeV โดยใช้ แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุลเหนือสัมพัทธภาพ เงื่อนไขของการเลือกทริกเกอร์ของปฏิกิริยาโดยเปรียบเทียบมัลติพลิตีและพบว่ามัลติพลิตีของ K^+K^+ มีค่าสูงกว่าของ Ξ และแปรตามมัลติพลิตีของ Ξ นั่นคือสามารถใช้ K^+K^+ เป็นทริกเกอร์ของการเกิด Ξ ในปฏิกิริยา ทั้งนี้ K^+K^+ จะสามารถตรวจพบได้ที่โมเมนตัมประมาณ 0.3 GeV/c การคำนวณเงื่อนไขต่าง ๆ ในหัวข้อนี้จะเป็นส่วนหนึ่งที่สามารถช่วยให้การทดลองเกี่ยวกับไฮเปอร์นิวเคลียสของห้องทดลอง PANDA ที่ FAIR-GSI สำเร็จลุล่วง

การเกิดของอนุภาค K^+ และ Λ การชนกันของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลางมีความสำคัญต่อการศึกษาคุณสมบัติในตัวกลางของฮาดรอน ที่มีความหนาแน่นสูงซึ่งมีความสำคัญสำหรับการทำความเข้าใจของการสมมาตรไครัลในสสารฮาดรอนิกส์และสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่นสูง ผู้วิจัยจะต่อยอดการวิจัยนี้โดยการศึกษาคุณสมบัติและผลในตัวกลางของอนุภาค π และ K^* โดยใช้แบบจำลอง Quantum molecular dynamics และ Hadron string dynamics.

คำหลัก: การไหลรวม; สมการสถานะแบบแข็ง/อ่อน; พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล; การกระจายอะซิเมทรี; ภาคตัดขวาง; สเปกตรามวลตามขวาง; โมเมนตัมตามขวาง; ซิกมาเมซอน ;
คูแลมด้าไฮเปอร์นิวเคลียส

Abstract

This research is devoted to the theoretical study of the kaon sigma and lamda production in heavy ion reaction at intermediate energies. The theoretical results are calculated by using the quantum molecular dynamical (QMD) model within the covariant kaon dynamics. The calculations are performed with and without Brown – Rho (K^+ N) potential and with a soft/hard equation of state (EOS). We review the following 6 topics.

- 1) The collective transverse flow and collective flow of K^+ in heavy ion collisions at incident energies of 0.25 AGeV to 2.00 A GeV for ${}^{197}_{79}\text{Au} + {}^{197}_{79}\text{Au}$ system. It is also shown that the properties of K^+ are anti-flow. This means that the features of K^+ collective flow clearly favor the existence of an in-medium repulsive potential for K^+ meson. The rapidity distribution of K^+ meson is more sensitive to the nuclear equation of state than the differential directed flow.
- 2) The azimuthal distributions of K^+ mesons in the ${}^{197}_{79}\text{Au} + {}^{197}_{79}\text{Au}$ collisions at 1.5 AGeV and the ${}^{58}_{28}\text{Ni} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A GeV. Calculated results with a repulsive in-medium K^+ mesons, and calculated results using the K^+ N potential can reasonably describe the features of KaoS data. This indicates that the azimuthal distribution is one of the sensitive probes to extract information on in-medium properties at high densities.
- 3) Production cross section of K^+ mesons in ${}^{12}_6\text{C} + {}^{12}_6\text{C}$, ${}^{58}_{28}\text{Ni} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$ and ${}^{197}_{79}\text{Au} + {}^{197}_{79}\text{Au}$ collisions at 1.8, 1.93 and 1.5 AGeV respectively. We found that the result of theoretical calculation with soft EOS is similar to that of the hard EOS. The results calculated with soft and hard EOS when including (K^+ N) potential tend to be consistent with the KaoS data

- 4) Analysis of the transverse mass spectra of K^+ from the ${}^{58}_{28}\text{Ni} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A GeV as a function of the transverse kinetic energy $m_T - m$. The results of calculation by including K^+N potential with soft EOS are consistent with the KaoS data.
- 5) To indicate that the sigma meson production in proton and nucleus collisions is strongly medium-dependent, and also the produced sigma mesons decaying in a denser medium experience a stronger mass shift towards lower masses. This mass shift is an experimentally accessible observable in the final state pion pairs which did not suffer reabsorption by the surrounding nucleons. No experimental compare to our results. This research will be as a guide for the laboratory in future.
- 6) Study of the conditions of the reaction Ξ and K^+K^+ at the center of mass energy 3-4 GeV using Ultra relativity quantum molecular dynamics model .Terms of the selection of reactions triggered by comparing the multiplicity K^+K^+ and Ξ are found that the multiplicity of K^+K^+ is higher than that of Ξ and deploys the multiplicity; that is the reaction K^+K^+ can be used as the trigger of the Ξ production in the reaction. K^+K^+ can be detected at momentum around 0.3 GeV / c. This section is the one that can help the experiment of hypernucleus the PANDA laboratory at FAIR-GSI completion.

The kaon and lamda production in heavy ion collisions at intermediate energies provides a sensitive probe to study the in-medium properties of hadrons. Properties in dense hadronic matter are important for a better understanding of both a possible restorations of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. Researchers continue to study the properties and the in medium effect of π and K^* particles by use Quantum Molecular Dynamics and Hadron string model.

Keywords: Collective flows; soft/hard equation of state; quantum molecular dynamics; Azimuthal distributions; cross section; transverserse mass spectra,transverse momentum; Sigma meson; double Lamda hypernucleus.

สารบัญ

กิตติกรรมประกาศ	3
รายละเอียดเกี่ยวกับโครงการวิจัย	5
บทคัดย่อ	7
Abstract	9
1 บทนำ	23
2 การทบทวนวรรณกรรมที่เกี่ยวข้อง	29
3 ระเบียบวิธีวิจัย	35
3.1 การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์โควาเรียนต์เคออน	35
3.2 การกระจายอะซิมุทอล ของ K^+ เพื่อศึกษาผลของตัวกลางจากการชน ของไอออนหนัก	36
3.3 ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+	36
3.4 สเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+	37
3.5 การเกิดอนุภาค σ	37
3.6 ศึกษาพลศาสตร์ของอนุภาค Ξ^-, Ξ^+ และ K^+K^+ เพื่อหาทริกเกอร์ที่ เหมาะสมของปฏิกิริยา	37
4 ผลการวิจัย	39
4.1 การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์โควาเรียนต์เคออน	39
4.2 ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุทอลของ K^+	42
4.3 ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+	44

4.4	สเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+	54
4.5	ผลการศึกษาการเกิดอนุภาค σ เมซอน	57
4.6	การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ^+ หรือ K^+K^+	59
4.7	กลไกการหน่วง Ξ^-	60
5	อภิปรายและวิจารณ์ผล	65
5.1	การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์โควาเรียนต์เคออน	65
5.2	การคำนวณการกระจายอะซิมุทอล ของ K^+	66
5.3	ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+	66
5.4	สเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+	67
5.5	ผลการศึกษาการเกิดอนุภาค σ เมซอน	68
5.6	การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ^+ หรือ K^+K^+	68
6	สรุปผลวิจัย	71
6.1	การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์โควาเรียนต์เคออน	71
6.2	การกระจายอะซิมุทอลของ K^+	71
6.3	ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+	72
6.4	สเปกตรัมมวลตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+	73
6.5	การเกิด σ เมซอน	73
6.6	การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ และ K^+K^+	74
	ภาคผนวก	75
A	อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ	77
B	การศึกษาพลศาสตร์ของการสร้างอนุภาคแปลกในการชนของไอออนหนัก	83
B.1	พลศาสตร์โควาเรียนต์ของอนุภาคเคออน	85
B.2	การไหลรวมอนุภาค K^+ ภายใต้พลศาสตร์โควาเรียนต์เคออน จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้แบบจำลอง QMD	88
C	แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล	89
D	คู่มือการใช้ชุดโปรแกรมแบบจำลอง UrQMD	103
D.1	การวิเคราะห์ข้อมูลจาก output file ของโปรแกรมแบบจำลอง UrQMD	107

D.2	การสร้างภาพเคลื่อนไหวจาก output file ของโปรแกรมแบบจำลอง UrQMD	115
	บรรณานุกรม	125
	บทความวิจัยที่ได้รับการตีพิมพ์	131
	บทความวิจัยที่อยู่ระหว่างการส่งตีพิมพ์	133

สารบัญรูป

1.1	มุมมองด้านบนของ Kaon Spectrometer (KaoS) ประกอบด้วยหัววัดหลายชนิด ที่มา [14]	26
2.1	มวลของ K^+ มีการเปลี่ยนแปลงเมื่อเทียบกับความหนาแน่นนิวคลีออน (ρ_0 หมายถึงความหนาแน่นอิ่มตัว) วงกลมแสดงผล kaon-nucleon scattering amplitude ในสุญญากาศ ขณะที่สี่เหลี่ยมสอดคล้องกับผลของ self-consistent [20]	31
2.2	ฟังก์ชันสเปกตรัม K^+ สำหรับโมเมนตัมที่แตกต่างกัน: 0 (เส้นทึบ), 200 MeV (เส้นจุด), 400 MeV (เส้นประ) และ 600 MeV (เส้น ประ-จุด-จุด) เส้นสีดำแสดงผลที่ $\rho = \rho_0$ เส้นสีเทาแสดงผลที่ $\rho = 2\rho_0$ [20]	31
2.3	ปฏิกิริยาและขั้นตอนการเกิดไฮเปอร์นิวเคลียส	34
4.1	การคำนวณผลของการไหลเชิงตรงของอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน normalize rapidity จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 AGeV โดยใช้แบบจำลอง QMD วงกลมทึบ แสดงผลการทดลอง K^+ 03 [65] เทียบกับผลการคำนวณ hard EOS (เส้นประ) และ soft EOS (เส้นทึบ)	39
4.2	การคำนวณผลของการไหลเชิงวงรี ของอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน normalize rapidity จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้แบบจำลอง QMD สัญลักษณ์วงกลม(ทึบ) ผลการทดลองจาก (03 data) และ KaoS data [65] เทียบกับผลการคำนวณ Soft EOS (เส้นทึบ) และ hard EOS (เส้นประ)	40
4.3	ดิฟเฟอเรนเชียลของการไหลเชิงตรง ของ K^+ ในช่วงแรพิดิตี จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV พารามิเตอร์กระทบ 1.7 fm. เทียบกับผลการทดลอง [66]	41

4.4	การกระจายแรพิดิตีของ K^+ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้พารามิเตอร์กระทบ 2.0 fm โดยเปรียบเทียบผลการทดลอง [67]	41
4.5	การกระจายอะซิมุทอลของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $3.8 < b < 6.5$ fm แรพิดิตีที่ $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ และ โมเมนตัมส่งผ่าน $0.2 < p_t < 0.8$ GeV/c สัญลักณ์วงกลมทึบเป็นผลการทดลอง [65] เส้นทึบเป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง QMD	42
4.6	การกระจายอะซิมุทอลของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $3.8 < b < 6.5$ fm แรพิดิตีที่ $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ และ โมเมนตัมส่งผ่าน $0.2 < p_t < 0.8$ GeV/c สัญลักณ์วงกลมทึบเป็นผลการทดลอง [65] เส้นทึบเป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง QMD	44
4.7	การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 32 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]	45
4.8	การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 40 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]	45
4.9	การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 48 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]	46
4.10	การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 60 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]	47

4.19	การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ ${}^{12}_6C + {}^{12}_6C$ ที่พลังงาน 1.80 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 60 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]	53
4.20	การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ ${}^{58}_{28}Ni + {}^{58}_{28}Ni$ โดยใช้ soft EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54 (\times 10^2)$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39 (\times 10^1)$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24 (\times 10^0)$ ตามลำดับจากบนลงล่าง	54
4.21	การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ ${}^{58}_{28}Ni + {}^{58}_{28}Ni$ โดยใช้ hard EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54 (\times 10^2)$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39 (\times 10^1)$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24 (\times 10^0)$ ตามลำดับจากบนลงล่าง	55
4.22	การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ ${}^{58}_{28}Ni + {}^{58}_{28}Ni$ โดยใช้Soft EOSและแบบแข็ง โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54 (\times 10^2)$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39 (\times 10^1)$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24 (\times 10^0)$ ตามลำดับจากบนลงล่าง	55
4.23	การแจกแจงแรพิดิตี ของการเกิด K^+ เทียบกับฟังก์ชันของ normalize rapidity จากการชนของ ${}^{58}_{28}Ni + {}^{58}_{28}Ni$ เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) โดยใช้ soft EOSและ hard EOS	56
4.24	ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาจากการชนของ $p + {}^{40}_{20}Ca$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV เทียบกับ มวลของซิกมาซึ่งคงที่	57
4.25	ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาจากการชนของ $p + {}^{208}_{82}Pb$ ที่พลังงาน 1.5 AGeV เทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา	58
4.26	อัตราส่วนของภาคตัดขวางของซิกมาเทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมาของปฏิกิริยา $p + {}^{40}_{20}Ca$ และ $p + {}^{208}_{82}Pb$	58
4.27	เปรียบเทียบมัลติพลิตีระหว่าง Ξ^- , Ξ^+ และ K^+K^+ ที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล 3 ถึง 4 GeV	60

4.28	การแจกแจงโมเมนตัมของ K^+ (จากคู่ K^+K^+) ในปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV	61
4.29	การแจกแจงจำนวนครั้งของการกระเจิง (number of scatterings: Nos) ของ Ξ ที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV	62
4.30	เปรียบเทียบการแจกแจงโมเมนตัมของ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p}+p$ และ $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV (พิจารณาในกรอบอ้างอิงห้องปฏิบัติการ)	63
C.1	สมการสถานะ แสดงถึงการขึ้นกับความหนาแน่นของพลังงานต่ออนุภาคในสสารนิวเคลียร์ ที่ อุณหภูมิ $T = 0$ สำหรับพารามิเตอร์ที่แตกต่างกันสองชุด	96
C.2	แสดงภาคตัดขวางของปฏิกิริยา π^-p และ π^+p ที่โมเมนตัมค่าต่างๆ	101

สารบัญตาราง

4.1	แสดงค่าการไหลเชิงตรง v_1 และ การไหลเชิงวงรี v_2 เปรียบเทียบผลการทดลอง [65] และผลการคำนวณโดยรวม และไม่รวมศักย์ K^+N จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่ ระดับพลังงาน 1.93 A GeV	43
4.2	แสดงค่าการไหลเชิงตรง v_1 และ การไหลเชิงวงรี v_2 เปรียบเทียบผลการทดลอง [65] และผลการคำนวณโดยรวม และไม่รวมศักย์ K^+N จากการชนของ $^{197}Au + ^{197}Au$ ที่ ระดับพลังงาน 1.5 A GeV	43
C.1	พารามิเตอร์ที่ใช้ในสมการที่ (C.20) สำหรับสมการสถานะทางนิวเคลียร์แบบแข็ง (hard EOS) และแบบอ่อน (soft EOS)	95
C.2	แสดงข้อมูลของ N^* ที่บรรจุในแบบจำลอง QMD โดยข้อมูลเหล่านี้ได้แก่ มวลของเรโซแนนซ์ค่าความกว้างรวมและความกว้างบางส่วนของการสลายตัวในหน่วยของ MeV ซึ่งรายละเอียดแสดงในเอกสารอ้างอิง [102]	98
C.3	แสดงข้อมูลเรโซแนนซ์ของ Δ ที่บรรจุในแบบจำลอง QMD โดยข้อมูลเหล่านี้ได้แก่ มวลของเรโซแนนซ์ค่าความกว้างรวมและความกว้างบางส่วนของการสลายตัวในหน่วยของ MeV ซึ่งรายละเอียดแสดงในเอกสารอ้างอิง [102]	98
D.1	แสดงเวลา ตำแหน่งและพลังงานของอนุภาคที่เกิดขึ้นภายหลังการชน . . .	105
D.2	แสดงโมเมนตัม มวล รหัส ID ประจุ และข้อมูลอื่นของอนุภาคที่เกิดขึ้นภายหลังการชน	105
D.3	แสดงรหัส ID ของบาริออนและบาริออนเรโซแนนซ์	106
D.4	แสดงรหัส ID ของเมซอนและเมซอนเรโซแนนซ์	107

บทที่ 1

บทนำ

การชนไอออนหนักแบบสัมพัทธภาพที่พลังงานตั้งแต่ 0.6-2.0 A GeV เพื่อศึกษาพฤติกรรมของสสารนิวเคลียร์ที่ความหนาแน่นสูง การศึกษาเหล่านี้มีความสำคัญสำหรับ ความเข้าใจของสสารนิวเคลียร์ นอกจากนี้ยังมี ความเกี่ยวข้องกับดาราศาสตร์เช่นการสร้างแบบจำลองของดาวนิวตรอนหรือ ซุปเปอร์โนวาที่ขึ้นอยู่กับคุณสมบัติของสสารนิวเคลียร์ภายใต้ เงื่อนไขเหล่านี้ [1]

ในศูนย์กลางการชน $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ภายใต้พลังงานเพื่อการตรวจสอบ ความหนาแน่นสสารนิวเคลียร์ 2-3 เท่า ความหนาแน่นปกติ สิ่งสำคัญในการทดสอบนี้ คือการเกิดของ strange mesons ที่พลังงานเท่ากับหรือต่ำกว่าเกณฑ์การเกิดของอนุภาคเหล่านี้จากการชนอิสระของนิวเคลียส - นิวเคลียส โดยมวลหยุดนิ่งของเคออน มีค่าเป็น 0.454 GeV สำหรับ การเกิดอนุภาค K^+ จากการชน นิวเคลียส-นิวเคลียส ที่พลังงานขีดเริ่ม 1.58 GeV (ในระบบปฏิบัติการ) โดยการเกิด $NN \rightarrow K^+\Lambda N$ สำหรับการเกิด K^- ที่ระดับพลังงาน 2.5 GeV $NN \rightarrow NNK^-K^+$

กลไกที่สำคัญสำหรับการเกิด K^+ ในปฏิกิริยาไอออนหนักนี้เกิดการสะสมของพลังงานจากการชนของอนุภาคต่างๆภายในขอบเขตของปฏิกิริยา ความหนาแน่นสูงเกิดจากการเพิ่มจำนวนการชนของอนุภาคและโดยเฉพาะอย่างยิ่งการชนครั้งที่สองเช่น ΔN โมเมนตัมสัมพัทธ์ที่สูงพอในการสร้าง K^+ เกิดขึ้นเมื่อความหนาแน่นสูง การเกิดปฏิกิริยา ขึ้นอยู่กับความเข้มข้นของสสารนิวเคลียร์ เพราะกลไกการเกิดของเคออน มีค่าเฉพาะของค่าเฉลี่ยเส้นทางเดินอิสระค่อนข้างยาว (≈ 5 fm ที่ความหนาแน่นนิวเคลียร์ปกติ) K^+ จึงเป็นตัวตรวจวัดที่เหมาะสมสำหรับการศึกษาในช่วงความหนาแน่นสูงของปฏิกิริยาการชนของไอออนหนักและศึกษาหาค่าสมการสถานะนิวเคลียร์ (EOS)

พฤติกรรมของ K^- ที่ความหนาแน่นของสสารนิวเคลียร์ปานกลาง มีความแตกต่างจาก K^+ เพราะสองอนุภาคมีคุณสมบัติที่แตกต่างกัน

1. ปฏิกิริยากับสสารนิวเคลียร์ K^+ แทบจะไม่ถูกดูดกลืนในสสารนิวเคลียร์เนื่องจากการอนุรักษ์ของค่า strangeness แต่ไม่ค่อยพบ K^+ (มี s ควาร์กเป็นองค์ประกอบ) ซึ่งพบได้ยากพอ

ๆ กัน hyperon Σ, Λ ที่มี s ควาร์ก เป็นองค์ประกอบ สำหรับ K^- สามารถถูกดุดกลืนได้ง่ายในนิวเคลียสเพื่อเปลี่ยนเป็น hyperon และ pion ดังนั้นระยะทางเดินอิสระ ของ K^- น้อยกว่า K^+ ปฏิกิริยาการแลกเปลี่ยน strangeness $K^- N \rightarrow \pi Y$ มีภาคตัดขวางมากซึ่งมีผลต่อการเกิดและการสลายตัวของ K^- โดยช่องทางของปฏิกิริยานี้เป็นที่สนใจของกลไกการเกิดของ K^- ในการชนนิวเคลียส-นิวเคลียส [2] และได้มีการพิสูจน์ใน [3, 4, 5]

2. อิทธิพลของศักย์ KN ตามทฤษฎีปฏิกิริยา KN ถูกควบคุม โดยการซ้อนของศักย์ สเกลาร์ และเวกเตอร์ ในขณะที่มีศักย์สเกลาร์ทำหน้าที่ดึงดูดสำหรับ kaon ทั้งสองชนิด ศักย์เวกเตอร์ เป็นชนิดผลัก สำหรับ K^+ และ เป็นชนิดดูด K^- สำหรับ K^+ ศักย์ทั้งสองชนิดไม่นำมาพิจารณาแต่นำไปสู่การผลักของ ปฏิกิริยา $K^+ N$ สำหรับ K^- ปฏิกิริยามีการเพิ่มเป็นที่น่าสนใจอันเนื่องจากผลของศักย์ ความพยายามที่จะสังเกตเห็นผลกระทบเหล่านี้ในการเกิดนั้น ภาคตัดขวางที่อยู่ภายใต้ศักย์ที่คาดว่าจะมีผลกระทบ เช่น รูปแบบการปล่อยอะซิมุทอล ของ K^+ และ การไหลเชิงวงรีของ K^- [6, 7] ดังผลการทดลองจากห้องปฏิบัติการ Kaon spectrometer (KaoS) [8, 9]

ในอดีตเมื่อ 75 ปีที่แล้ว ได้เริ่มทำการศึกษานิวภาคแปลก จากการชนของไอออนหนัก ที่ระดับพลังงานสัมพัทธภาพ [10, 11] การเกิดของนิวภาคแปลกจึงเป็นหัวข้อวิจัยหลัก ในช่วงแรกของการทดลองที่ ห้องปฏิบัติการ Lawrence Berkeley National Laboratory (LBL) การดำเนินงานวิจัยเชิงปฏิบัติการนี้ยังมีข้อจำกัดที่ศึกษาเฉพาะไอออนเบา (light ions) และเครื่องเร่งอนุภาคที่ Gesellschaft for Schwerionenforschung (GSI) ประเทศเยอรมัน ทำการทดลองไอออนหนักโดยแบ่งกลุ่มการทดลองเป็นสองกลุ่มได้แก่ KaoS and FOPI เพื่อศึกษาฟิสิกส์ของนิวภาคแปลกเป็นเวลาเกือบ 15 ปี นอกจากนี้ กลุ่มความร่วมมือ HADES ได้เสนอผลการทดลองการเกิดนิวภาคแปลกครั้งแรก จากการชนของไอออนหนัก นอกจากนี้เครื่องเร่ง COSY ใน Juelich ได้ทำการศึกษาชัดเริ่มของการเกิดนิวภาคแปลกจากการชนของโปรตอน-โปรตอน และโปรตอน-นิวเคลียส โดยศึกษาการเกิดนิวภาคแปลกในอนุภาคมูลฐาน (pp) ซึ่งการชนของไอออนหนัก สนใจนิวภาคแปลกเป็นพิเศษที่สามารถเกิดขึ้นที่ชัดเริ่มของการชนของนิวเคลียส-นิวเคลียสที่มีภาคตัดขวางค่อนข้างต่ำ อัตราการเกิดและการปลดปล่อยใช้ทดสอบคุณสมบัติสสารนิวเคลียร์ที่มีความร้อนและความหนาแน่น ในขณะที่จำนวนข้อมูลการตรวจวัด K^+ และ Λ มีจำนวนมากและสามารถใช้เปรียบเทียบกับค่าคำนวณได้

ในช่วงเริ่มต้นศึกษา K^+ ซึ่งเป็นเรื่องยากแม้จะมีความพยายามจากหลายกลุ่ม ในการวัดสเปกตรัม K^+ ครั้งแรกจากการชนของไอออนหนักที่ต่ำกว่าพลังงานชัดเริ่ม โดยเริ่มต้นที่ 1.58 A GeV โดยค่าที่วัดได้ไม่สอดคล้องกับการคาดการณ์ทางทฤษฎี เนื่องจากกลไกการเกิดยังไม่ชัดเจน มีผลข้อมูลใหม่จากการทดลองโดยความร่วมมือ KaoS ซึ่งผลการวัดสอดคล้องกับการคาดการณ์ทางทฤษฎี จึงเป็นที่แน่ชัดว่าแบรียออนแปลก และ K^+ ถูกสร้างภายในการชนครั้งที่สองของแบรียออนและมีซอน แม้ว่าพลังงานต่ำกว่าพลังงานชัดเริ่มการตรวจวัดการเคลื่อนไหวเฟอร์มิสามารถเพิ่ม

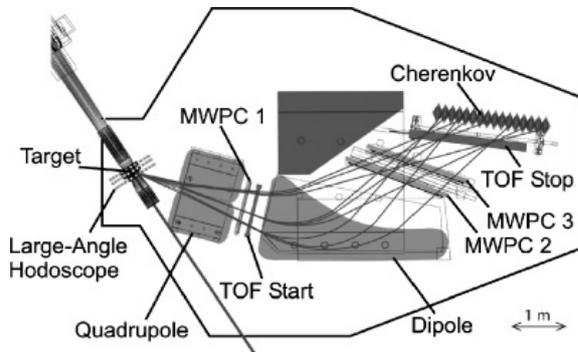
พลังงานที่เหมาะสมในระบบศูนย์กลางมวล ดังนั้นการเกิดของอนุภาคแปลกเพื่อทดสอบการกระจายโมเมนตัมของนิวคลีออนที่อยู่ด้านใน นอกจากนี้การเกิดที่เพิ่มขึ้นโดยไม่คาดคิด ของ K^+ ในปฏิกิริยาการชนของไอออนหนัก ไม่สามารถอธิบายได้ว่าสาเหตุของกลไกที่ไม่มีอยู่ในการเกิดของการชนกันที่รีโซแนนซ์นิวเคลียร์ปานกลาง ซึ่ง เป็นที่เก็บพลังงาน การเกิดของอนุภาคแปลก มีความสำคัญต่อพฤติกรรมภายในของนิวเคลียร์เรโซแนนซ์ นอกจากนี้การเกิด K^+ อย่างสมบูรณ์แบบพร้อมกับการสลายตัวของเรโซแนนซ์ ซึ่งมีระยะทางเดินอิสระสั้น หรือกล่าวได้ว่าที่ความหนาแน่นสูงขึ้นการเกิดเพิ่มขึ้น โดยใช้เป็นเครื่องมือศึกษาคุณสมบัติสสารนิวเคลียร์โดยเฉพาะในการบีบอัดสูงซึ่งเกิดขึ้นในระหว่างการชนของไอออนหนัก

อนุภาคแปลกทำอันตรกิริยากับฮาดรอนแวดล้อม ที่ไม่ใช่แค่การชนกันแต่ยังทำอันตรกิริยากับศักย์ ที่ความหนาแน่นจำกัด อันตรกิริยานี้ได้รับการตรวจสอบโดยทฤษฎี The chiral perturbation และ SU(3) ทฤษฎีนี้ใช้ทำนายพฤติกรรมเปลี่ยนแปลง K^+ ในสสาร แต่กลับเหลวในการอธิบายคุณสมบัติของ K^+ ต้องใช้วิธีการที่ซับซ้อนมากขึ้น การชนกันของไอออนมีความเป็นไปได้เมื่อเทียบกับทฤษฎีดังกล่าว ซึ่งเป็นการเพิ่มความน่าสนใจในการเกิดของอนุภาคแปลกจากการชนของไอออนหนัก

ความซับซ้อนของฟิสิกส์อนุภาคแปลกที่มีช่วงชีวิตสั้น ในสสารนิวเคลียร์ไม่ใช่เรื่องง่ายในการศึกษาที่ความหนาแน่นสูงที่สร้างขึ้นในปฏิกิริยาการชนของไอออนหนัก จากนั้นระบบจะขยายเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็ว เวลาของการขยายตัวใช้เพื่อศึกษาระบบโดยใช้ทฤษฎีการชนส่งยังมีประเด็นที่ยังหาคำตอบไม่ได้ ทฤษฎีการชนส่งได้รับการพัฒนาขึ้นอย่างต่อเนื่อง โดยทำการจำลองปฏิกิริยาตั้งแต่ต้นจนปลายปฏิกิริยาที่มีการตรวจวัดอนุภาค โดยมีการเปรียบเทียบผลที่ได้สำหรับปริมาณอินพุตที่แตกต่างกัน ซึ่งข้อมูลจากการทดลองเดี่ยวสามารถทำการทดสอบทฤษฎีที่แตกต่างกันไป ทฤษฎีการชนส่งเหล่านี้ได้รับการพิสูจน์แล้วว่าเป็นเครื่องมือที่สำคัญเพื่อศึกษาการชนของไอออนหนัก และผลลัพธ์จำนวนมากของการเปรียบเทียบกับผลการทดลองมีการเผยแพร่ นอกจากนี้ยังมีการเชื่อมโยงระหว่างการคำนวณหลายวัตถุ

การทดลอง Kaon Spectrometer (KaoS) เครื่องเร่งการชนไอออนหนัก SIS (Schwerionensynchrotron) ที่ GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) ใน เมือง Darmstadt เยอรมนี การจัดระบบ quadrupole-dipole spectrometer แสดงดังรูปที่ 1 อนุภาคประจุบวกและลบ ถูกวัดโดยแยกการใช้หัวสนามแม่เหล็กแตกต่างกัน สเปกโตรมิเตอร์แม่เหล็กกำหนดมุม $\Omega \approx 30$ msr และครอบคลุมโมเมนตัมของ $p_{\max}/p_{\min} \approx 2$ ระยะทาง 5-6.5 เมตรจากเป้าหมายที่จะโฟกัส ช่วยลดจำนวนระนาบของการสลายตัวและการสูญหายของเคออน จากการสลายตัวสูงสุด ได้รับการแก้ไขโดยใช้เรขาคณิต โดยการจำลอง Monte Carlo code GEANT [12] การระบุนิวคลีออนจะขึ้นอยู่กับโมเมนตัมและเวลาของอนุภาค เพื่อแยก โพตอน เคออน และโปรตอน สำหรับการแยกของโปรตอนที่มีโมเมนตัมที่มีค่ามากออกจากเคออนโดยใช้หัว

วัด Cherenkov [13] นอกจากนี้ระบบการแยก ไพออน และโปรตอนโดยใช้แพกเตอร์ 10 และ 10^3 ตามลำดับ



รูปที่ 1.1: มุมมองด้านบนของ Kaon Spectrometer (KaoS) ประกอบด้วยหัววัดหลายชนิด ที่มา [14]

ทั้งหมดมีการวัดสามครั้งโดยแบ่งกลุ่มเป็น Plastic scintillator arrays เริ่มต้นวัด เวลาของการเดินทาง (Time of Flight, TOF) ระหว่าง quadrupole และ dipole (16 โมดูล) TOF ในระนาบโฟกัสของสเปกโตรมิเตอร์ (30 โมดูล) และ มุมขนาดใหญ่ Hodoscope รอบจุดที่เป็นเป้าที่ครอบคลุม มุมเชิงขั้วจาก $12^\circ \leq \theta_{lab} \leq 48^\circ$ (84 โมดูล) ภายหลังช่วยให้การวัด TOF ครั้งที่สองสำหรับ background และไม่คิดการชนแบบศูนย์กลางโดยวัดจากจำนวนของอนุภาคที่มีประจุ

Multiwire proportional counters (MWPC 1-3) [15] มีพื้นที่ขนาดใหญ่ แบ่งเป็น 3 พื้นที่ระหว่าง quadrupole และ dipole ที่อยู่ด้านหลังแม่เหล็กแต่ละตัววัด spatial coordinate 2 ค่า การตรวจสอบประสิทธิภาพเคออนที่มีมากกว่า 95 เปอร์เซ็นต์ ของแต่ละหัววัดนี้

ความเข้มของลำอนุภาคจะถูกตรวจสอบโดยใช้ Scintillator telescope ตำแหน่งที่มุมย้อนกลับ $\theta_{lab} = \pm 110^\circ$ วัดฟลักซ์ของอนุภาคที่มีประจุที่เกิดเป้า ซึ่งเป็นสัดส่วนกับความเข้มลำอนุภาคได้แน่นอน ได้รับมาตรฐานในการวัดที่แยกจากกันในระดับ ความเข้มของลำอนุภาคต่ำโดยใช้หัววัด Plastic scintillation โดยตรง ในแนวลำอนุภาคความเข้มของลำอนุภาคจะถูกเลือกนั้น ประสิทธิภาพของระบบเก็บข้อมูล (DAQ) เนื่องจาก dead lab time มีค่าเป็น 50 เปอร์เซ็นต์

สเปกโตรมิเตอร์ที่ติดตั้งบนแพลตฟอร์มที่สามารถ หมุนรอบจุดที่เป็นเป้าหมายใน air cushion ที่มุมเชิงขั้ว ในช่วงมุม $\theta_{lab} = 0^\circ - 130^\circ$ ครอบคลุมแต่ละตำแหน่ง $\Delta\theta_{lab} = \pm 4^\circ$

หัววัด FOPI เป็นแบบ Azimuthally symmetric เครื่องวัดที่ทำจากหัววัดย่อยหลาย ๆ ชนิดซึ่งใช้วัดประจุและมวลของอนุภาค ครอบคลุม มุม 4π solid angle สำหรับรายละเอียดหัววัด FOPI ที่นำเสนอในเอกสารนี้เป็นเพียง Centra Drift Chamber CDC โดยที่ TOF array และ Barrel Plastic Wall PLA ถูกนำมาใช้ CDC และ Barrel จะวางอยู่ในสนามแม่เหล็ก solenoidal 0.6 T เพื่อวัด ไพออน เคออน โปรตอน ดิวเทอรอน และตริตอน โดย CDC $33^\circ \leq \theta_{lab} \leq 150^\circ$ โดยวัดการสูญเสียพลังงานเฉพาะในก๊าซ CDC และ magnetic rigidity เนื่องจากจำนวนเคออนมีค่าต่ำ จึงมีระบบแยกอนุภาคที่ซับซ้อนเพื่อเพิ่มจำนวนเคออน ซึ่งเป็นสิ่งจำเป็น ข้อมูลความเร็วอนุภาค ซึ่ง

จะถูกกำหนดจากการติดตาม ใน CDC การชนของอนุภาคที่เหมาะสมใน Barrel จำนวนจะลดลง สำหรับเคออนใน Barrel $39^\circ \leq \theta_{lab} \leq 150^\circ$ ใช้ตรวจสอบเคออน เฉพาะโมเมนตัมแนวขวาง มีค่า $p_t = 0.1 \text{ GeV}/c$ ซึ่งเป็นสิ่งจำเป็นสำหรับ อนุภาคที่จะไปถึง Barrel โมเมนตัมสูงสุด $p_{lab} = 0.5 \text{ GeV}/c$ ของอนุภาค K^+ ที่ไม่รวมไพออน และ นิวคลีออน รายละเอียดเพิ่มเติมเกี่ยวกับการระบุเคออนโดยหัววัด FOPI โดยเอกสารอ้างอิง [16]

บทที่ 2

การทบทวนวรรณกรรมที่เกี่ยวข้อง

มีหลายวิธีที่ได้รับข้อมูลเกี่ยวกับคุณสมบัติของ เคออน ในสสาร เริ่มแรกมีการศึกษาการกระเจิงแบบยืดหยุ่นของเคออนกับนิวคลีออน ที่จะได้ข้อมูลระยะในการกระเจิง เพื่อหาการเปลี่ยนแปลงมวลของเคออน ที่ความหนาแน่นปานกลางของสสาร ระยะในการกระเจิงอย่างเดียวไม่เพียงพอที่จะกำหนดในคุณสมบัติในตัวกลางเพราะในเคออน มีศักย์แสงแบบผลัก (Repulsive optical potential) สำหรับ K^+ ศักย์แสงผลักและการเปลี่ยนแปลงมวลที่สอดคล้องกันดังสมการ

$$U_{opt}^{K^+}(\mathbf{q} = 0, \rho) = +30 \text{ MeV} \cdot \rho / \rho_0 \quad (2.1)$$

ρ_0 เป็นความหนาแน่นอิ่มตัวของสสารนิวเคลียร์ ค่านี้สามารถใช้ได้กับผลการทดลอง [17] ต่อมาได้รู้ว่าที่ความหนาแน่นต่ำ $\rho < \rho_0$ ในตัวกลางเคออน พลังงานภายในตัวเคออนโดยระบบ การขยายตัวของ chiral Lagrangian ทุก ๆ สมการขนส่ง ควรจะสอดคล้องกับผลจากทฤษฎีนี้ เมื่อพิจารณาที่ความหนาแน่นต่ำ ได้สูตรที่เกี่ยวข้องการเปลี่ยนแปลงของมวลเคออนยกกำลังสอง

$$\Delta m_K^2 = -\pi(1+x) \left(a_{KN}^{(l=0)} + 3a_{KN}^{(l=1)} \right) \rho + \alpha \left(\left(a_{KN}^{(l=0)} \right)^2 + 3 \left(a_{KN}^{(l=1)} \right)^2 \right) k_F^4 + \mathcal{O}(k_F^5) \quad (2.2)$$

$\alpha \approx 0.166, x = \frac{m_K}{m_N}, \rho = \frac{2k_F^3}{3\pi^2}$ ระยะการกระเจิงของ KN สำหรับ K^+ $a_{K^+N}^{(l=1)} \approx -0.32 \text{ fm}, a_{K^+N}^{(l=0)} \approx (-1.70 + i0.68) \text{ fm}$ จากสมการ Euler-Lagrange และโดยการใช้การประมาณค่าสนามเฉลี่ย สามารถเขียนสมการ Klein-Gordon สำหรับเคออนในตัวกลางนิวเคลียร์

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu + \frac{3i}{4f_K^2} \rho_N \partial_r + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_s \right) \right] K = 0 \quad (2.3)$$

การกระจายของเคออน ในสสารนิวเคลียร์

$$\omega^2(\mathbf{k}, \rho_N) = m_K^2 + \mathbf{k}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_s \pm \frac{3}{4} \frac{\omega}{f_K^2} \rho_N \quad (2.4)$$

k คือค่าโมเมนตัมของเคออน พลังงานในตัวกลางของเคออน

$$E(\mathbf{k}, \rho_N) = \left[m_k^2 + \mathbf{k}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_k^2} \rho_s + \left(\frac{3\rho_N}{8f_k^2} \right)^2 \right]^{1/2} \pm \frac{3\rho_N}{8f_k^2} \quad (2.5)$$

ในบทความของ Kaplan และ Nelson [18, 19] ที่ได้กำหนดให้มวลของ K^+ และ K^-

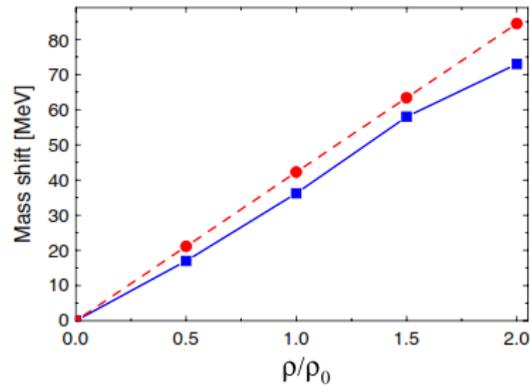
$$\Delta m_k^2(\rho) = \frac{\Sigma_{KN}}{f_k^2} \rho_s \quad (2.6)$$

$f_k = 106 \text{ MeV}$ และ $\Sigma_{KN} \approx 350 \text{ MeV}$ ด้วยสมมติฐานที่ว่า การปรับเปลี่ยนตัวกลางในสมการ 2.6 ทำนายการควบแน่นของเคออนที่ความหนาแน่น $3\rho_0$ ซึ่งจะมีผลต่อการกระตุ้นของเพอร์โนวายัง รวมถึงการชนไอออนหนัก Nambu-Jona-Lasinio (NJL) ลากรองจ์, Lutz. เสนอให้มีค่าแก้ไขมวลยกกำลังสองเพิ่มเติม

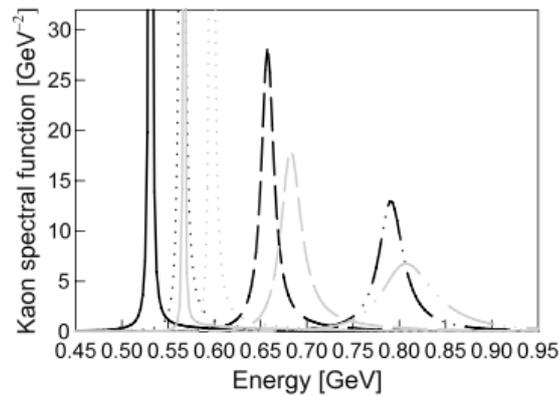
$$\Delta m_K^2(\rho) = -\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_s - \frac{m_K^2 \Delta f_K^2}{f_K^2} \pm \frac{m_k(\rho_u - \rho_s)}{4f_k^2} + \vartheta(m_u^0, s) \quad (2.7)$$

การเปลี่ยนแปลงของค่าคงที่การสลายตัว เคออน ในสสารสะท้อนให้เห็นการเปลี่ยนแปลงของการทำงานของความหนาแน่นภายในควาร์ก u และ s ตามลำดับ การคำนวณในกรอบของรูปแบบ NJL แสดงให้เห็นว่ามวลที่เพิ่มขึ้นของเคออนในสสารเป็นตามการทำนายของทฤษฎีความหนาแน่นต่ำ มีความสอดคล้องกับ Lagrangian chiral สำหรับ Kaplan และ Nelson สมมติว่า $\omega \approx m_K$ และ $\rho_s = 0$, เงื่อนไขสุดท้ายของสมการ 2.4 ค่าคงที่ของการสลายตัว f_k และ $f = f_k$ ค่าของทั้งสองกลุ่มต่างกัน 10 %

ผลอันเนื่องมาจากคุณสมบัติในตัวกลางของ K^+ จากทฤษฎีการรบกวนแบบไครัล (Chiral Perturbation theory) หรือ ในการคำนวณ self-consistent [20] สอดคล้องกันและความหนาแน่นต่ำมีการวิเคราะห์ระยะการกระเจิง รูป 2.1 แสดงให้เห็นการเปลี่ยนแปลงมวลคำนวณโดย Korpa และ Lutz [20] เป็นการเปรียบเทียบที่ได้จากการวิเคราะห์ระยะการกระเจิง รูป 2.2 แสดงถึงฟังก์ชันสเปกตรัมของ K^+ ที่ ρ_0 และ $2\rho_0$ [20] แสดงให้เห็นว่า K^+ เป็นอนุภาคที่สามารถประมาณการเคลื่อนที่ได้ดีซึ่งมีเสถียรภาพในโปรแกรมจำลอง ได้มีการทดลองอย่างกว้างขวางพยายามที่จะค้นหาคุณสมบัติในตัวกลางจากการชนของไอออนหนัก [21, 22, 23, 24] ผลการคำนวณการส่งผ่านได้มีการเปิดเผยเหมือนกันเกี่ยวกับหลักฐานสำคัญสำหรับการเปลี่ยนแปลงในตัวกลางของคุณสมบัติเคออนในระหว่างช่วงเวลาของปฏิกิริยา มีผลการทดลองวัดการเกิด K^+ ในปฏิกิริยา โปรตอน-นิวเคลียสที่ COSY-ANKE [25] ปฏิกิริยา A+A ใช้ทดสอบพลศาสตร์เคออนที่ความหนาแน่นนิวเคลียร์เกินภาวะปกติ สำหรับปฏิกิริยา p+A ไม่สามารถศึกษาเกินภาวะปกติ อย่างไรก็ตามต่อมาภายหลังพลศาสตร์ของปฏิกิริยาเป็นทฤษฎีที่ง่ายต่อการจัดการและผลการทดลองมีความตรงไปตรงมา ได้รับข้อมูลจากการชนของ p+A การคงอยู่ของศักย์ K^+ ในตัวกลางเป็นแรงผลักดันมีค่าประมาณ 20 MeV ที่ความหนาแน่นอิมิตัว [25]



รูปที่ 2.1: มวลของ K^+ มีการเปลี่ยนแปลงเมื่อเทียบกับความหนาแน่นนิวคลีออน (ρ_0 หมายถึงความหนาแน่นอิ่มตัว) วงกลมแสดงผล kaon-nucleon scattering amplitude ในสุญญากาศ ขณะที่สี่เหลี่ยมสอดคล้องกับผลของ self-consistent [20]



รูปที่ 2.2: ฟังก์ชันสเปกตรัม K^+ สำหรับโมเมนต์ที่แตกต่างกัน: 0 (เส้นทึบ), 200 MeV (เส้นจุด), 400 MeV (เส้นประ) และ 600 MeV (เส้น ประ-จุด-จุด) เส้นสีดำแสดงผลที่ $\rho = \rho_0$ เส้นสีเทาแสดงผลที่ $\rho = 2\rho_0$ [20]

แนวทางอื่นของการศึกษาเกี่ยวข้องกับการแพร่ของเคออนและ แอนติเคออนในตัวกลางนิวเคลียร์ [26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33] แนวทางศึกษานี้ ศักย์สนามเฉลี่ย K^+ และ K^- มีบทบาทสำคัญ การประมาณลำดับต่ำไปถึงไครเรลลากรานเจียน ศักย์เคออน แอนติเคออนมีสเกลาร์แบบจุด และเวกเตอร์แบบผลึก [27, 34, 35] ศักย์ผลึกอย่างอ่อนสำหรับเคออน [$U_K(\rho_0) \simeq 7\text{MeV}; \rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$] และศักย์ผลึกอย่างแรงสำหรับแอนติเคออน [$U_{\bar{K}}(\rho_0) \simeq -100\text{MeV}$] การไหลในระนาบของเคออนและแอนติเคออน [29] และการกระจายอะซิมุทอลเคออนมีอิทธิพล [28] มีผลอย่างมากต่อศักย์เคออนและแอนติเคออน ผู้แต่งจากเอกสารอ้างอิง [30] แสดงให้เห็นว่าแบบจำลอง Hadron-String Dynamics (HSD) ซึ่งค่าศักย์แบบผลึก [$U_K(\rho_0) = 30\text{MeV}$] สามารถใช้อธิบายข้อมูล (4pi) FOPI [36] การไหลในระนาบของ K^+ HSD ได้วิเคราะห์ [33] ศักย์เคออนที่มีค่าแตกต่างเพื่อทดสอบ ค่าศักย์ค่า

หนึ่งที่ใช้ทฤษฎีการรบกวนไครล (chiral perturbation theory) จาก Relativistic Hartree approximation $[U_K(\rho_0) = 20\text{MeV}]$ ซึ่งพบว่าเหมาะกับข้อมูลการไหลเคออนเป็นอย่างดี ซึ่งเป็นค่าเดียวกับศักย์เคออนที่ความหนาแน่นสสารนิวเคลียร์ปกติ $[U_K = 20 \pm 5\text{MeV}]$ ซึ่งรายงานโดยการวิเคราะห์ด้วย Boltzmann Uehling-Uhlenbeck (BUU) ของการเกิดเคออนในปฏิกิริยา โปรตอน-นิวเคลียส โดย Rudy [37] ผลการคำนวณโดยกลุ่ม Tuebingen [32] มีการยืนยันกับผลการวิเคราะห์เบื้องต้นของพวกเขา [38] และพิสูจน์ว่าข้อมูลใหม่ FOPI [18] อธิบายผลได้ดีโดยใช้ศักย์เคออนที่ใช้พารามิเตอร์ของ Brown-Rho (BR) [19] $[U_K(\rho_0) \simeq 30\text{MeV}]$ ที่ค่า $\rho \leq \rho_0$ ศักย์เคออนใน BR พารามิเตอร์มีค่าใกล้เคียงกับค่าการประมาณอิมพัลส์ (impulse approximation) [6,20] มีผลการคำนวณของ [21,22] แสดงให้เห็นว่าเคออนมีศักย์ผลักแรงกว่า $[U_K = 36 \pm 5\text{MeV}]$ ใน [39] และ 39 MeV ใน [40]

การศึกษาการไหลรวมของอนุภาคต่างๆ เมื่อเกิดการชนของไอออนหนักได้รับการสนใจในช่วงสิบปีที่ผ่านมา [41] ได้มีการศึกษาการเคลื่อนที่ของอนุภาคและวัตอันตรกิริยาภายใต้สภาวะที่มีความหนาแน่นและอุณหภูมิสูง ซึ่งสภาวะนี้เกิดขึ้นเมื่อมีการชนกันของไอออนหนัก อนุภาคที่เกิดขึ้นรวมกันเป็นนิวคลีออน และแฟรกเมนต์เมซอน ไฮเปอร์อน และเรโซแนนซ์ มีงานวิจัยเพื่อศึกษาการเกิดและเคลื่อนที่ของอนุภาคที่พลังงานต่างๆ [42, 43, 44] ผลการทดลองของ FOPI (4π) สามารถวัดอนุภาคที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยาของไอออนหนัก [21] ศึกษาการไหลของ K^+ ที่พลังงาน 0.1-2 A GeV ได้รับความสนใจอย่างมาก [30, 45, 46] มีการวิเคราะห์การไหลของ K^+ โดยใช้ทฤษฎีพบว่าสถานะสุดท้ายของอันตรกิริยาสามารถใช้วัดศักย์เคออนในสสารนิวเคลียร์ [26, 27] การหารูปแบบการไหลของ K^+ เริ่มต้นโดยใช้ทฤษฎีและผลการทดลอง [38] พบว่าพลศาสตร์ของเคออนเป็นแบบ นอน-โควาเรียนซ์ โดยขึ้นอยู่กับศักย์สถิตย์ สำหรับแรงลอเรนซ์ไม่มี เวกเตอร์-สเกลาร์เชิงสัมพัทธภาพ แต่การแก้ไขโดยศักย์เวกเตอร์บนระนาบการไหลของ K^+ ไม่สามารถสรุปรูปแบบการไหลรวม ได้จึงมีการเสนอพลศาสตร์เคออนโควาเรียนโดย Zheng [32] ซึ่งมีการตรวจสอบสนามเฉลี่ยไครล ของการส่งผ่าน K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงาน SIS ผลการศึกษาพบว่าศักย์ผลัก K^+ เกิดขึ้น ซึ่งผลสอดคล้องกับการทดลองของกลุ่ม FOPI [47]

ไฮเปอร์นิวเคลียสซึ่งเป็นนิวเคลียสที่มีไฮเปอร์รอน (บาริออนที่มีควาร์กแปลกหรือ s-quark) อย่างน้อยหนึ่งอนุภาคเป็นองค์ประกอบแทนที่นิวคลีออน ไฮเปอร์นิวเคลียสนี้จะมีส่วนช่วยต่อการศึกษอันตรกิริยาระหว่างไฮเปอร์รอนกับนิวคลีออน และอันตรกิริยาระหว่างไฮเปอร์รอนด้วยตัวเอง [48] นอกจากนี้แล้วจะมีส่วนช่วยต่อการศึกษาสมบัติของดาวนิวตรอนอีกทางหนึ่งด้วย

ถึงปัจจุบันผลการทดลองทางด้านไฮเปอร์นิวเคลียสมืออย่างจำกัด [49] มีการทดลองค้นพบดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียส ($\Lambda\Lambda$ hypernucleus) เพียง 4 ชนิด [50, 51, 52, 53, 54, 55] ชนิดแรกคือ ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ ค้นพบในปีค.ศ.1963 โดย Danysz และ Pniewski [50, 51] ภายหลังจากนั้นอีกสามปี ได้มีการค้นพบ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ [52] ตามมา จนกระทั่งปีค.ศ.1991 นักฟิสิกส์จาก KEK [53]

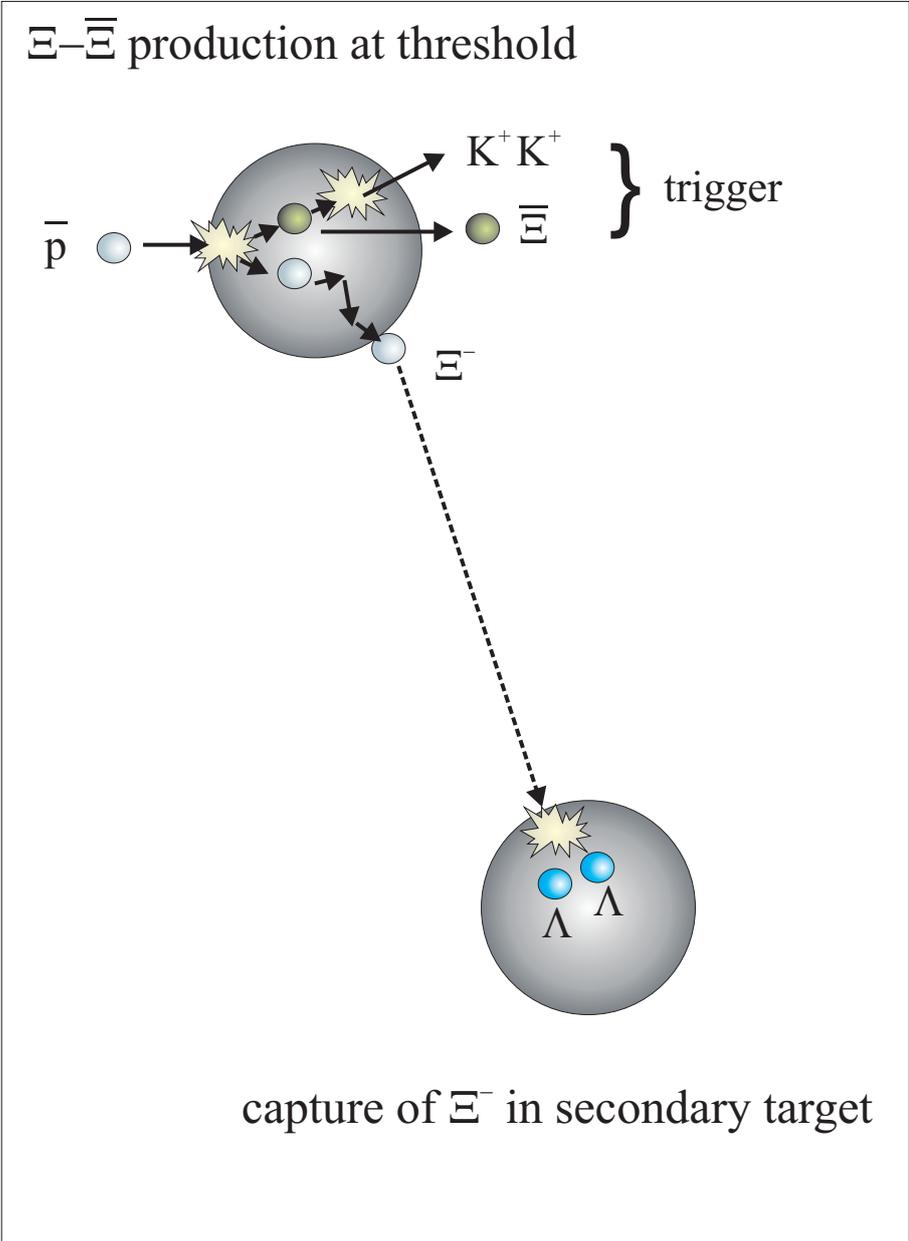
ประเทศญี่ปุ่นสามารถค้นพบดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียสชนิด ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ และชนิด ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ ได้โดยตรงจากปฏิกิริยา $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be} + {}^3\text{H}$ และ $\Xi^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B} + {}^1\text{H} + n$ เกิดจากปฏิกิริยา (K^-, K^+)

ล่าสุดมีการค้นพบดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียส ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ ซึ่งเป็นชนิดเบาที่สุดจากปฏิกิริยา ${}^9\text{Be}(K^-, K^+)$ โดยการทดลอง E906 ที่ Brookhaven-AGS (alternating gradient synchrotron) [54]

นอกจากนี้แล้วการทดลอง E373 ที่ KEK [55] สามารถยืนยันการค้นพบ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ [52] ได้ด้วยปฏิกิริยาการชนของลำ K^- โมเมนตัม 1.66 GeV/c กับเป้าชนที่เป็นเพชรเพื่อสร้างไฮเปอร์รอนชนิด Ξ^- จากนั้น Ξ^- ทำปฏิกิริยากับ $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He} + {}^4_2\text{He} + X$ เมื่อ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ จะถูกระบุจากกระบวนการ ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He} \rightarrow {}^5_{\Lambda}\text{He} + p + \pi^-$

ด้วยเหตุที่การทดลองดังกล่าวข้างต้นยังมีข้อจำกัดทางสถิติ ดังนั้นการทดลอง PANDA (antiProton ANihilation at Darmstadt) [56, 57, 58, 59, 60, 61] ที่ The Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) ณ GSI สหพันธ์สาธารณรัฐเยอรมนี ซึ่งอยู่ระหว่างการก่อสร้างจึงมีวัตถุประสงค์หนึ่งเพื่อศึกษาดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียสด้วยค่าทางสถิติที่สูงขึ้น โดยกระบวนการศึกษาดังกล่าวจะเป็นไปตามแนวคิดริเริ่มของ Pochodzalla [62, 63] ที่ใช้ปฏิกิริยาการชนระหว่างแอนติโปรตอนกับนิวเคลียสปฐมภูมิ เพื่อการสร้างไฮเปอร์รอนชนิด Ξ ดังรูปที่ 2.3 จากนั้นไฮเปอร์รอนชนิด Ξ นี้จะเคลื่อนที่ไปสู่นิวเคลียสทุติยภูมิและเกิดปฏิกิริยากับนิวคลีออนในนิวเคลียสทุติยภูมิเป็น $\Lambda\Lambda$ ซึ่งจะมีสถานะหนึ่งที่เรียกว่าไฮเปอร์นิวเคลียส

ส่วนประกอบหนึ่งที่สำคัญของ FAIR คือวงกักเก็บพลังงานสูง หรือ high energy storage ring (HESR) ซึ่งจะทำให้ลำแอนติโปรตอนมีสภาพส่องสว่างสูง (high luminosity) และมีโมเมนตัมระหว่าง 1.5 ถึง 15 GeV/c [64] จากนั้นหัววัด PANDA จะถูกติดตั้งที่ HESR เพื่อรองรับการตรวจวัดสเปกโทรสโกปีของดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียสด้วยความละเอียดสูง [63] คู่ไฮเปอร์รอนและแอนติไฮเปอร์รอน ($\Xi\bar{\Xi}$) จะเกิดเมื่อแอนติโปรตอนเกิดปฏิกิริยากับนิวเคลียสปฐมภูมิที่พลังงานเข้าใกล้พลังงานขีดเริ่มเพื่อลดโอกาสการเกิดอนุภาคอื่นที่ไม่เกี่ยวข้อง จากนั้นจะใช้แอนติไฮเปอร์รอน ($\bar{\Xi}$) เป็นทริกเกอร์ (Trigger) ของปฏิกิริยา หรืออาจใช้คู่ของเคออน (K^+K^+) เป็นทริกเกอร์ ซึ่งคู่ของเคออนนี้เกิดจากการดูกลับแอนติไฮเปอร์รอน ($\bar{\Xi}$) ด้วยโปรตอน อนุภาค Ξ จะถูกหน่วงในนิวเคลียสปฐมภูมิแล้วจึงถูกดูกลับในนิวเคลียสทุติยภูมิเป็นดับเบิลแลมบ์ดาไฮเปอร์นิวเคลียส เนื่องจาก Ξ มีช่วงชีวิตสั้นประมาณ 0.164 นาโนวินาที จึงเป็นคำถามที่สำคัญว่าระยะห่างระหว่างเป้าปฐมภูมิและทุติยภูมิจะห่างกันเท่าใดเพื่อให้ Ξ สามารถเคลื่อนที่ไปถึงก่อนที่จะเกิดการสลายตัว ในทำนองเดียวกัน $\bar{\Xi}$ จะมีโมเมนตัมเท่าใดจึงสามารถเคลื่อนที่ไปถึงและถูกดูกลับที่เป้าทุติยภูมิ



รูปที่ 2.3: ปฏิกิริยาและขั้นตอนการเกิดไฮเปอร์นิวเคลียส

บทที่ 3

ระเบียบวิธีวิจัย

3.1 การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์ควาเรียนต์เคออน

ศึกษาการไหลรวมของอนุภาค K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงานไม่เกิน 2 GeV ตรวจสอบโดยพลศาสตร์ควาเรียนต์เคออนโดยใช้แบบจำลอง QMD

- 1) คำนวณการไหลเชิงตรง $v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_t} \right\rangle$ เทียบกับ normalize rapidity ($y^{(0)} = \frac{y_{cm}}{y_{proj}}$) โดยที่ y_{cm} คือแรพิดิตีของเคออนที่ระบบศูนย์กลางมวลของอนุภาค K^+ และ y_{proj} คือโปรเจกไทล์แรพิดิตีในกรอบห้องปฏิบัติการ จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $b = 2.33$ fm โดยเปรียบเทียบกับผลการทดลอง KaoS [65] โดยผลการคำนวณแสดงดังรูปที่ 4.1
- 2) คำนวณการไหลเชิงวงรี (v_2) ของ K^+ เทียบกับฟังก์ชันของ normalize rapidity ($y^{(0)} = \frac{y_{cm}}{y_{proj}}$) จากการชน $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $b = 2.33$ fm โดยเปรียบเทียบกับผลการทดลอง KaoS [65] โดยผลการคำนวณแสดงดังรูปที่ 4.2
- 3) คำนวณค่าการไหลโดยตรงของ K^+ เทียบกับโมเมนตัมตามขวาง จากการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $b = 1.7$ fm โดยเปรียบเทียบกับผลการทดลอง KaoS [66]
- 4) คำนวณการกระจายแรพิดิตีของ K^+ จากการชน $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้พารามิเตอร์กระทบ 2.33, 2.0 และ 1.7 fm ตามลำดับ เปรียบเทียบการคำนวณโดยใช้สมการ soft EOS และ hard EOS โดยเปรียบเทียบกับผลการทดลอง [67] ผลการคำนวณแสดงดังรูป 4.4

3.2 การกระจายอะซิเมทรีของ K^+ เพื่อศึกษาผลของตัวกลางจากการชนของไอออนหนัก

- 1) ศึกษาการกระจายอะซิเมทรีของ K^+ ของการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV และการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยการรวมและไม่รวมและศักย์เคออนจาก Brown-Rho พารามิเตอร์ [$U_K(\rho_0) \simeq 30\text{MeV}$] และกำหนดให้ $0.3 \leq y/y_{beam} \leq 0.7$ โดยใช้แบบจำลอง QMD เปรียบเทียบกับผลการทดลอง [68]
- 2) คำนวณการไหลเชิงตรง $v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_t} \right\rangle$ และ $v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle$ ของการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV และการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV ผลการคำนวณแสดงดังตาราง 4.1 และ 4.2 ตามลำดับ

3.3 ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+

- 1) คำนวณหาค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบ (impact parameter) จากการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$, $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ และ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$
- 2) คำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ p_{lab} ณ มุมเชิงซ้าย θ_{lab} ต่าง ๆ โดยที่
ปฏิกิริยา $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026\text{ fm}$) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078\text{ fm}$) ณ มุมเชิงซ้าย 32 40 48 60 และ 72 องศา ตามลำดับ
ปฏิกิริยา $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958\text{ fm}$) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874\text{ fm}$) ณ มุมเชิงซ้าย 32 40 50 และ 60 องศา ตามลำดับ
ปฏิกิริยา $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6535\text{ fm}$) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607\text{ fm}$) ณ มุมเชิงซ้าย 32 40 48 และ 60 องศา ตามลำดับ
- 3) เปรียบเทียบค่าภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ ที่คำนวณได้จากแบบจำลอง QMD โดยใช้สมการ Soft EOS ที่รวมศักย์ และไม่รวมศักย์ KN เทียบกับการใช้สมการ Hard EOS ที่รวมศักย์ และไม่รวมศักย์ KN เพื่อเปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

3.4 สเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+

ศึกษาการเกิดสเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+ จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV โดยมีช่วงแรพิดิตี $-0.69 \leq y_{cm} \leq -0.54$, $-0.54 \leq y_{cm} \leq -0.39$ และ $-0.39 \leq y_{cm} \leq -0.24$ ตามลำดับ เปรียบเทียบการคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+ โดยกำหนดพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5 \text{ fm}$ และ $4.5 \leq b \leq 9.5$ ตามลำดับ โดยใช้แบบจำลอง QMD โดยใช้สมการ soft EOS ที่รวมสักรี และไม่รวมสักรี KN เทียบกับการใช้สมการ hard EOS ที่รวมสักรี และไม่รวมสักรี KN เพื่อเปรียบเทียบกับผลการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [69]

3.5 การเกิดอนุภาค σ

ศึกษาพลศาสตร์ของการเกิดอนุภาค σ ภายใต้พลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออนโดยใช้แบบจำลอง QMD ดังนี้

- 1) จำนวนการกระจายความหนาแน่นของการสร้างและการสลายตัว σ จากการชนของ $p + ^{40}\text{Ca}$ ที่พลังงาน 1.5 GeV กำหนดพารามิเตอร์กระทบ $b = 0 \text{ fm}$
- 2) จำนวนค่าภาคตัดขวางการเกิดอนุภาค σ เมซอน เทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา จากการชน $p + ^{40}\text{Ca}$ และ $p + ^{208}\text{Pb}$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV โดยเปรียบเทียบ การเกิดอนุภาค σ จากปฏิกิริยาดังกล่าว
- 3) จำนวนอัตราส่วน $\sigma(p + ^{208}\text{Pb}) / \sigma(p + ^{40}\text{Ca})$ เทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา เพื่อเปรียบเทียบการเกิดและการวัดของอนุภาค σ จากการเปลี่ยนแปลงที่มีผลและไม่มีผลในตัวกลาง (with and without medium modification)

3.6 ศึกษาพลศาสตร์ของอนุภาค Ξ^- , Ξ^+ และ K^+K^+ เพื่อหาทริกเกอร์ที่เหมาะสมของปฏิกิริยา

ศึกษาพลศาสตร์ของอนุภาค Ξ^- , Ξ^+ และ K^+K^+ เพื่อหาทริกเกอร์ที่เหมาะสมของปฏิกิริยา

- 1) ศึกษาปฏิกิริยา $\bar{p} + \text{Au}$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล 3-4 GeV โดยใช้แบบจำลอง UrQMD จากนั้นทำการวิเคราะห์และเปรียบเทียบค่ามัลติพลิตีตีของ Ξ^- , Ξ^+ และ K^+K^+ เพื่อหาทริกเกอร์ที่เหมาะสมของปฏิกิริยา จากนั้นทำการวิเคราะห์การแจกแจงโมเมนตัมของทริกเกอร์

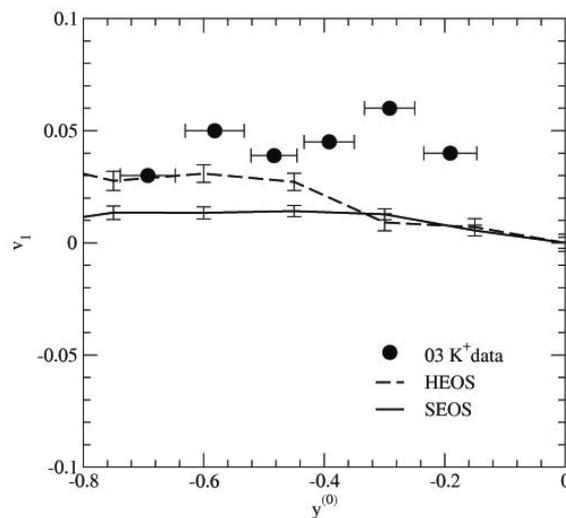
2) ศึกษากลไกการหน่วงของ Ξ^- ในนิวเคลียส ด้วยการวิเคราะห์การแจกแจงโมเมนตัมของ Ξ^- จากปฏิกิริยา $\bar{p}+\text{Au}$ เปรียบเทียบกับ Ξ^- จาก $\bar{p}+p$ ซึ่งผลดังกล่าวจะสามารถยืนยันด้วยการวิเคราะห์จำนวนครั้งของการกระเจิงในนิวเคลียส และสุดท้ายอภิปรายผลเพื่อหาค่าเงื่อนไขของปฏิกิริยาที่เหมาะสมสำหรับ FAIR-GSI

บทที่ 4

ผลการวิจัย

4.1 การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์ควาเรียนต์เคออน

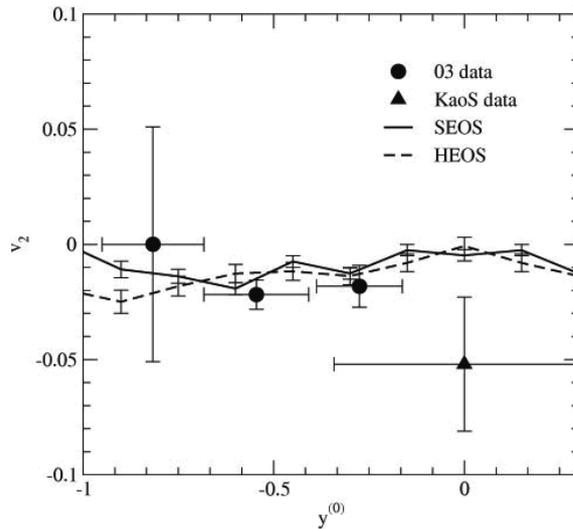
ศึกษาการไหลรวมของอนุภาค K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงาน 0-2 GeV ตรวจสอบภายใน พลศาสตร์ควาเรียนต์เคออนโดยใช้แบบจำลอง QMD



รูปที่ 4.1: การคำนวณผลของการไหลเชิงตรงของอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน normalize rapidity จากการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 AGeV โดยใช้แบบจำลอง QMD วงกลมทึบ แสดงผลการทดลอง K^+ 03 [65] เทียบกับผลการคำนวณ hard EOS (เส้นประ) และ soft EOS (เส้นทึบ)

คำนวณการไหลเชิงตรง $v_1 = \langle \frac{p_x}{p_t} \rangle$ เทียบกับ normalize rapidity $(y^{(0)} = \frac{y_{cm}}{y_{proj}})$ โดยที่ y_{cm} คือแรพิดิตีของเคออนที่ระบบศูนย์กลางมวลของอนุภาค K^+ และ y_{proj} คือโปรเจกไทล์แรพิดิตีในกรอบห้องปฏิบัติการ จากการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $b = 2.33$ fm โดยเปรียบเทียบกับผลการทดลอง KaoS [65] โดยผลการคำนวณแสดงดังรูปที่ 4.1 พบว่าอนุภาค K^+ มีพฤติกรรม anti flow ($v_1 > 0$) แนวโน้มที่ผลการทดลองคล้าย

กับการคำนวณ QMD สำหรับการมีอยู่ของ K^+ ในตัวกลางแบบผลึกของ K^+ ในสนามเฉลี่ยซึ่งหมายความว่าแบบจำลอง QMD เมื่อรวมศักย์ K^+ ในตัวกลางทำให้สอดคล้องกับผลการทดลอง [65]

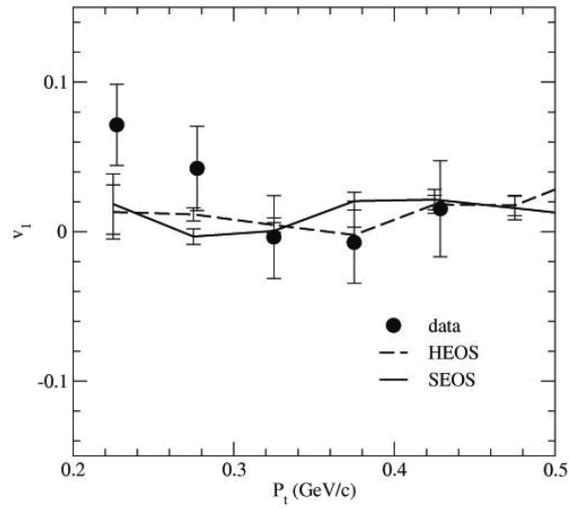


รูปที่ 4.2: การคำนวณผลของการไหลเชิงวงรี ของอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน normalize rapidity จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้แบบจำลอง QMD สัญลักษณ์วงกลม(ทึบ) ผลการทดลองจาก (03 data) และ KaoS data [65] เทียบกับผลการคำนวณ Soft EOS (เส้นทึบ) และ hard EOS (เส้นประ)

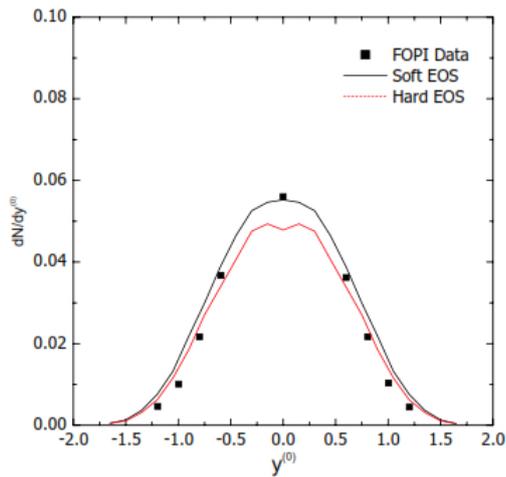
รูปที่ 4.2 การไหลเชิงวงรี (v_2) ของ K^+ เทียบกับ normalize rapidity จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV พารามิเตอร์กระทบ $b = 2.33$ fm พบว่า การเกิด K^+ แสดงพฤติกรรม out-of-plane ($v_2 < 0$) และ ค่าของ v_2 จะเพิ่มขึ้นจนถึง $y^{(0)} = -0.3$ และจากนั้นผลการคำนวณไม่สอดคล้องกับข้อมูล KaoS อาจกล่าวได้ว่าแบบจำลอง QMD สามารถอธิบายคุณสมบัติการบีบออก (squeezed out) จากการปลดปล่อย K^+

ดิฟเฟอเรนเชียลของการไหลเชิงตรง ของ K^+ ในช่วงแรพิดิตี้ จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ดังรูปที่ 4.3 จากรูป วงกลมทึบเป็นผลการทดลอง [66] เส้นทึบแสดง ผลการคำนวณโดยใช้ hard EOS (เส้นประ) และ soft EOS (เส้นทึบ) โดยใช้พลศาสตร์โควาเรียนเคออน พบว่า K^+ มีค่า anti flow ($v_1 > 0$) ที่ p_t มีค่าต่ำและ และสูง โดย v_1 มีค่าเท่ากับศูนย์ที่ค่ากึ่งกลางของ p_t

คำนวณการกระจายแรพิดิตี้ของ K^+ $dN/dY^0 = \sum_1^5 dN(i)/dY^0$ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้พารามิเตอร์กระทบ 2.0 fm ตามลำดับ เปรียบเทียบการคำนวณโดยใช้สมการ soft EOS และ hard EOS ผลการคำนวณแสดงดังรูป 4.4 โดยเปรียบเทียบผลการทดลอง [67] พบว่า การกระจายแรพิดิตี้ของ K^+ ไวต่อสมการสถานะนิวเคลียร์เมื่อเทียบกับ การไหลเชิงตรง (direct flow)



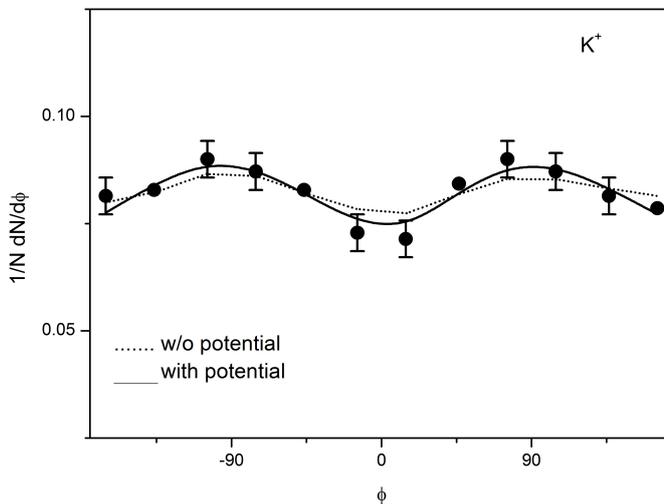
รูปที่ 4.3: ดิฟเฟอเรนเชียลของการไหลเชิงตรง ของ K^+ ในช่วงแรพิดิตี จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV พารามิเตอร์กระทบ 1.7 fm. เทียบกับผลการทดลอง [66]



รูปที่ 4.4: การกระจายแรพิดิตีของ K^+ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้พารามิเตอร์กระทบ 2.0 fm โดยเปรียบเทียบผลการทดลอง [67]

4.2 ผลการคำนวณการกระจายอะซิเมทรีของ K^+

ผลการคำนวณการกระจายอะซิเมทรี ($\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$) ของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV แสดงข้อมูลในรูป 4.5 โดยใช้ (soft EOS , $K=200$ MeV) ค่าพารามิเตอร์ $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ เทียบกับมุม ϕ โดยค่าการกระจายอะซิเมทรีมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อมุม $\phi \pm 90^\circ$ ซึ่งทำให้อนุภาค K^+ มีระนาบตั้งฉากกับระนาบการชน ค่าการไหลเชิงวงรี $v_2 < 0$ ดังตารางที่ 4.1 ซึ่งหมายความว่ามีการปลดปล่อยอนุภาค K^+ มีระนาบตั้งฉากกับระนาบการชนของอนุภาค ซึ่งผลที่ได้เทียบกับการทดลอง KaoS ที่ห้องปฏิบัติการชนไอออนหนักโดยแสงซินโครตรอน ที่เมือง Darmstadt ประเทศเยอรมัน โดยใช้ลำของ ^{197}Au พลังงาน 1.5 A GeV เข้าชน เป้า ^{197}Au (0.96 g/cm^2) และใช้ลำ ^{58}Ni พลังงาน 1.93 A GeV เข้าชน เป้า ^{58}Ni (0.68 g/cm^2) โดยหาชนิดของอนุภาคต่างๆโดยใช้โมเมนตัมและเวลาของการเคลื่อนที่ จากเครื่องสนามแม่เหล็กสเปกโตรมิเตอร์ และเครื่องไฮโดรสโคปใช้สำหรับแสดงลักษณะเหตุการณ์ มุมไฮโดรสโคปมีความกว้างเพื่อใช้หาค่าศูนย์กลางของการชนจากจำนวนของอนุภาคที่มีประจุที่วัดได้ในช่วงมุมเชิงขั้ว (polar angle) ในช่วง $12^\circ < \theta_{Lab} < 48^\circ$ การกำหนดทิศทางของระนาบเหตุการณ์สร้างจากมุมการปล่อยอะซิเมทรีของประจุโปรเจกไทล์ โดยวิธีการส่งผ่านโมเมนตัม การหาชนิดของอนุภาคต่างๆที่เกิดขึ้นถูกค้นพบจากพลังงานที่สูญเสียของอนุภาค และเวลาของการเคลื่อนที่ ซึ่งวัดด้วยไฮโดรสโคปซึ่งห่างจากเป้า 7 เมตร จากมุมเชิงขั้ว ระหว่าง 0.5° และ 11°



รูปที่ 4.5: การกระจายอะซิเมทรีของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $3.8 < b < 6.5$ fm แรพพิดิตีที่ $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ และ โมเมนตัมส่งผ่าน $0.2 < p_t < 0.8$ GeV/c สัญลักษณ์วงกลมทึบเป็นผลการทดลอง [65] เส้นทึบเป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง QMD

ตารางที่ 4.1: แสดงค่าการไหลเชิงตรง v_1 และ การไหลเชิงวงรี v_2 เปรียบเทียบผลการทดลอง [65]และผลการคำนวณโดยรวม และไม่รวมศักย์ K^+N จากการชนของ $^{58}Ni+^{58}Ni$ ที่ ระดับพลังงาน 1.93 A GeV

การไหล	ผลการทดลอง	รวมศักย์ K^+N	ไม่รวมศักย์ K^+N
การไหลเชิงตรง (v_1)	-0.1 ± 0.01	-0.13 ± 0.0015	-0.006 ± 0.0014
การไหลเชิงวงรี (v_2)	-0.05 ± 0.03	-0.04 ± 0.0016	-0.02 ± 0.0014

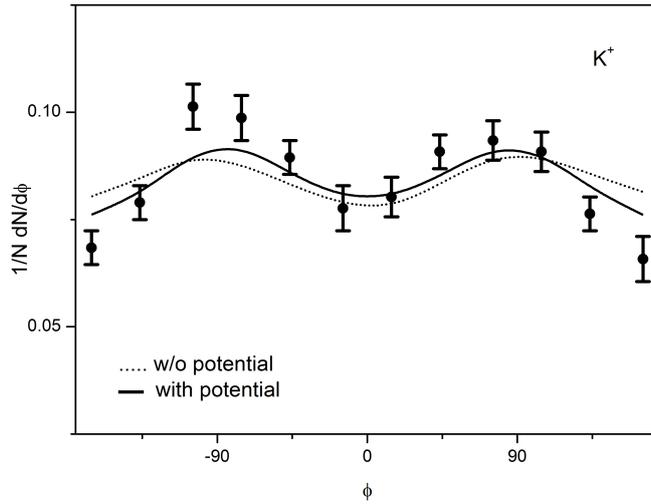
กราฟผลการคำนวณการกระจายอะซิมุทอลของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV แสดงข้อมูลดังรูปที่ 4.5 โดยใช้แบบจำลอง QMD โดยผลการคำนวณรวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง แสดงด้วยเส้นทึบ และการคำนวณไม่รวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง แสดงด้วยเส้นประ เทียบกับผลการทดลองสัญลักษณ์วงกลมทึบ โดยค่าการรวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง ผลการคำนวณสอดคล้องกับผลการทดลอง ทำให้การกระจายอะซิมุทอลใช้เป็นตัวตรวจวัด คุณสมบัติในตัวกลางของอนุภาค K^+ ที่ความหนาแน่นสูง

ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุทอล $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ ของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{197}Au + ^{197}Au$ ที่ ระดับพลังงาน 1.5 A GeV แสดงข้อมูลในรูป 4.6 โดยใช้ (soft EOS , $K= 200$ MeV) คำนวณค่า $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ เทียบกับมุม ϕ โดยปรับค่ามุม $\phi \pm 90^\circ$ ซึ่งทำให้อนุภาค K^+ มีระนาบตั้งฉากกับระนาบการชนโดยใช้แบบจำลอง QMD ซึ่งผลที่ได้เทียบกับการทดลองของ KaoS ที่ห้องปฏิบัติการชนไอออนหนักโดยแสงซินโครตรอน ที่เมือง Damstadt [9] ค่าการไหลเชิงวงรี $v_2 < 0$ ดังตารางที่ 4.2 ซึ่งหมายความว่ามีการปลดปล่อยอนุภาค K^+ มีระนาบตั้งฉากกับระนาบการชนของอนุภาค

ตารางที่ 4.2: แสดงค่าการไหลเชิงตรง v_1 และ การไหลเชิงวงรี v_2 เปรียบเทียบผลการทดลอง [65] และผลการคำนวณโดยรวม และไม่รวมศักย์ K^+N จากการชนของ $^{197}Au + ^{197}Au$ ที่ ระดับพลังงาน 1.5 A GeV

การไหล	ผลการทดลอง	รวมศักย์ K^+N	ไม่รวมศักย์ K^+N
การไหลเชิงตรง (v_1)	0.04 ± 0.01	-0.041 ± 0.002	-0.006 ± 0.0013
การไหลเชิงวงรี (v_2)	-0.09 ± 0.03	-0.042 ± 0.001	-0.03 ± 0.0013

ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุทอล ของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{197}Au + ^{197}Au$ ที่ ระดับพลังงาน 1.5 A GeV แสดงข้อมูลในรูป 4.6 โดยใช้ (soft EOS , $K= 200$ MeV)โดยใช้แบบจำลอง QMD โดยผลการคำนวณรวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง แสดงด้วยเส้นทึบ และการคำนวณไม่รวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง แสดงด้วยเส้นประ เทียบกับผลการทดลองสัญลักษณ์วงกลมทึบ โดยค่าการรวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง ผลการคำนวณสอดคล้องกับผลการทดลอง ทำให้การ

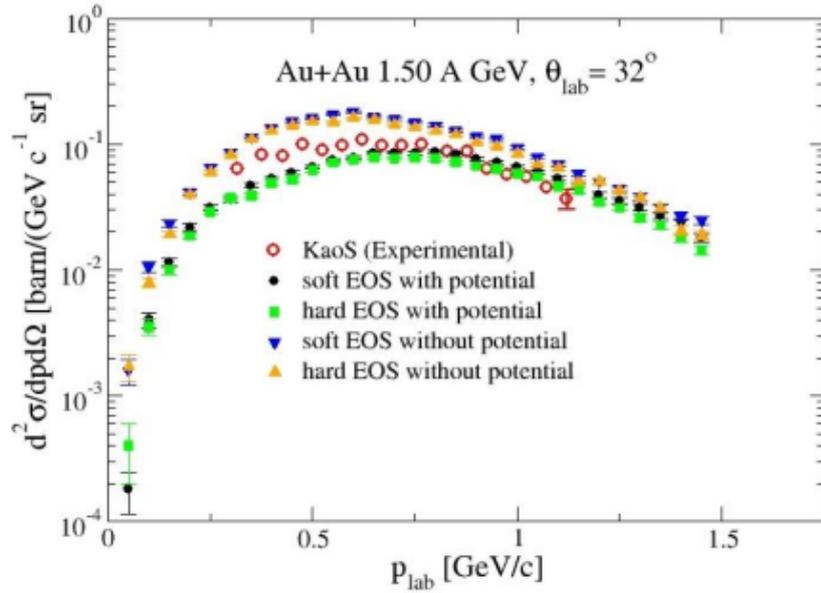


รูปที่ 4.6: การกระจายอะซิมุทอล ของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ ระดับพลังงาน 1.93 A GeV ค่าพารามิเตอร์กระทบ $3.8 < b < 6.5$ fm แรพพิดิตีที่ $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$ และ โมเมนตัมส่งผ่าน $0.2 < p_t < 0.8$ GeV/c สัญลักษณวงกลมทึบเป็นผลการทดลอง [65] เส้นทึบเป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง QMD

กระจายอะซิมุทอลใช้เป็นตัวตรวจวัด คุณสมบัติในตัวกลางของอนุภาค K^+ ที่ความหนาแน่นสูง ตารางที่ 4.2 แสดงค่าการไหลเชิงตรง v_1 และ การไหลเชิงวงรี v_2 เปรียบเทียบผลการทดลอง [65]และผลการคำนวณโดยรวมและไม่รวมศักย์ K^+N จากการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ ระดับพลังงาน 1.5 A GeV

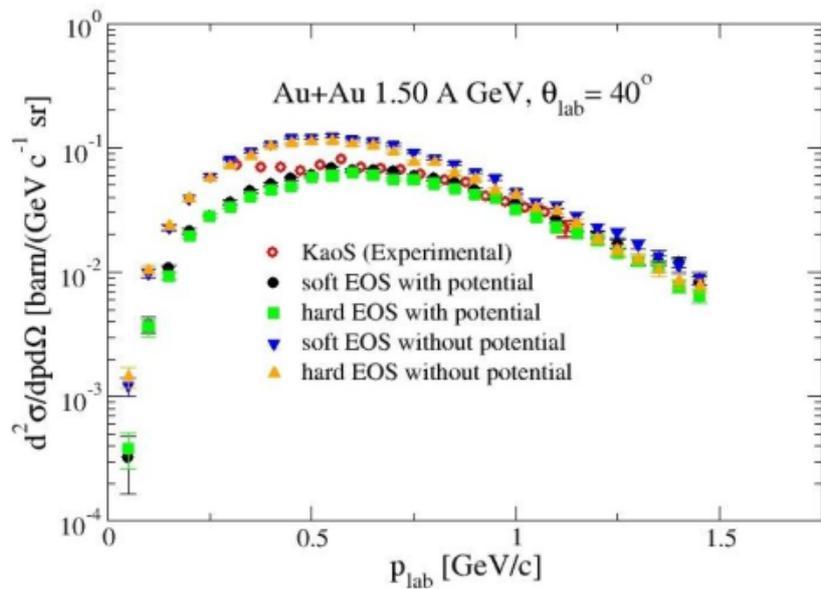
4.3 ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+

ผลการวิเคราะห์ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) ของปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงานในการ เข้าชน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 32 40 48 60 และ 72 องศา ตามลำดับ จากรูปที่ 4.7 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 32 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน -นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการ



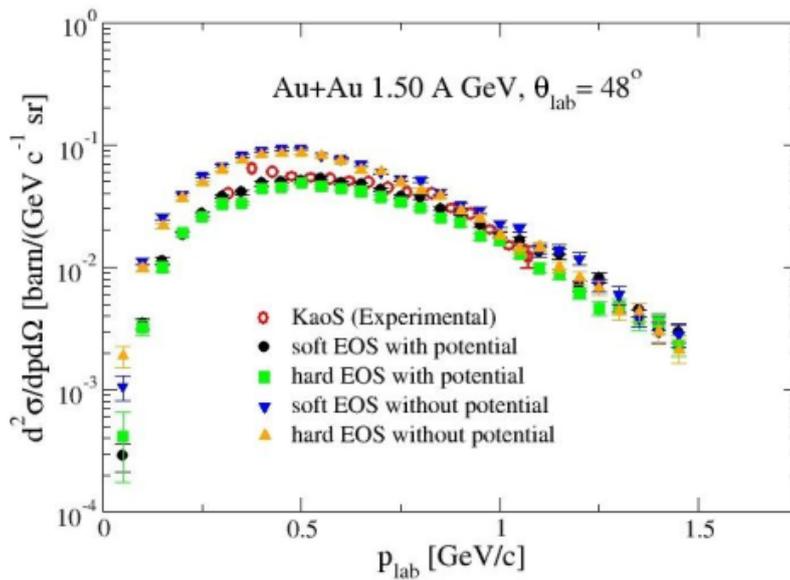
รูปที่ 4.7: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}_{79}Au + ^{197}_{79}Au$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 32 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

คำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14]



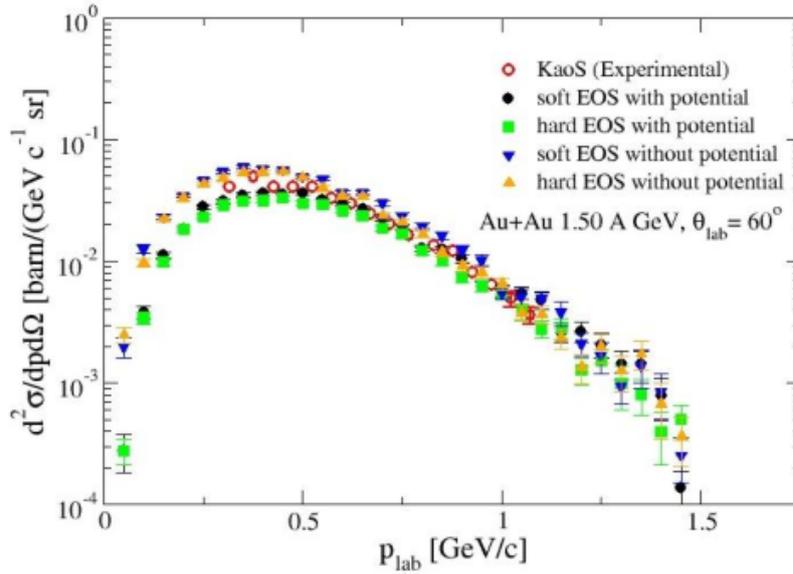
รูปที่ 4.8: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}_{79}Au + ^{197}_{79}Au$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 40 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

จากรูปที่ 4.8 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 40 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ การ KaoS [14] จากรูปที่ 4.9 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน



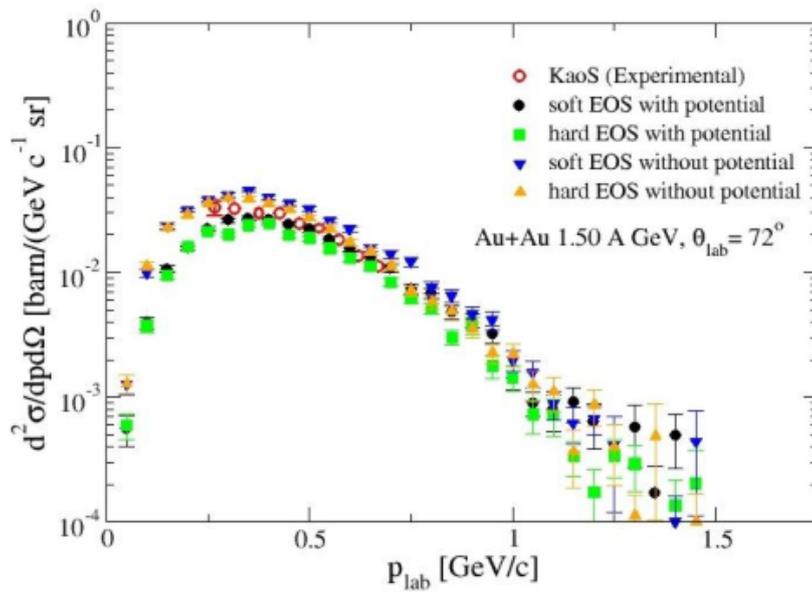
รูปที่ 4.9: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 48 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

ฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 48 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.10 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 60 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS

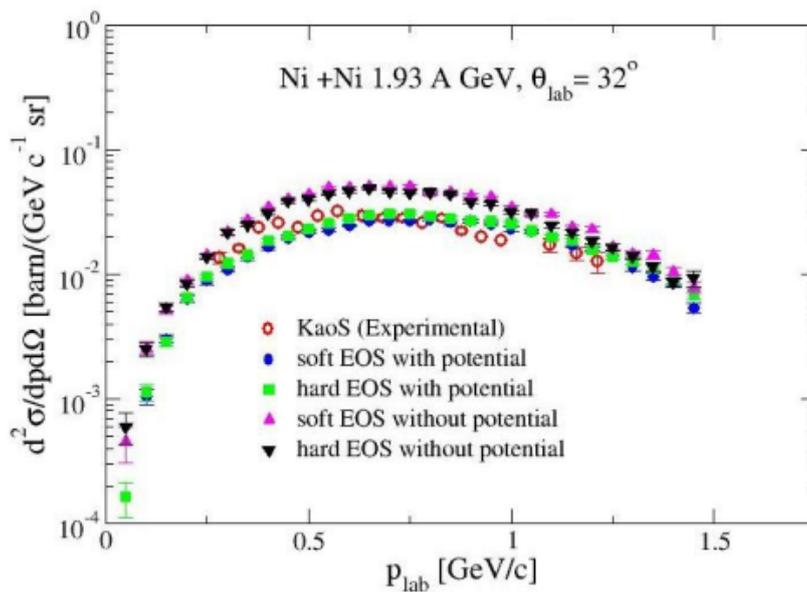


รูปที่ 4.10: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}_{79}Au + ^{197}_{79}Au$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 60 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.11 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{197}_{79}Au + ^{197}_{79}Au$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 72 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] ผลการวิเคราะห์ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) ของปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่ระดับพลังงานในการเข้าชน 1.93 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874$ fm) ณ มุมเชิงขั้ว 32 40 50 และ 60 องศา ตามลำดับ จากรูปที่ 4.12 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 32 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จาก

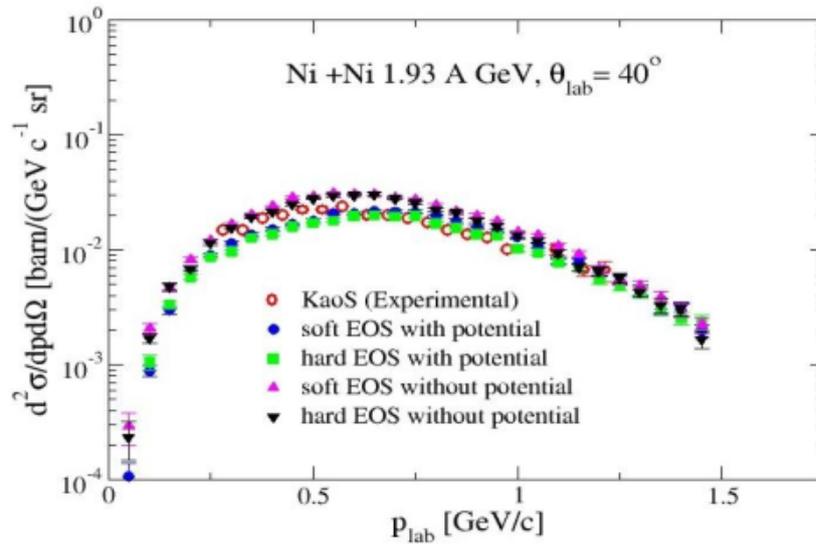


รูปที่ 4.11: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{197}_{79}Au + ^{197}_{79}Au$ ที่พลังงาน 1.50 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 72 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]



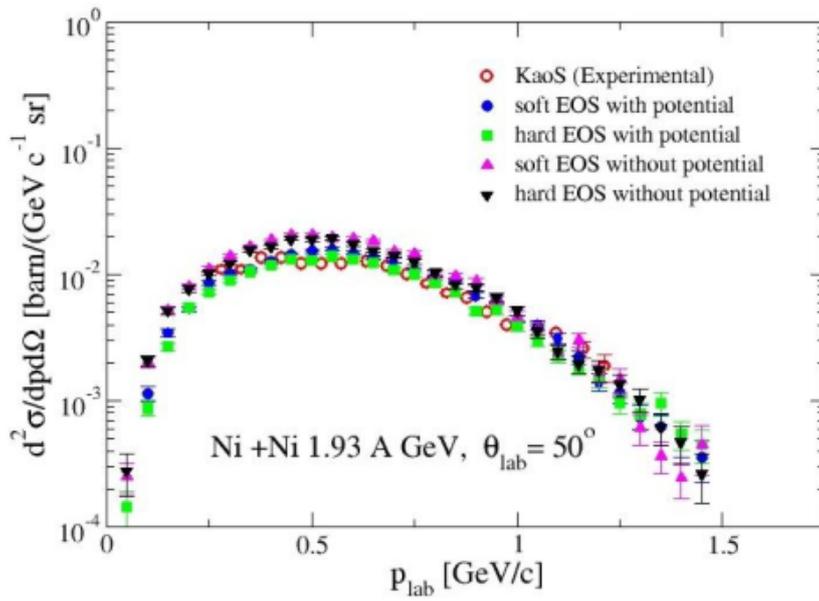
รูปที่ 4.12: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 32 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

ห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.13 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+

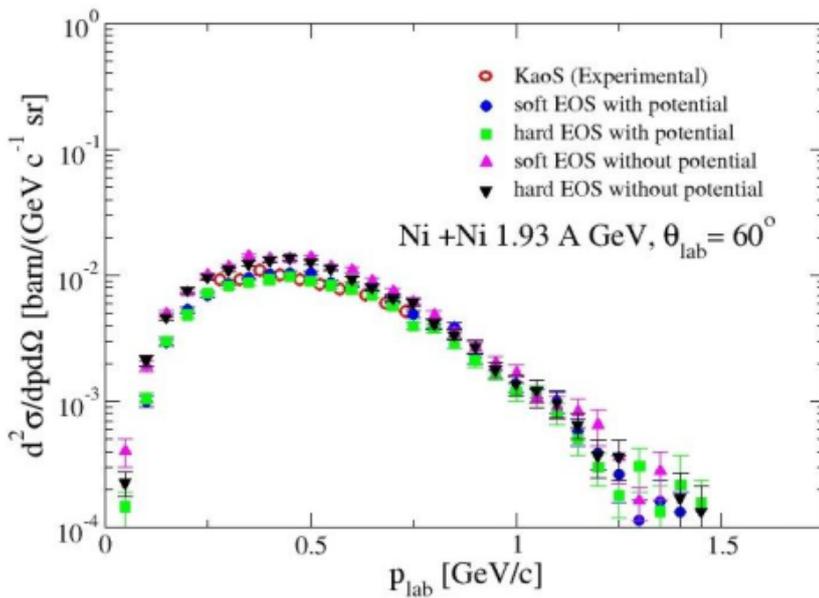


รูปที่ 4.13: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 40 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 40 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.14 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 50 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.15 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{58}Ni + ^{58}Ni$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 60 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน -

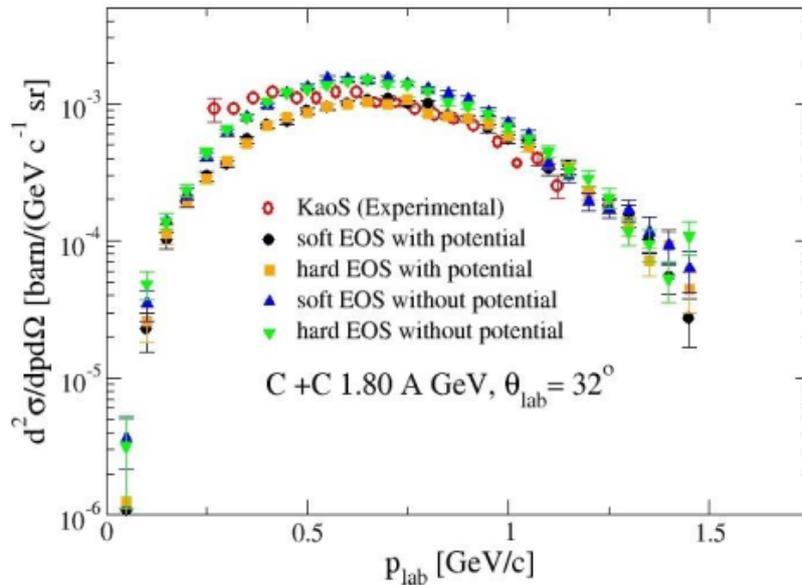


รูปที่ 4.14: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 32 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]



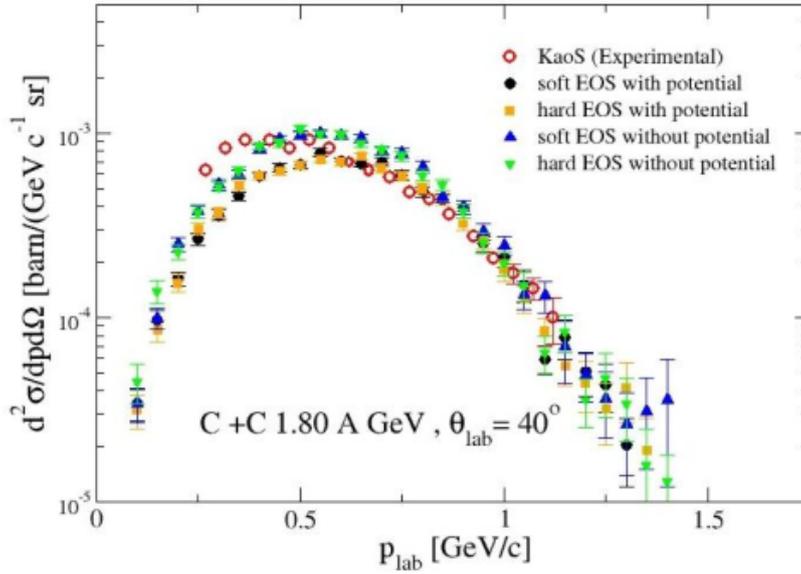
รูปที่ 4.15: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 60 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] ผลการวิเคราะห์ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัม (p_{lab}) ในกรอบปฏิบัติการของปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{12}C + ^{12}C$ ที่ระดับพลังงานในการเข้าชน 1.80 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6536$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 32 40 48 และ 60 องศา ตามลำดับ



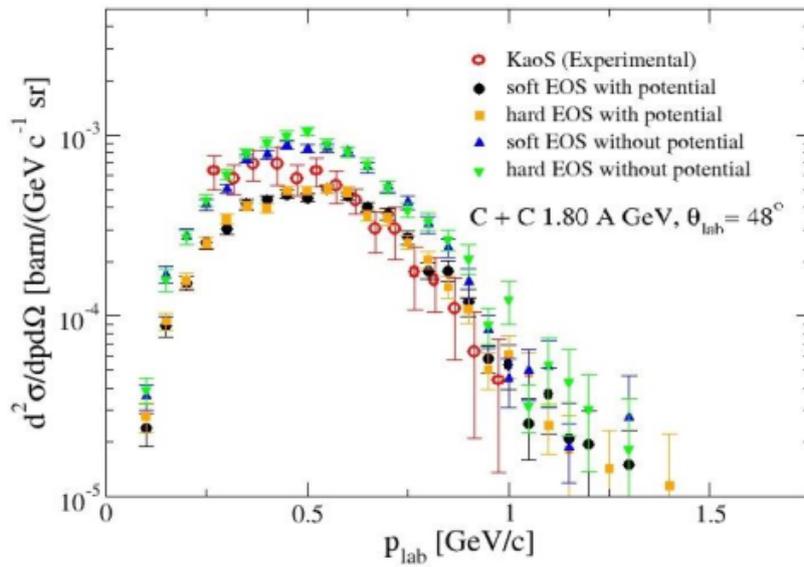
รูปที่ 4.16: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{12}C + ^{12}C$ ที่พลังงาน 1.80 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 32 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

จากรูปที่ 4.16 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{12}C + ^{12}C$ ที่ระดับพลังงาน 1.80 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6536$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 32 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.17 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{12}C + ^{12}C$ ที่ระดับพลังงาน 1.80 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6536$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 40 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS

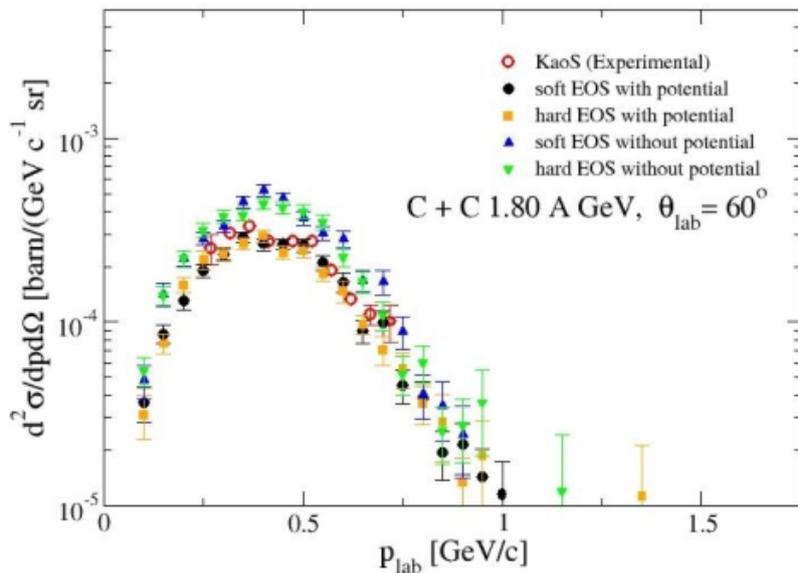


รูปที่ 4.17: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ $^{12}_6C + ^{12}_6C$ ที่พลังงาน 1.80 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 40 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.18 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{12}_6C + ^{12}_6C$ ที่ระดับพลังงาน 1.80 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6536$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 48 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14] จากรูปที่ 4.19 เป็นการคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{12}_6C + ^{12}_6C$ ที่ระดับพลังงาน 1.80 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6536$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 60 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงใน soft EOS และ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14]



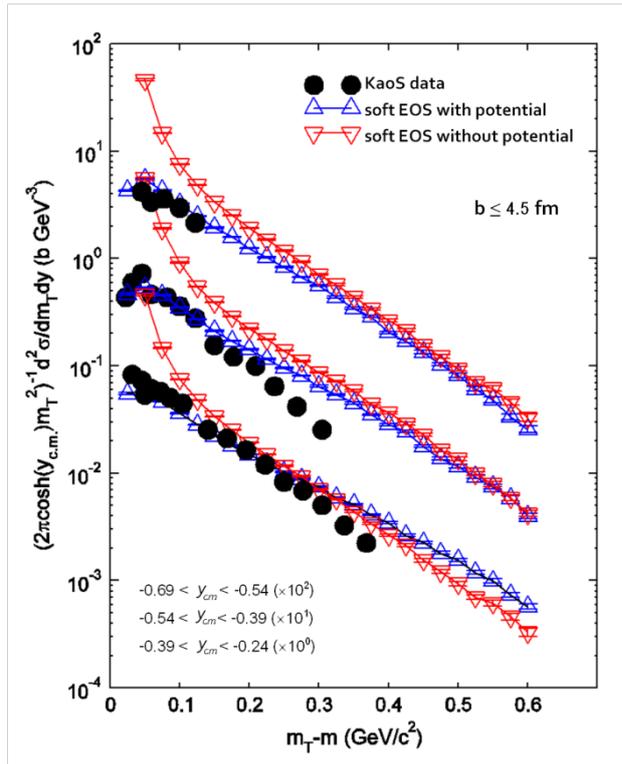
รูปที่ 4.18: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ ${}^{12}_6C + {}^{12}_6C$ ที่พลังงาน 1.80 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 48 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]



รูปที่ 4.19: การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิด K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) จากปฏิกิริยาการชนของ ${}^{12}_6C + {}^{12}_6C$ ที่พลังงาน 1.80 A GeV ที่มุมเชิงขั้ว (polar angle;) 60 องศา เปรียบเทียบกับค่าจากการทดลองที่ห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

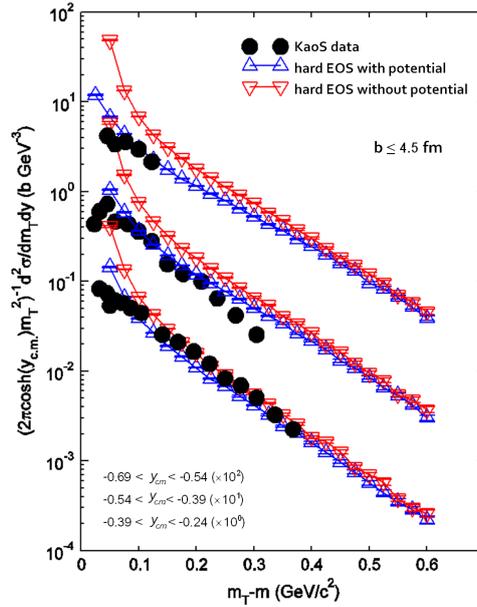
4.4 สเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+

ผลการวิเคราะห์สเปกตรัมตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชันของพลังงานจลน์ตามขวาง ของปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงานในการเข้าชน 1.93 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24$ ตามลำดับ จากรูปที่ 4.20 การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์

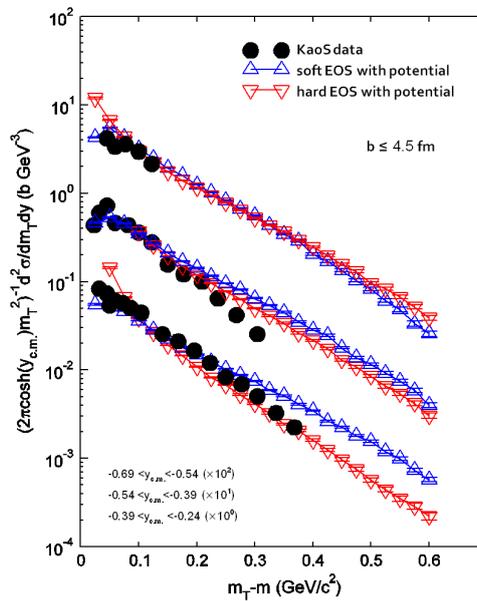


รูปที่ 4.20: การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ โดยใช้ soft EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54 (\times 10^2)$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39 (\times 10^1)$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24 (\times 10^0)$ ตามลำดับจากบนลงล่าง

ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ โดยใช้ soft EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS ที่รวมและไม่รวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน K^+N แสดงให้เห็นว่าการรวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ซึ่งเป็นแรงผลักสำหรับ K^+ จึงทำให้ K^+ หลุดออกจากนิวคลีออนกล่าวคือ K^+ จะถูกเร่งระหว่างการกระจายของการเกิดอนุภาค ดังนั้นในการรวมศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ลงใน soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [69] จากรูปที่ 4.21 การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง

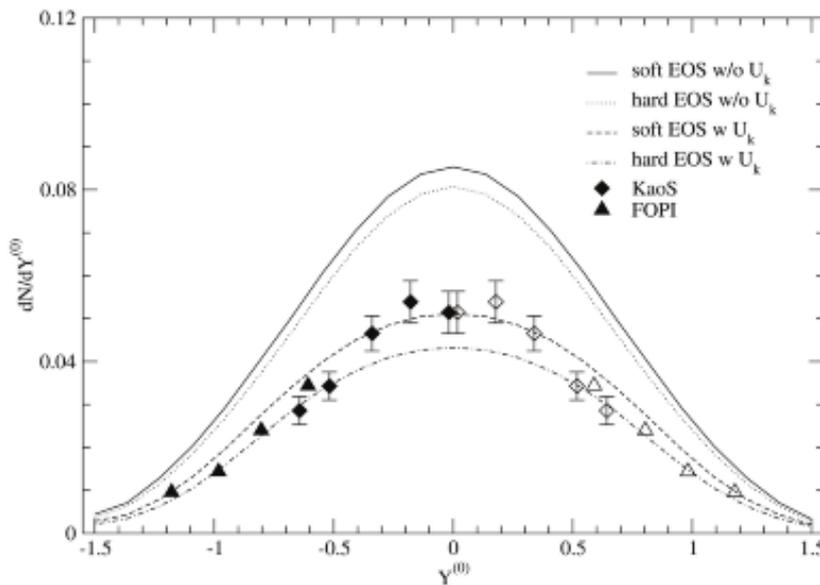


รูปที่ 4.21: การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ โดยใช้ hard EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54 (\times 10^2)$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39 (\times 10^1)$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24 (\times 10^0)$ ตามลำดับจากบนลงล่าง



รูปที่ 4.22: การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ โดยใช้ soft EOS และแบบแข็ง โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54 (\times 10^2)$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39 (\times 10^1)$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24 (\times 10^0)$ ตามลำดับจากบนลงล่าง

จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ โดยใช้ hard EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยการคำนวณทางทฤษฎีด้วย hard EOS ที่รวมและไม่รวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน K^+N แสดงให้เห็นว่าในการรวมศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ลงใน hard EOS ทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [69] จากรูปที่ 4.22 การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยการคำนวณทางทฤษฎีด้วย soft EOS และแบบแข็งที่รวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน K^+N แสดงให้เห็นว่าในการรวมศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ลงใน soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [69]

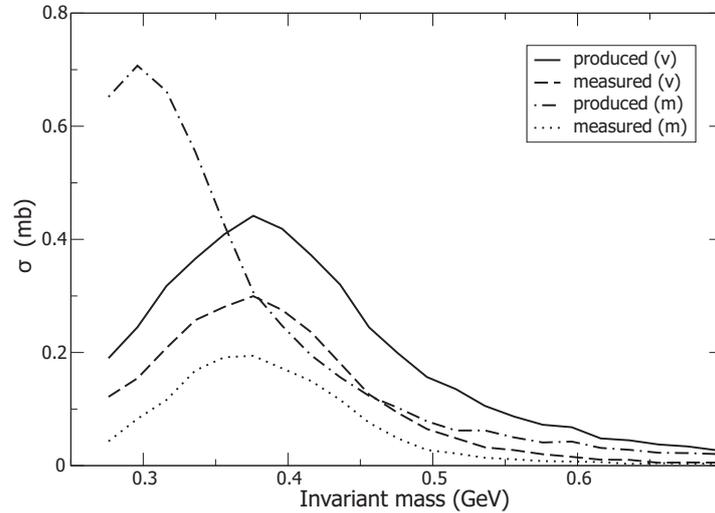


รูปที่ 4.23: การแจกแจงแรพิดิตีของการเกิด K^+ เทียบกับฟังก์ชันของ normalize rapidity จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) โดยใช้ soft EOS และ hard EOS

จากรูปที่ 4.23 แสดงการแจกแจงแรพิดิตีของการเกิด K^+ เทียบกับฟังก์ชันของ normalize rapidity $Y^{(0)} = Y_{c.m.}/Y_{proj}$ จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) โดยใช้ soft EOS และ hard EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4$ fm

4.5 ผลการศึกษาการเกิดอนุภาค σ เมซอน

จากการชน $p + {}^{40}\text{Ca}$ และ $p + {}^{208}\text{Pb}$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV ใช้แบบจำลอง QMD ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาจากการชนของ $p + {}^{40}\text{Ca}$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV เทียบกับ

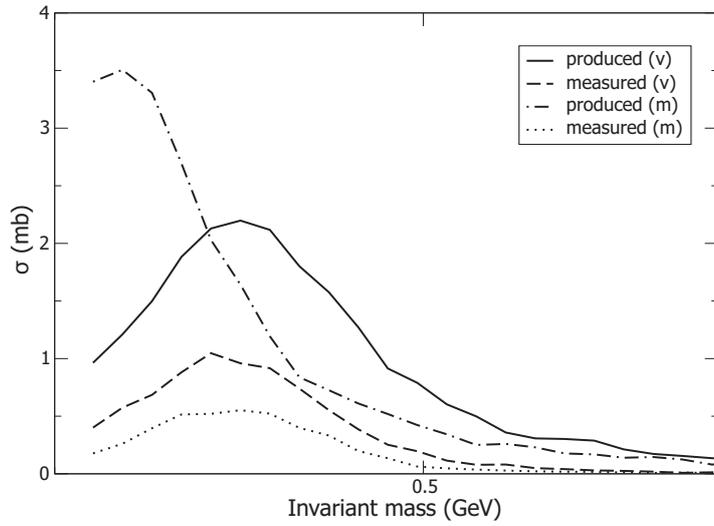


รูปที่ 4.24: ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาจากการชนของ $p + {}^{40}\text{Ca}$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV เทียบกับ มวลของซิกมาซึ่งคงที่

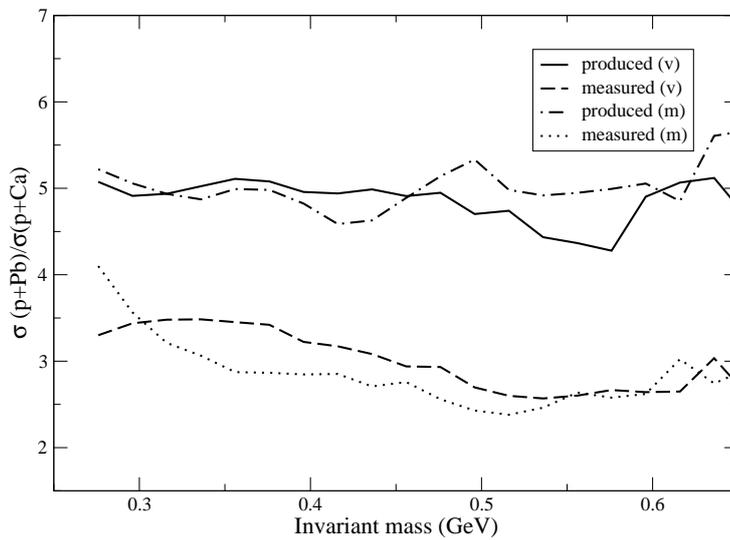
มวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา แสดงดังรูปที่ 4.24 เส้นกราฟ ชืดทึบ และเส้นจุดสลับกับเส้นขีด แสดงการเกิดของอนุภาคซิกมา โดยไม่ได้เปลี่ยนแปลงตัวกลางและเปลี่ยนแปลงตัวกลางของภาคตัดขวางการเกิดของอนุภาคซิกมาตามลำดับ สังเกตได้ว่าเส้นกราฟดังกล่าวเลื่อนไปยังมวลที่แปรเปลี่ยนซึ่งมีค่าต่ำ เส้นขีด และเส้นจุดของกราฟ แสดงการวัดซิกมาเมซอนโดยไม่ได้เปลี่ยนแปลงตัวกลางและเปลี่ยนแปลงตัวกลางของภาคตัดขวางของซิกมาตามลำดับ พบว่าเส้นกราฟดังกล่าวเลื่อนไปยังด้านมวลที่แปรเปลี่ยนซึ่งมีค่าต่ำเช่นกัน

ในตัวกลางนิวเคลียร์ค่าช่วงชีวิตของการเกิดซิกมาเมซอนมีค่าเพิ่มขึ้นและมีความเร็วลดลงจึงทำให้เส้นกราฟเลื่อนไปยังด้านมวลที่แปรเปลี่ยนซึ่งมีค่าต่ำ ไพออนที่เกิดจากการสลายตัวของซิกมาเมซอนซึ่งมีค่ามวลที่แปรเปลี่ยนมีค่าต่ำเนื่องจากถูกดูดกลืนจากการส่งผ่านและการกระเจิงในตัวกลาง ถ้าไพออน 1 ตัว หรือ 2 ตัวที่เกิดจากการสลายตัวของ เมซอนถูกดูดกลืน σ ซิกมาจะไม่สามารถวัดได้ ทำให้กราฟการวัดซิกมาเมซอนเมื่อมีการเปลี่ยนแปลงตัวกลางมีค่าน้อยกว่า เมื่อเทียบกับไม่มีการเปลี่ยนแปลงตัวกลาง ซึ่งเปลี่ยนไปยังด้านมวลที่แปรเปลี่ยนซึ่งมีค่าต่ำ

การชนของ $p + {}^{208}\text{Pb}$ ดังรูปที่ 4.25 ผลการคำนวณการกระจายมวลที่แปรเปลี่ยนไปยังด้านซึ่งมีค่าต่ำ เช่นเดียวกันของการเกิด และการวัดซิกมาเมซอน เมื่อเปรียบเทียบกับกราฟรูปที่ 4.24 และ 4.25 พบว่าเมื่อ เลขมวล เพิ่มขึ้นค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาเมซอนมีค่าเพิ่มขึ้น



รูปที่ 4.25: ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาจากการชนของ $p + {}^{208}\text{Pb}$ ที่พลังงาน 1.5 AGeV เทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา



รูปที่ 4.26: อัตราส่วนของภาคตัดขวางของซิกมาเทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมาของปฏิกิริยา $p + {}^{40}\text{Ca}$ และ $p + {}^{208}\text{Pb}$

คำนวณอัตราส่วน $\sigma(p + ^{208}\text{Pb}) / \sigma(p + ^{40}\text{Ca})$ เทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา แสดงดังรูปที่ 4.26 เส้นทึบ และจุดสลับกับขีด แสดงการเกิดของอนุภาค σ เมซอน โดยไม่ได้เปลี่ยนแปลงตัวกลางและเปลี่ยนแปลงตัวกลางตามลำดับเส้นขีดและเส้นจุดของกราฟแสดง การวัดซิกมาเมซอนโดยไม่ได้เปลี่ยนแปลงตัวกลางและเปลี่ยนแปลงตัวกลางตามลำดับ พบว่า $\sigma(p + ^{208}\text{Pb}) / \sigma(p + ^{40}\text{Ca})$ มีค่าเพิ่มขึ้นขณะเกิด σ เมซอน ถ้าพิจารณามีการเปลี่ยนแปลง ตัวกลางของการวัดซิกมา จะมีค่าเพิ่มขึ้นในช่วงมวลที่แปรเปลี่ยนซึ่งมีค่าต่ำ แสดงให้เห็นว่าการ เกิดซิกมาเมซอนมีการสลายตัวในตัวกลาง เมื่อมวลเปลี่ยนไปยังค่ามวลต่ำเนื่องจากตัวกลางมีค่า เพิ่มขึ้นเมื่อนิวเคลียสมีขนาดใหญ่ขึ้น ซึ่งผลของการเปลี่ยนมวลสังเกตได้ในสถานะสุดท้ายของคู่ไพออนซึ่งไม่ถูกดูดกลืนและกระเจิงโดยนิวคลีออนแวดล้อมซึ่งการวัดอัตราส่วนซิกมาเป็น การค้นพบ ซิกมาซึ่งมีอยู่จริงในสภาวะแวดล้อมนิวเคลียร์ เนื่องจากยังไม่มีผลการทดลองการวัดซิกมาเทียบ กับการวิจัยนี้แต่งานวิจัยนี้อาจเป็นแนวทางเพื่อทำการทดลองในห้องปฏิบัติการต่อไป

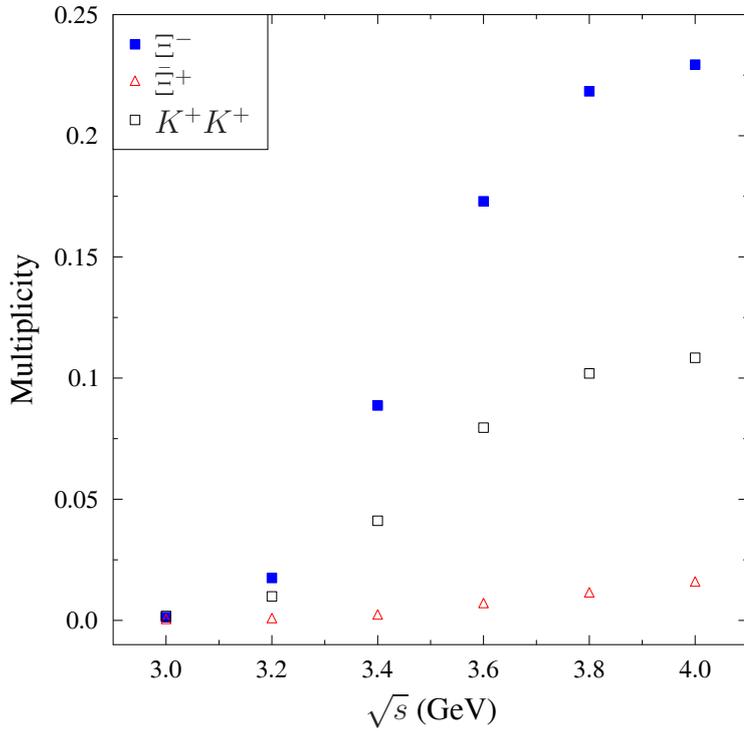
4.6 การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ^+ หรือ K^+K^+

ในงานวิจัยนี้ได้ใช้แบบจำลองพลศาสตร์เชิงโมเลกุลเหนือสัมพัทธภาพ (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) หรือ UrQMD เพื่อการศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาดังที่ได้ กล่าวถึงข้างต้น ซึ่งรายละเอียดและศักยภาพของแบบจำลองด้านอันตรกิริยาระหว่างนิวคลีออนกับนิวคลีออน นิวเคลียสกับนิวเคลียสแสดงดังเอกสารอ้างอิง [70, 71, 72] นอกเหนือจากนี้แล้ว ศักยภาพของแบบจำลอง UrQMD ด้านแอนติโปรตอน(แอนตินิวคลีออน)-นิวเคลียสและด้านกา รสร้างไฮเปอร์รอนแสดงในเอกสารอ้างอิง [73, 74] และ [75] ตามลำดับ

ในหัวข้อนี้ จะได้แสดงผลการศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยา โดยเริ่มจากการพิจารณาหาทริกเกอร์ (Trigger) ที่เหมาะสมของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ^+ หรือ K^+K^+ ที่เกิดขึ้นจากการชน $\bar{p}+\text{Au}$ ซึ่ง Ξ^+ ที่ จะใช้สำหรับเป็นทริกเกอร์นี้เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p}+\text{Au} \rightarrow \Xi + \bar{\Xi} + X$ ส่วน K^+K^+ จะเกิดจากปฏิกิริยาที่ไฮเปอร์รอนถูกดูดกลืนในนิวเคลียสแสดงดังปฏิกิริยา $\Xi^+ + p \rightarrow K^+ + K^+$ ทั้งนี้เพื่อลด การเกิดอนุภาคอื่นที่ไม่เกี่ยวข้อง จึงพิจารณาที่พลังงานศูนย์กลางมวลประมาณ 3-4 GeV ซึ่งใกล้เคียงกับค่าพลังงานขีดเริ่มของการเกิด $\Xi\bar{\Xi}$

รูปที่ 4.27 แสดงมัลติพลิตีตีของ Ξ^-, Ξ^+ และ K^+K^+ จากปฏิกิริยา $\bar{p}+\text{Au}$ ที่พลังงาน ศูนย์กลางมวล 3 ถึง 4 GeV โดยสัญลักษณ์สี่เหลี่ยมทึบ สามเหลี่ยมโปร่งและสี่เหลี่ยมโปร่ง แทน มัลติพลิตีตีของ Ξ^-, Ξ^+ และ K^+K^+ ตามลำดับ จะพบว่ามัลติพลิตีตีของ Ξ^- และ K^+K^+ จะเพิ่มขึ้นเมื่อพลังงานศูนย์กลางมวลเพิ่มขึ้น ขณะที่มัลติพลิตีตีของ Ξ^+ มีค่าน้อยทั้งช่วงพลังงาน ซึ่งวิเคราะห์ได้ว่า Ξ^+ ที่เกิดขึ้นได้ถูกดูดกลืนต่อโดยนิวคลีออนของนิวเคลียส Au สามารถระบุได้ ว่าการใช้ K^+K^+ เป็นทริกเกอร์ของปฏิกิริยาจะเป็นประโยชน์กว่าการใช้ Ξ^+ เป็นทริกเกอร์

เมื่อพบว่า K^+K^+ ทริกเกอร์ที่เหมาะสมแล้ว ในขั้นต่อไปคือการศึกษาพฤติกรรมของ K^+K^+



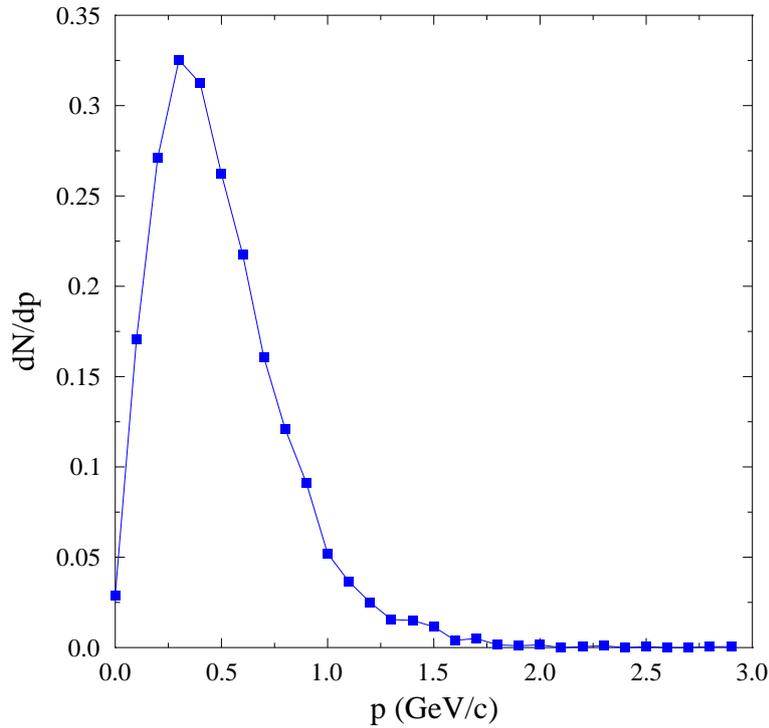
รูปที่ 4.27: เปรียบเทียบมัลติพลิตีตีระหว่าง Ξ^- , Ξ^+ และ K^+K^+ ที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล 3 ถึง 4 GeV

ที่เกิดขึ้นจากกระบวนการ $\Xi^+ + p \rightarrow K^+ + K^+$ โดยการพิจารณาการแจกแจงโมเมนตัมของ K^+ ของ K^+K^+ แสดงดังรูปที่ 4.28 การแจกแจงโมเมนตัมของ K^+ จากปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV จะพบการแจกแจงสูงสุดที่โมเมนตัมประมาณ 0.3 GeV/c ซึ่งหมายถึง K^+ ส่วนใหญ่ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยามีโมเมนตัมประมาณ 0.3 GeV/c

4.7 กลไกการหน่วง Ξ^-

เมื่อพิจารณาติดตาม Ξ^- ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยา $\bar{p} + Au \rightarrow \Xi^- + \Xi^+ + X$ จะได้ผลการแจกแจงจำนวนครั้งของการกระเจิง (number of scatterings: Nos) ดังรูปที่ 4.29 จะพบว่า Ξ^- ส่วนใหญ่จะเกิดการกระเจิงประมาณ 3-4 ครั้งภายในนิวเคลียสปรอทมาก่อนที่จะเคลื่อนที่ออกจากนิวเคลียสดังกล่าว

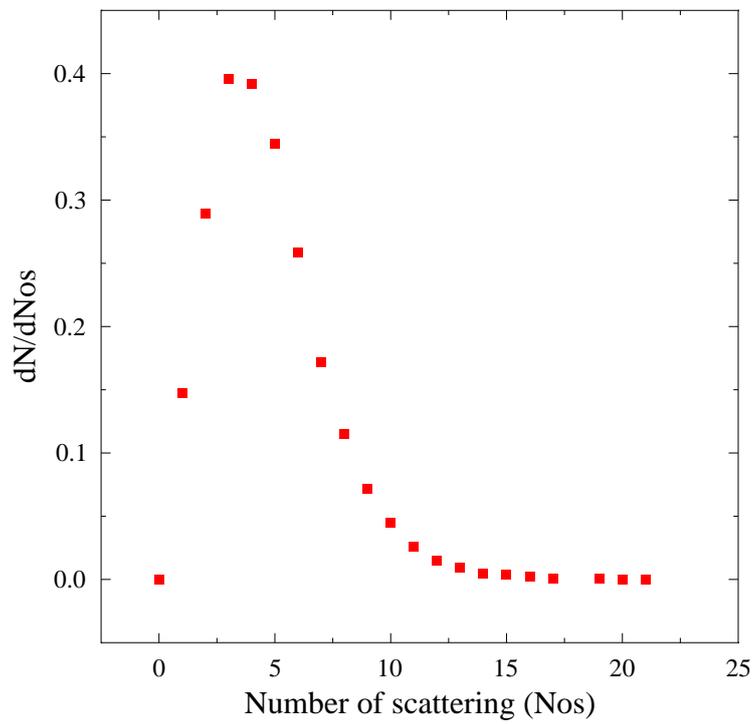
ผลจากการกระเจิงซ้ำของ Ξ^- ภายในนิวเคลียสปรอทนำไปสู่กลไกการหน่วง Ξ^- กล่าวคือการกระเจิงซ้ำภายในนิวเคลียสส่งผลให้ Ξ^- เกิดการสูญเสียพลังงานและลดโมเมนตัมลง ซึ่ง



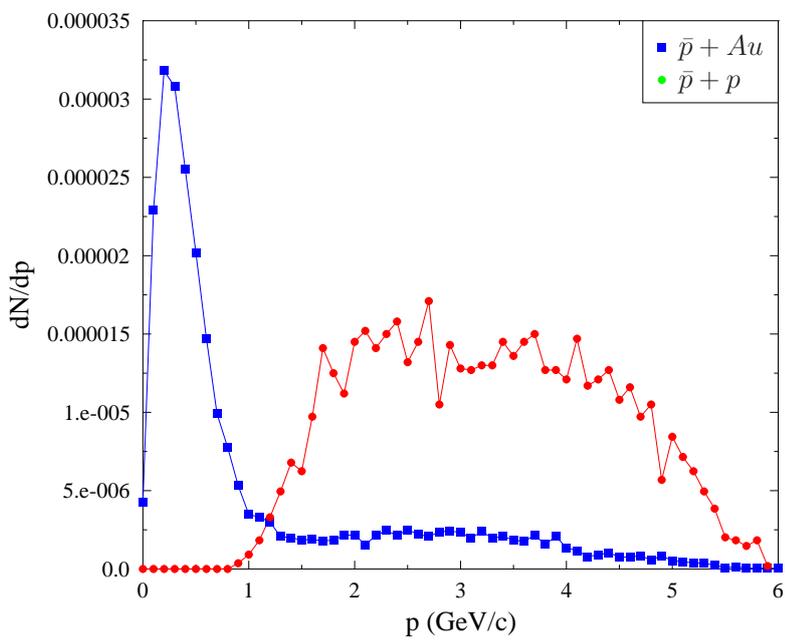
รูปที่ 4.28: การแจกแจงโมเมนตัมของ K^+ (จากคู่ K^+K^+) ในปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV

สามารถยืนยันกลไกนี้ได้โดยการเปรียบเทียบการแจกแจงโมเมนตัมของ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ กับ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + p$ ที่ค่าพลังงานศูนย์กลางมวลเดียวกัน ดังรูปที่ 4.30 จะพบว่า Ξ^- ส่วนใหญ่ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ จะมีโมเมนตัมประมาณ 0.2 GeV/c ขณะที่ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + p$ จะมีโมเมนตัมเฉลี่ย 3.4 GeV/c

ด้วยโมเมนตัมประมาณ 0.2 GeV/c Ξ^- ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ จะสามารถเคลื่อนที่ไปได้ไม่เกิน 1 เซนติเมตรก่อนที่จะเกิดการสลายตัว



รูปที่ 4.29: การแจกแจงจำนวนครั้งของการกระเจิง (number of scatterings: Nos) ของ Ξ ที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยา $\bar{p}+\text{Au}$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4 \text{ GeV}$



รูปที่ 4.30: เปรียบเทียบการแจกแจงโมเมนตัมของ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + p$ และ $\bar{p} + Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV (พิจารณาในกรอบอ้างอิงห้องปฏิบัติการ)

บทที่ 5

อภิปรายและวิจารณ์ผล

5.1 การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์ควาเรียมต์เคออน

ผลงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาการไหลรวมของ K^+ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้แบบจำลอง QMD ผลการคำนวณและผลการทดลองสอดคล้องกันในการอธิบายคุณสมบัติ การไหลกลับของ K^+ จากผลงานวิจัยนี้สามารถกล่าวได้ว่า การไหลรวมเกิดขึ้นภายใต้สภาวะหลัก ในตัวกลางของ K^+

- 1) เปรียบเทียบผลการคำนวณกับผลการทดลองของการเกิดอนุภาค K^+ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ผลของการไหลเชิงตรง (v_1) เทียบกับนอร์มัลไลแรพิดิตี แสดงดังรูปที่ 4.1 พบว่า อนุภาค K^+ มีพฤติกรรมการไหลกลับ (anti flow) ($v_1 > 0$) ผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง QMD เพื่อคำนวณการไหลเชิงตรง (v_1) ของอนุภาค K^+ สำหรับ hard EOS และ soft EOS ได้ผลเช่นเดียวกับการเกิดสนามเฉลี่ยแบบผลึก ของ K^+ ในตัวกลาง แสดงให้เห็นว่าผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง QMD ซึ่งรวมสภาวะในตัวกลาง K^+ ให้ผลสอดคล้องกับผลการทดลอง
- 2) การไหลเชิงวงรีของ K^+ (v_2) เทียบกับค่า นอร์มัลไลแรพิดิตี จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV พารามิเตอร์กระทบ $b = 2.33$ fm การเกิด K^+ แสดง พฤติกรรม out-of-plane ($v_2 < 0$) ผลการคำนวณการไหลเชิงวงรี สอดคล้องกับการทดลองของ 03 data แต่ขนาดของ การไหลเชิงวงรีถูกเพิ่มขึ้นจากเป้าถึง กึ่งกลางแรพิดิตี ผลคำนวณไม่สอดคล้องกับ KaoS data
- 3) ดิฟเฟอเรนเชียลของการไหลเชิงตรงของ K^+ จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้พลศาสตร์ควาเรียมต์เคออน พบว่า K^+ มีค่า anti-flow เมื่อ p_t มีค่าต่ำและและสูง โดย v_1 มีค่าเท่ากับศูนย์ที่ ค่ากึ่งกลางของ p_t ผลการคำนวณโดยใช้ soft EOS และ

hard EOS พบว่า เกิด anti flow ($v_1 > 0$) ของการเกิด K^+ ในช่วงแรพิดิตี้ $-1.2 < y^0 < -0.65$

4) คำนวณการกระจายแรพิดิตี้ของ K^+ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้พารามิเตอร์กระทบ 2.0 fm ตามลำดับ เปรียบเทียบการคำนวณโดยใช้สมการ soft EOS และ hard EOS พบว่า soft EOS สอดคล้องกับผลการทดลอง [67] การกระจายแรพิดิตี้ของ K^+ จึงใช้ทดสอบเพื่อหาสมการสถานะนิวเคลียร์ จากการชนของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลาง

5.2 การคำนวณการกระจายอะซิมุทอล ของ K^+

ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุทอล $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ ของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV แสดงข้อมูลในรูป 4.6 โดยใช้ (soft EOS , $K = 200$ MeV) คำนวณค่า $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ เทียบกับมุม ϕ โดยปรับค่ามุม $\phi \pm 90^\circ$ ซึ่งทำให้อนุภาค K^+ มีระนาบ ตั้งฉากกับระนาบการชนโดยใช้แบบจำลอง QMD ซึ่งผลที่ได้เทียบกับการทดลองของ Kaon Spectrometer (KaoS) ที่ห้องปฏิบัติการชนไอออนหนักโดยแสงซินโครตรอน ที่เมือง Darmstadt [65] ค่าการไหลเชิงวงรี $v_2 < 0$ ดังตารางที่ 3.2 ซึ่งหมายความว่ามีการปลดปล่อยอนุภาค K^+ ที่ระนาบตั้งฉากกับระนาบการชนของอนุภาค

ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุทอล ของ K^+ ของอันตรกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV แสดงข้อมูลในรูป 4.6 โดยใช้ soft EOS โดยใช้แบบจำลอง QMD โดยผลการคำนวณรวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง และการคำนวณไม่รวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง เทียบกับผลการทดลอง โดยค่าการรวมศักย์ K^+N ในตัวกลาง ผลการคำนวณสอดคล้องกับผลการทดลอง ทำให้การกระจายอะซิมุทอลใช้เป็นตัวตรวจวัด คุณสมบัติในตัวกลางของอนุภาค K^+ ที่ความหนาแน่นสูง

5.3 ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+

การคำนวณภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชัน (p_{lab}) ด้วยปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 4.2026$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกรกระทบสูงสุด ($b_{max} = 12.6078$ fm) ที่มุมเชิงซ้าย 32 40 48 60 72 องศา ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วยสมการ soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับสมการ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงในสมการ soft EOS และสมการ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผล

การทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

ผลการวิเคราะห์ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) ของปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 2.7958$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 8.3874$ fm) ณ มุมเชิงขั้ว 32 40 50 และ 60 องศา ตามลำดับ ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วยสมการ soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับสมการ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงในสมการ soft EOS และสมการ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

ผลการวิเคราะห์ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัม (p_{lab}) ในกรอบปฏิบัติการของปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{12}_6C + ^{12}_6C$ ที่ระดับพลังงานในการเข้าชน 1.80 A GeV กำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด ($b_{min} = 1.6536$ fm) และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด ($b_{max} = 4.9607$ fm) ที่มุมเชิงขั้ว 32 40 48 และ 60 องศา ตามลำดับ ผลจากการคำนวณทางทฤษฎีด้วยสมการ soft EOS มีค่าใกล้เคียงกับสมการ hard EOS เมื่อเพิ่มการคำนวณค่าศักย์ของเคออน - นิวคลีออน (K^+N) ลงในสมการ soft EOS และสมการ hard EOS จะทำให้ ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [14]

5.4 สเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+

การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ โดยใช้สมการ soft EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยการคำนวณทางทฤษฎีด้วยสมการ soft EOS ที่รวมและไม่รวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน K^+N แสดงให้เห็นว่าการรวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ซึ่งเป็นแรงผลักสำหรับ K^+ จึงทำให้ K^+ หลุดออกจากนิวคลีออนกล่าวคือ K^+ จะถูกเร่งระหว่างการกระจายของการเกิดอนุภาค ดังนั้นในการรวมศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ลงในสมการ soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [69]

การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ โดยใช้สมการ hard EOS โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยการคำนวณทางทฤษฎีด้วยสมการ hard EOS ที่รวมและไม่รวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน K^+N แสดงให้เห็นว่าในการรวมศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ลงในสมการ hard EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [69]

การคำนวณสเปกตรัมตามขวางของการเกิด K^+ เทียบกับพลังงานจลน์ตามขวาง จากปฏิกิริยาการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยการคำนวณทาง

ทฤษฎีด้วย soft EOS และ hard EOS ที่รวมค่าศักย์ของเคออน-นิวคลีออน K^+N แสดงให้เห็นว่าในการรวมศักย์ของเคออน-นิวคลีออน ลงใน soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS [69]

การคำนวณไหลเชิงตรง v_1 ของ Λ จากการชน $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV ที่ค่าพารามิเตอร์กระทบ $b = 2$ fm ค่าแรพิดีตี้อยู่ในช่วง $-1.2 < y^0 < -0.5$ โดยการใช้สมการ hard EOS และ soft EOS เทียบกับผลการทดลอง FOPI [?] ผลการคำนวณสอดคล้องกับผลการทดลอง สโลปของทั้งสองเส้นโค้งเป็นเชิงลบทั้งความแตกต่างระหว่างทั้งสอง เส้นยังเป็นที่ชัดเจน; ค่าการไหลของ Λ คำนวณ soft EOS สอดคล้องกับการทดลอง แต่ผลแตกต่างกันเมื่อใช้การคำนวณโดย hard EOS

5.5 ผลการศึกษาการเกิดอนุภาค σ เมซอน

งานวิจัยนี้ยังได้ศึกษาการเกิด σ เมซอนจากการชนของ $p + ^{40}Ca$ และ $p + ^{208}Pb$ พลังงาน 1.5 A GeV นิวเคลียร์ เนื่องจากยังไม่มี ผลการทดลองการเกิดและการวัด σ เมซอน เทียบกับการวิจัยนี้ซึ่งงานวิจัยนี้อาจเป็นแนวทางเพื่อเป็นข้อมูลสำหรับการทดลองในห้องปฏิบัติการต่อไป

- 1) เปรียบเทียบค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาจากการชนของ $p + ^{40}Ca$ และ $p + ^{208}Pb$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV เทียบกับ มวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา พบว่าเมื่อ เลขมวล เพิ่มขึ้นค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาเมซอนมีค่าเพิ่มขึ้น
- 2) คำนวณอัตราส่วน $\sigma(p + ^{208}Pb) / \sigma(p + ^{40}Ca)$ เทียบกับมวลที่แปรเปลี่ยนของซิกมา พบว่ามีค่าเพิ่มขึ้นขณะเกิดซิกมา และถ้าพิจารณามีการเปลี่ยนแปลง ตัวกลางของการวัดซิกมา อัตราส่วนของภาคตัดขวาง จะมีค่าเพิ่มขึ้นในช่วงมวลที่แปรเปลี่ยนมีค่าต่ำ แสดงให้เห็นว่าการเกิดซิกมาเมซอนมีการสลายตัวในตัวกลาง เมื่อมีการเลื่อนมวลไปยังค่ามวลต่ำเนื่องจาก ตัวกลางมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อนิวเคลียสมิขนาดใหญ่มากขึ้น ซึ่งผลของการเปลี่ยนมวลสังเกตได้ในสถานะ สูดท้ายของคู่โพออนซึ่งไม่ถูกดูดกลืนและกระเจิงโดยนิวคลีออน แวดล้อมซึ่งการวัดอัตราส่วน σ เมซอน จึงเป็นการ ค้นพบ σ เมซอน ซึ่งมีอยู่จริงในสถานะ แวดล้อมนิวเคลียร์

5.6 การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ^+ หรือ K^+K^+

- 1) ในงานวิจัยนี้ได้ใช้แบบจำลอง UrQMD เพื่อการศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ^+ หรือ K^+K^+ ที่เกิดขึ้นในปฏิกิริยา $p+Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล 3 ถึง 4 GeV ซึ่งใกล้เคียงกับค่าพลังงานขีดเริ่มของการเกิด Ξ^- จากการศึกษพบว่ามัลติพลิตีตีของ Ξ^- และ

K^+K^+ จะเพิ่มขึ้นเมื่อพลังงานศูนย์กลางมวลเพิ่มขึ้น ขณะที่ผลิตฟิสิกส์ของ Ξ^+ มีค่าน้อย ทั้งช่วงพลังงานเพิ่มขึ้น ซึ่งวิเคราะห์ได้ว่า Ξ^+ ที่เกิดขึ้นได้ถูกดูดกลืนต่อโดยนิวเคลียสของ นิวเคลียส Au สามารถระบุได้ว่าการใช้ K^+K^+ เป็นทริกเกอร์ของปฏิกิริยาจะเป็นประโยชน์ กว่าการใช้ Ξ^+ เป็นทริกเกอร์

- 2) การศึกษาพฤติกรรมของ K^+K^+ ที่เกิดขึ้นจากกระบวนการ $\Xi^+ + p \rightarrow K^+ + K^+$ โดยการ พิจารณาการแจกแจงโมเมนตัมของ K^+ ของ K^+K^+ การแจกแจงโมเมนตัมของ K^+ จาก ปฏิกิริยา $\bar{p} + Au$ ที่พลังงานศูนย์กลางมวล $\sqrt{s} = 4$ GeV จะพบการแจกแจงสูงสุดที่โมเมนตัม ประมาณ 0.3 GeV/c ซึ่งหมายถึง K^+ ส่วนใหญ่ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยามีโมเมนตัมประมาณ 0.3 GeV/c
- 3) การติดตาม Ξ^- ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยา $\bar{p} + Au \rightarrow \Xi^- + \Xi^+ + X$ จะได้ผลการแจกแจง จำนวนครั้งของการกระเจิงประมาณ 3-4 ครั้งภายในนิวเคลียสปฐมภูมิ ก่อนที่จะเคลื่อนที่ ออกจากนิวเคลียสผลจากการกระเจิงซ้ำของ Ξ^- ภายในนิวเคลียสปฐมภูมินำไปสู่กลไกการ หน่วง Ξ^- กล่าวคือการกระเจิงซ้ำภายในนิวเคลียสส่งผลให้ Ξ^- เกิดการสูญเสียพลังงาน และลดโมเมนตัมลง ซึ่งสามารถยืนยันกลไกนี้ได้โดยการเปรียบเทียบการแจกแจงโมเมนตัม ของ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + Au$ กับ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + p$ ที่ค่าพลังงานศูนย์กลาง มวลเดียวกัน พบว่า Ξ^- ส่วนใหญ่ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + Au$ จะมีโมเมนตัมประมาณ 0.2 GeV/c ขณะที่ Ξ^- ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p} + p$ จะมีโมเมนตัมเฉลี่ย 3.4 GeV/c ด้วยโมเมนตัม ประมาณ 0.2 GeV/c Ξ^- ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยา $\bar{p} + Au$ จะสามารถเคลื่อนที่ไปได้ไม่เกิน 1 เซ็นติเมตรก่อนที่จะเกิดการสลายตัว

บทที่ 6

สรุปผลวิจัย

6.1 การไหลรวมของ K^+ ในพลศาสตร์ควาเรียนต์เคออน

ผลงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาการไหลรวมของ K^+ จากการชน $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้แบบจำลอง QMD พบว่า การเกิดของ K^+ มีค่า anti flow ($v_1 > 0$) ในช่วงแรพิดิตี้ $-1.2 < y^0 < -0.65$ และพบว่าการกระจายแรพิดิตี้ของ K^+ ใช้ตรวจสอบสมการสถานะนิวเคลียร์ ดีกว่า การไหลเชิงตรง จากผลงานวิจัยนี้สามารถสรุปได้ว่าการไหลรวมเกิดขึ้นภายใต้ศักร์ผลึก ในตัวกลางของ K^+

6.2 การกระจายอะซิมุททอลของ K^+

- ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุททอลจากรูปแบบการปลดปล่อยอนุภาค K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงาน 1-2 GeV ค่าการไหลเชิงวงรี v_2 มีความสัมพันธ์กับอันตรกิริยาของอนุภาค K^+ พบว่าค่าการไหลเชิงวงรี มีค่าน้อยกว่า 0 ซึ่งระนาบการปลดปล่อยของอนุภาค K^+ ออกนอกระนาบ ซึ่งมีทิศตั้งฉากกับระนาบการชน และศักร์ K^+N เป็นแรงผลักดัน
- ผลการคำนวณการกระจายอะซิมุททอลจากรูปแบบการปลดปล่อยอนุภาค K^+ โดยรวมศักร์ K^+N ซึ่งเป็นคุณสมบัติในตัวกลางผลการคำนวณสอดคล้องกับการทดลองตั้งนั้นการกระจายของอนุภาค K^+ สามารถใช้เป็นตัวตรวจวัดคุณสมบัติในตัวกลางของสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่นสูง

6.3 ภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+

จากปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ระดับพลังงาน 1.50 A GeV การศึกษาภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด $b_{min} = 4.2026$ fm และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด $b_{max} = 12.6078$ fm ที่มุมเชิงขั้ว 32 40 48 60 และ 72 องศา โดยใช้แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล เมื่อทดสอบการรวมและไม่รวมศักย์ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS พบว่า อิทธิพลของศักย์ของ K^+N มีผลต่อรูปแบบการปลดปล่อยอนุภาค K^+ ผลจากการคำนวณโดยการเพิ่มค่าศักย์ของ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่สอดคล้อง กับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS จากงานวิจัยนี้สามารถสรุปได้ว่าภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับ p_{lab} ในสมการ soft EOS และ hard EOS ที่เกิดขึ้นภายใต้ศักย์ในตัวกลาง K^+

จากปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ระดับพลังงาน 1.93 A GeV การศึกษาภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด $b_{min} = 2.7958$ fm และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด $b_{max} = 8.3874$ fm ที่มุมเชิงขั้ว 32 40 50 และ 60 องศา โดยใช้แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล เมื่อทดสอบการรวมและไม่รวมศักย์ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS พบว่า อิทธิพลของศักย์ของ K^+N มีผลต่อรูปแบบการปลดปล่อยอนุภาค K^+ ผลจากการคำนวณโดยการเพิ่มค่าศักย์ของ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้อง กับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS จากงานวิจัยนี้สามารถสรุปได้ว่าภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับ p_{lab} ในสมการ soft EOS และ hard EOS ที่เกิดขึ้นภายใต้ศักย์ในตัวกลาง K^+

จากปฏิกิริยาการชนระหว่าง $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ระดับพลังงาน 1.8 A GeV การศึกษาภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับโมเมนตัมในกรอบปฏิบัติการ (p_{lab}) โดยกำหนดค่าพารามิเตอร์ตกกระทบต่ำสุด $b_{min} = 1.6536$ fm และค่าพารามิเตอร์ตกกระทบสูงสุด $b_{max} = 4.9607$ fm ที่มุมเชิงขั้ว 32 40 48 และ 60 องศา โดยใช้แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล เมื่อทดสอบการรวมและไม่รวมศักย์ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS พบว่า อิทธิพลของศักย์ของ K^+N มีผลต่อรูปแบบการปลดปล่อยอนุภาค K^+ ผลจากการคำนวณโดยการเพิ่มค่าศักย์ของ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีมีแนวโน้มที่จะสอดคล้อง กับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS จากงานวิจัยนี้สามารถสรุปได้ว่าภาคตัดขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับ p_{lab} ในสมการ soft EOS และ hard EOS ที่เกิดขึ้นภายใต้ศักย์ในตัวกลาง K^+

6.4 สเปกตรัมมวลตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+

จากการศึกษาสเปกตรัมมวลตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชันของพลังงานจลน์ตามขวาง จากการชนของ $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24$ ตามลำดับ กำหนดให้พารามิเตอร์กระทบ $b \leq 4.5$ fm โดยใช้แบบจำลอง QMD เมื่อทดสอบการรวมและไม่รวมศักย์ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS พบว่าอิทธิพลของศักย์ของ K^+N และใช้สมการ soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS

จากการศึกษาสเปกตรัมมวลตามขวางของการเกิดอนุภาค K^+ เทียบกับฟังก์ชันของพลังงานจลน์ตามขวาง จากการชนของ $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ ที่ระดับพลังงาน 1.93 A GeV ที่อยู่ในช่วงแรพิดิตี $-0.69 < y_{cm} < -0.54$, $-0.54 < y_{cm} < -0.39$ และ $-0.39 < y_{cm} < -0.24$ ตามลำดับ กำหนดให้พารามิเตอร์กระทบ $4.5 \leq b \leq 9.5$ fm โดยใช้แบบจำลอง QMD เมื่อทดสอบการรวมและไม่รวมศักย์ K^+N ลงในสมการ soft EOS และ hard EOS พบว่าอิทธิพลของศักย์ของ K^+N และใช้สมการ soft EOS จะทำให้ผลการคำนวณทางทฤษฎีสอดคล้องกับผลการทดลองที่ได้จากห้องปฏิบัติการ KaoS

6.5 การเกิด σ เมซอน

อนุภาค σ เมซอนเป็นอนุภาคเรโซแนนซ์ที่ไม่เสถียรและส่วนใหญ่จะสลายตัวให้โพออน 2 ตัว ค่า m_σ และ Γ_σ มีค่าลดลงเมื่อนิวเคลียสมีความหนาแน่นเพิ่มขึ้น ซึ่งหมายความว่า σ เมซอนอาจมีชีวิตอยู่ได้ในสถานะของนิวเคลียสที่มีความหนาแน่นสูง ซึ่งปรากฏการณ์นี้เป็นสิ่งที่น่าสนใจอย่างยิ่งในการศึกษาการเปลี่ยนแปลงคุณสมบัติของ σ เมซอนในตัวกลาง งานวิจัยนี้ได้ศึกษาการเกิด σ เมซอนจากการชนของ $p + ^{40}\text{Ca}$ และ $p + ^{208}\text{Pb}$ ที่พลังงาน 1.5 A GeV ผลการวิจัยพบว่า การเกิด σ เมซอน จะขึ้นกับเลขมวล เมื่อมวลมีค่าเพิ่มขึ้นจะส่งผลให้ค่าภาคตัดขวางการเกิดซิกมาเมซอนมีค่าเพิ่มขึ้น นอกจากนี้ยังพบว่าการเกิด σ เมซอนในปฏิกิริยาที่มีการเหนี่ยวนำในโปรตอนจะขึ้นอยู่กัตัวกลาง การเกิด σ เมซอนมีการสลายตัวในตัวกลางที่มีความหนาแน่นสูงทำให้เกิดการเลื่อนมวลไปทางมวลต่ำ ซึ่งการเลื่อนมวลสามารถสังเกตได้จากสถานะสุดท้ายของคู่โพออนซึ่งไม่ถูกดุดกลืนโดยนิวคลีออนแวดล้อม งานวิจัยนี้ยังชี้ให้เห็นว่าอัตราส่วนภาคตัดขวาง $\sigma(p + ^{208}\text{Pb}) / \sigma(p + ^{40}\text{Ca})$ ของ σ เมซอนเทียบกับฟังก์ชันของมวลคงที่มีการเลื่อนมวลไปในทางมวลต่ำ ในสถานะแวดล้อมนิวเคลียสที่มีความหนาแน่นสูงขึ้น เนื่องจากยังไม่มี ผลการทดลองการเกิดและการวัด σ เมซอน เทียบกับการวิจัยนี้ซึ่งงานวิจัยนี้อาจเป็นแนวทางเพื่อเป็นข้อมูลสำหรับการทดลองในห้องปฏิบัติการต่อไป

6.6 การศึกษาเงื่อนไขของปฏิกิริยาระหว่าง Ξ และ K^+K^+

เงื่อนไขของการเลือกทริกเกอร์ของปฏิกิริยาโดยเปรียบเทียบมวลดิลิซิติและพบว่ามวลดิลิซิติของ K^+K^+ มีค่าสูงกว่าของ Ξ และแปรตามมวลดิลิซิติของ Ξ นั่นคือสามารถใช้ K^+K^+ เป็นทริกเกอร์ของการเกิด Ξ ในปฏิกิริยา ทั้งนี้ K^+K^+ จะสามารถตรวจพบได้ที่โมเมนตัมประมาณ 0.3 GeV/c

สำหรับ Ξ ส่วนใหญ่ที่เกิดขึ้นจากปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ นั้นจะมีโมเมนตัมประมาณ 0.2 GeV/c ซึ่งน้อยกว่าโมเมนตัมของ Ξ ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p}+p$ นั้นหมายถึงเกิดกลไกการหน่วง Ξ โดยการกระเจิงซ้ำ ซึ่งจากรูปแสดงการแจกแจงจำนวนครั้งของการกระเจิงระบุถึงเกิดการกระเจิงประมาณ 3-4 ครั้งในนิวเคลียสปฐมภูมิ

อนุภาค Ξ ที่ถูกหน่วงอาจถูกดูดกลืนในนิวเคลียสปฐมภูมิหรืออาจถูกหน่วงอีกครั้งในนิวเคลียสทุติยภูมิซึ่งขึ้นอยู่กับโมเมนตัมของ Ξ โดย Ξ ส่วนใหญ่ที่เกิดจากปฏิกิริยา $\bar{p}+Au$ สามารถเคลื่อนที่ได้ไม่เกิน 1 เซ็นติเมตรก่อนที่จะเกิดการสลายตัว นั่นคือสามารถติดตั้งเป้าชนทุติยภูมิได้ในระยะไม่เกิน 1 เซ็นติเมตรจากเป้าชนปฐมภูมิ

การคำนวณเงื่อนไขต่างๆในบทนี้จะเป็นส่วนหนึ่งที่สามารถช่วยให้การทดลองเกี่ยวกับไฮเปอร์นิวเคลียสของห้องทดลอง PANDA ที่ FAIR-GSI สำเร็จลุล่วงได้

ภาคผนวก

ภาคผนวก A

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ (Glossary and Keywords)	
กฎการอนุรักษ์ความแปลก	Strangeness conservation law
กรอบของศูนย์กลางมวล	center-of-mass frame
กระแสบารีออนแบบเวกเตอร์สี่มิติ	the baryon four-vector current
กลุ่มคลื่นแบบเกาส์	the Gaussian wave packet
การเพิ่มขึ้นของความแปลก	strangeness enhancement
การกระตุ้นแบบสาย	string excitations
การการย่อ-ขยายของบราวน์โรห์	the Brown-Rho scaling
การเกิดไพออนซ้ำๆ	pion multiplicities
การขึ้น ๆ ลง ๆ	fluctuation
การควบแน่นสุญญากาศ	the vacuum condensation
การคืนสภาพ	restoration
การคู่ควบน้อยสุด	the minimal coupling
การเคลื่อนที่แบบเฟอร์มิ	the Fermi motion

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ
(Glossary and Keywords)

การจัดกลุ่มข้อมูลทางอนุภาค	Particle Data Group
การแจกแจงความถี่	Frequency Count
การแจกแจงความน่าจะเป็น	probability distribution
การแจกแจงปริภูมิเฟสเฉพาะที่	the local phase space distributions
การใช้ตัวแปรเสริม	parametrization
การแตกสมมาตรเชิงไครัลที่เกิดขึ้นเอง	the spontaneous chiral symmetry breaking
การทำซ้ำ	iteration
การแทน	representation
การปิดพอลี	Pauli blocking
การแปลง	transformation
การผันกลับได้ทางเวลา	the time reversibility
การแพร่กระจาย	propagation
การลดหลั่นของไพออน	the pion ladder
การเลื่อนของมวล	mass shift
การวิวัฒนาการทางเวลา	the time evolution
การไหลต้าน	antiflow
การไหลตามขวาง	The tranverse flow
การไหลตามแนวรัศมี	The radial flow
การไหลเชิงวงรี	the elliptic flow
การไหลรวม	Collective flow
ขั้นเวลา	time step
ขีดจำกัดแบบฉบับ	the classical limit
ความกว้างเรโซแนนซ์ที่ขึ้นกับมวล	the mass dependent resonance width
ความแตกต่างของมวล	mass splitting
ความน่าจะเป็นในการปิด	blocking probability
ความแปลก	Strangeness

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ
(Glossary and Keywords)

ความหนาแน่นของอนุภาคเดี่ยว	the single particle density
ความหนาแน่นบาริออนเชิงสเกลาร์	baryon scalar density
ความหนาแน่นปริภูมิเฟส	the phase space densities
ความหนาแน่นอันตรกิริยา	the interaction density
ความหนาแน่นอิ่มตัว	the saturation density
ค่าคงตัวการคู่ควบ	coupling constant
โคแวเรียนต์	covariant
เงื่อนไขระดับชั้นมวล	the mass-shell condition
จลนศาสตร์	kinematics
จุดยอด	vertex
ช่วงตัด	cut-off
ดาวนิวตรอน	neutron star
ไดเลปตอน	dilepton
แถวลำดับ	array
ทฤษฎีการขนส่งแบบฉบับ	the classical transport theory
ทฤษฎีการรบกวน	Perturbation Theory
ทฤษฎีการรบกวนเชิงไครล	chiral perturbation theory
ทฤษฎีของระบบหลายวัตถุ	N-body theory
ทำให้ถูกต้อง	regularized
ทำให้เป็นมาตรฐาน	normalized
เทนเซอร์ความแรงของสนาม	field strength tensor
นอกชั้น	off shell
บนชั้น	on shell
บาริออน	Baryon
แบบจำลองไครลย์ผล	effective chiral model
แบบจำลองซิกมาไม่เชิงเส้น	the nonlinear sigma model
แบบจำลองพลศาสตร์ของของเหลว	The hydrodynamics model

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ
(Glossary and Keywords)

แบบเวกเตอร์-สเกลาร์-สัมพัทธภาพปกติ	the typical relativistic-scalar-vector-type
ปฏิกิริยา	reaction
ประชากรปริภูมิเฟสเฉพาะที่	the local phase space population
ปริภูมิเฟส	phase space
ปริภูมิมินโควสกี	Minkowski space
ปริภูมิอิสระ	free space
ปัญหาความสอดคล้องในตัว	self-consistency problem
ผลคูณตรง	the direct product
ผลที่ได้ของไดเลปตอน	the dilepton yield
ผลที่ได้โดยรวม	the total yield
พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโครโม	Quantum Chromodynamics, QCD
พลศาสตร์ควอนตัมเชิงแฮดรอน	Quantum Hadron Dynamics, QHD
พลศาสตร์เชิงควอนตัมโมเลกุล	Quantum Molecular Dynamics, QMD
พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุลขั้นสัมพัทธภาพ	Relativistic Quantum Molecular Dynamics, RQMD
พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุลขั้นสัมพัทธภาพขั้นสูง	Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics, UrQMD
พลศาสตร์เชิงโมเลกุลแบบฉบับ	Classical molecular dynamics
พลังงานในตัว	self energy
พารามิเตอร์การกระทบ	impact parameter
โพรพาเกเตอร์	propagator
ฟังก์ชันค่าคลาดเคลื่อน	the error function
ฟังก์ชันเฉพาะ	eigenfunctions
ฟังก์ชันเชิงสเปกตรัมสมนัย	the corresponding spectral function

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ
(Glossary and Keywords)

ภาคตัดขวาง	cross section
ภาคตัดขวางการผลิต	the production cross sections
ภาคตัดขวางการผลิตที่ขึ้นกับไอโซสปิน	the iso-spin dependent production cross section
มวลขั้ว	pole mass
มวลเคลื่อนตาม	running mass
มวลแปรเปลี่ยน	invariant mass
มวลสุริยะ	solar mass
โมเมนตัมแบบบัญญัติ	canonical momentum
ยังผล	effective
ยูนิแทรี	unitary
รอย	trace
แรพิดิตี	rapidity
รูทีน	routine
แรงสเกอร์มที่ขึ้นกับโมเมนตัม	the momentum dependent Skyrme force
ลูกไฟ	fireball
เลขฟลาเวอร์	Flavor number
วงวน	loop
วงสะสมอิเล็กตรอน	electron storage ring
ศักย์เฉพาะที่	the local potential
ศักย์เชิงแสง	optical potential
ศักย์เวกเตอร์แม่เหล็กไฟฟ้า	the electromagnetic vector potential
ศักย์สเกลาร์เฉลี่ย	average scalar potential
สเกลาร์เทียม	pseudoscalar
สเกลาร์แบบโลเรนทซ์	Lorentz scalar

อภิธานศัพท์ และ คำสำคัญ
(Glossary and Keywords)

สถานะเฉพาะ	eigenstates
สถานะอาพันธ์	coherent state
สนามเฉลี่ย	mean field
สภาพอัดได้	compressibility
สมการการนำพาแบบสัมพัทธภาพ	the relativistic transport equation
สมการสถานะ	equation of state, EOS
สมการสถานะทางนิวเคลียร์	nuclear equation of state
สมบัติเหมือนกันทุกทิศทาง	isotropic
สมมาตรของไอโซสปิน	isospin symmetry
สเลเตอร์ดีเทอร์มิแนนต์	Slater determinant
สสารนิวเคลียร์ที่สปินอิ่มตัว	spin saturated nuclear matter
สหสัมพันธ์	correlation
สามวัตถุ	three-body
องค์ประกอบ	ensemble
อลวน	chaotic
อัตราส่วนการแตกตัว	branching ratio
อันตรกิริยา	interaction
อันตรกิริยาชนิดสเกิร์มแบบเฉพาะที่	the local Skyrme-type interaction
อันตรกิริยาแบบพิสัยสั้น	the short range intraction
ไอโซสปินซิงเกิลต	isospin singlet
ฮามิลโทเนียน	Hamiltonian
ไฮเปอร์รอน	Hyperon

ภาคผนวก B

การศึกษาพลศาสตร์ของการสร้างอนุภาค แปลกในการชนของไอออนหนัก

ในบทนี้จะศึกษาการเกิดของอนุภาคเคออนในการชนระหว่างนิวเคลียสกับนิวเคลียสที่ระดับพลังงานปานกลาง โดยใช้แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) เพื่อค้นหาคุณสมบัติของสสารฮาดรอนในสถานะร้อนและหนาแน่นมาก โดยใช้ สมการสถานะทางนิวเคลียร์ (nuclear EOS) ซึ่งประเด็นนี้มีความสำคัญมากไม่เพียงเฉพาะในสาขาฟิสิกส์ของนิวเคลียร์และอนุภาคเท่านั้น แต่ยังมีมีความสำคัญสำหรับฟิสิกส์ดาราศาสตร์อีกด้วย

มีการตั้งข้อสังเกตว่ามวลของอนุภาคฮาดรอนในสสารนิวเคลียร์น่าจะมีความแตกต่างจากมวลของอนุภาคฮาดรอนในปริภูมิอิสระ (free space) และจากการศึกษาโดยใช้พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโครโม (Quantum Chromodynamics, QCD) พบร่องรอยการควบแน่นของคู่ควาร์ก ที่ไม่สูญหายไปในสุญญากาศ ซึ่งแสดงให้เห็นถึงกระบวนการการแตกสมมาตรเชิงโคเรลที่เกิดขึ้นเอง [?]

ในสมการ GOR (Gell-Mann, Oakes, Renner) [76] การควบแน่นสุญญากาศ (the vacuum condensation) จะปรากฏในสมการของมวลของอนุภาคไพออน

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -\frac{1}{2}(m_u - m_d)\langle uu + dd \rangle \quad (\text{B.1})$$

โดย m_u และ m_d คือมวลปกติของควาร์กแบบ u และ d ตามลำดับ ขณะที่ f_π เป็นค่าคงที่การสลายตัวของไพออนมีค่าเท่ากับ 93.3 MeV และ $\langle uu + dd \rangle$ คือ การควบแน่นของคู่ควาร์ก

ในกรณีของอนุภาคเคออนสมการของมวลจะเขียนได้เป็น

$$m_K^2 f_K^2 = -\frac{1}{2}(m_u - m_s)\langle uu + ss \rangle \quad (\text{B.2})$$

เมื่อ m_s แทนมวลปกติของควาร์กแบบ s โดยการควบแน่นของคู่ควาร์กแบบ s จะมีขนาดเท่ากันกับ การควบแน่นของคู่ควาร์กแบบ u หรือ d ($\langle ss \rangle \simeq \langle uu \rangle \simeq \langle dd \rangle$) ซึ่งมีค่า

ประมาณ $-(230 \pm 25 \text{ MeV})^3$ [77] การควบแน่นของคู่ควาร์กจะขึ้นกับความหนาแน่นและอุณหภูมิของระบบ หากระบบมีความหนาแน่นและอุณหภูมิสูงขึ้น การควบแน่นของคู่ควาร์กจะลดลง และส่งผลให้เกิดการคืนสภาพของสมมาตรเชิงโคแวลบางส่วน ความหนาแน่นของระบบนั้น สามารถทำให้เพิ่มขึ้นได้โดยการเพิ่มของจำนวนนิวคลีออนในสฤญญากาศ ซึ่งจะทำให้เกิดการเปลี่ยนความหนาแน่นสเกลาร์เฉลี่ยและสามารถเขียนความสัมพันธ์ ระหว่างการควบแน่นของคู่ควาร์กกับความหนาแน่น (ρ) ได้ดังนี้

$$\frac{\langle qq \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_{\rho=0}} = 1 - \frac{\Sigma_{\pi N}}{m_\pi^2 f_\pi^2} \rho + \dots \quad (\text{B.3})$$

เมื่อเทอมที่เกี่ยวข้องกับอนุภาคซิกมาไพออน-นิวคลีออน [78] คือ

$$\Sigma_{\pi N} = (m_u + m_d) \langle N | \bar{q}q | N \rangle = (45 \pm 8) \text{ MeV} \quad (\text{B.4})$$

โดย $\langle N | \bar{q}q | N \rangle$ คือ สมาชิกเมตริกซ์นิวคลีออนของความหนาแน่นควาร์กแบบสเกลาร์

ในทำนองเดียวกันจะได้ความสัมพันธ์ระหว่างการควบแน่นของคู่ควาร์กกับอุณหภูมิ [79, 80] เป็น

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_T}{\langle \bar{q}q \rangle_{T=0}} = 1 - \frac{N_f^2 - 1}{3T_f} \left(\frac{T}{2f_\pi} \right)^2 + \dots \quad (\text{B.5})$$

ในที่นี้ N_f คือ เลขฟลาเวอร์(Flavor number) จากสองสมการข้างต้นพบว่าการควบแน่นของควาร์กจะลดลงเมื่อความหนาแน่นและอุณหภูมิของระบบ มีค่าเพิ่มขึ้น ทำให้การคืนสภาพของสมมาตรเชิงโคแวลมีแนวโน้มที่จะเกิดขึ้นได้สูง การควบแน่นที่เปลี่ยนแปลงนี้เองทำให้เกิดศักย์สเกลาร์เฉลี่ย(average scalar potential)ที่ส่งผลไปยังฮาดรอนในตัวยกกลาง ทำให้เกิดการเลื่อนของมวลของฮาดรอนที่แตกต่างไปจากค่าในปริภูมิอิสระ

การแปรผันมวลฮาดรอนนี้อาจส่งผลอื่นที่สำคัญตามมาหากสสารนิวเคลียร์โดยรอบร้อนและหนาแน่นอย่างมาก ตัวอย่างเช่น ปฏิกิริยาที่เกิดขึ้นในดาวนิวตรอน(neutron star) อาจเกิดการลดลงของมวลของปฏิกิริยานิวเคลออน \bar{K} อย่างมากจนทำให้เกิดการควบแน่นของ K^- ที่ความหนาแน่นสูง ส่งผลให้มีการแก้ไขมวลของดาวนิวตรอนเป็น 1.5 เท่าของมวลสุริยะ(solar mass)ซึ่งเป็นค่าที่สอดคล้องกับการสังเกตทางดาราศาสตร์ [1, 81]

สำหรับอนุภาคไพออน จะไม่มีการควบแน่นเกิดขึ้นเนื่องจากการเป็นโบซอน แบบโบสตัน [82, 83] การที่ตัวยกกลางมีการเปลี่ยนแปลงนี้จะส่ง ผลต่อค่าคงตัวการสลายตัวของไพออนตามหลัก การการย่อ-ขยายของบราวน์โรห์(the Brown-Rho scaling),

$$\frac{f_\pi(\rho)}{f_\pi(\rho=0)} = \left(\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_{\rho=0}} \right)^{1/2}$$

ดังนั้นสมการ GOR สำหรับไพออนยังคงใช้ได้ และมวลไพออนในตัวยกกลางจะไม่มีการเปลี่ยนแปลง

การลดลงของมวลฮาดรอนในตัวยกกลางทำให้สนามเฉลี่ย (mean field) ที่กระทำกับฮาดรอนเปลี่ยนไป เมื่อสนามเฉลี่ยในตัวยกกลางเปลี่ยนไปสมบัติสถานะสุดท้ายของฮาดรอนที่เกิดขึ้นจากการ

ชนของไอออนหนักก็จะเปลี่ยนตามไปด้วย ดังนั้นเราสามารถหาข้อมูลของศักย์ในตัวกลางของฮาดรอนได้จากการวิเคราะห์ปริมาณที่วัดได้ซึ่งมีความไวต่อ การเปลี่ยนสมบัติสถานะสุดท้ายของฮาดรอน

ในการชนของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลางในช่วง 0.8 - 2 GeV ต่อนิวคลีออน จะก่อให้เกิดสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่นสูงประมาณ 2 ถึง 4 เท่าของ ρ_0 ซึ่ง ρ_0 คือ ความหนาแน่นอิ่มตัว (the saturation density) มีค่าประมาณ 0.16 fm^{-3} โดยพลังงานในช่วงดังกล่าวจะมีค่าใกล้เคียงหรือต่ำกว่าพลังงานขีดเริ่มของการสร้างอนุภาคเคออน K^+ สำหรับการชนระหว่างนิวคลีออนอิสระ

การสร้างอนุภาคเคออนที่พลังงานต่ำกว่าพลังงานขีดเริ่มเป็นสิ่งที่น่าสนใจเนื่องจากการยืนยันว่าเคออนสามารถเกิดขึ้นได้จากปฏิกิริยาที่มีความหนาแน่นเฟสสูง โดยพลังงานที่หายไปอาจได้มาจากการเคลื่อนที่แบบเฟอร์มิ (the Fermi motion) ของนิวคลีออน หรือ จากการสะสมพลังงานในปฏิกิริยาที่มีหลายขั้นตอน ซึ่งทั้งสองกระบวนการนี้ ไม่ได้พิจารณาผลของพื้นผิวที่เปลี่ยนรูปร่างไปถ้าเราศึกษาที่พลังงานต่ำกว่าค่าขีดเริ่มมากๆ และจากการอนุรักษ์ความแปลกระบุว่า อนุภาคเคออนที่เกิดขึ้นจะไม่ถูกดูดกลืนโดยนิวคลีออนรอบๆ เนื่องจากในสสารนิวเคลียร์อนุภาคเคออนมีวิถีเสรีเฉลี่ยประมาณ 7 fm ทำให้มันมีความเหมาะสมที่จะใช้เป็นเครื่องมือในการวัดความหนาแน่นของลูกไฟ(fireball)ที่เกิดขึ้นในการชนของไอออนหนัก

นอกจากนั้นอันตรกิริยาที่สถานะสุดท้าย เช่น การกระเจิงของเคออนกับนิวคลีออนแบบยืดหยุ่น หรือ การแพร่กระจายในศักย์ จะมีผลต่อการเคลื่อนที่ แต่จะไม่มีผลที่ได้โดยรวม(the total yield) ดังนั้นการสร้างอนุภาค K^+ ที่พลังงานต่ำกว่าพลังงานขีดเริ่ม เป็นเครื่องมือในอุดมคติอย่างหนึ่งในการวัดความหนาแน่นของสถานะนิวเคลียร์ กล่าวคือช่วยในการศึกษาสมการสถานะนิวเคลียร์ที่ความหนาแน่นสูงกว่าปกติ ในปฏิกิริยาของไอออนหนักขั้นสัมพัทธภาพ [84]

B.1 พลศาสตร์ควาเรียนต์ของอนุภาคเคออน

สมบัติของอนุภาคเคออนในสสารฮาดรอนที่หนาแน่นมีความสำคัญต่อการทำความเข้าใจ ทั้งการคืนสภาพของสมมาตรเชิงโคแรลและสมบัติของสสารนิวเคลียร์ที่ความหนาแน่นสูงเนื่องจากมีที่มาจากสัมพัทธภาพ สนามเฉลี่ยของเคออนมีโครงสร้างเป็นแบบเวกเตอร์-สเกลาร์-สัมพัทธภาพปกติ (the typical relativistic-scalar-vector-type) สำหรับนิวคลีออนจะมีโครงสร้างที่มาจากพลศาสตร์ควอนตัมเชิงฮาดรอน(Quantum Hadron Dynamics, QHD) ดังแสดงใน [85] การแยกของสนามเฉลี่ยทำได้โดยการรวมส่วนของสเกลาร์เข้าในมวลยังผลและส่วนของเวกเตอร์เข้าในโมเมนตัมยังผล ซึ่งนำไปสู่รูปแบบอนุภาคกึ่งอิสระในสสารนิวเคลียร์ [85]

จากลากรางเจียนเชิงโคแรล สมการสนามสำหรับ K^\pm หาได้จากสมการออยเลอร์-ลากราง

[86, 87] ได้ดังนี้

$$[\partial_\mu \partial^\mu \pm \frac{3i}{4f_\pi^{*2}} j_\mu \partial^\mu + (m_K^2 - \frac{\sum_{KN} \rho_s}{f_\pi^{*2}})] \phi_{K^\pm}(x) = 0 \quad (B.6)$$

ในที่นี้การประมาณค่าแบบสนามเฉลี่ยได้ถูกนำมาใช้ โดย ρ_s คือ ความหนาแน่นบาริออนเชิงสเกลาร์ (baryon scalar density) j_μ คือ กระแสบาริออนแบบเวกเตอร์สี่มิติ (the baryon four-vector current) และ f_π^* คือ ค่าคงตัวการสลายตัวของไพออนในตัวเอง และกำหนดศักย์เคออนแบบเวกเตอร์เป็น

$$V_\mu = \frac{3}{8f_\pi^{*2}} j_\mu \quad (B.7)$$

ทำให้สามารถเขียนสมการที่ (B.6) [38, 32] ได้เป็น

$$[(\partial_\mu \pm iV_\mu)^2 + m_K^{*2}] \phi_{K^\pm}(x) = 0 \quad (B.8)$$

ดังนั้นสนามเวกเตอร์ถูกใส่โดยการคู่ควบน้อยสุด(the minimal coupling) เข้าไปในสมการไคลน์-กอร์ดอน(the Klein-Gordon equation) และ จาก [88, 38, 89, 32] จะสามารถเขียนมวลยังผลของเคออนได้

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\sum_{KN} \rho_s}{f_\pi^{*2}} + V_\mu V^\mu} \quad (B.9)$$

เนื่องจากลักษณะเฉพาะของสสารแบบโบซอน (สปิน 1) การคู่ควบของสนามเชิงสเกลาร์กับมวล จะไม่เป็นแบบเชิงเส้นเหมือนกับบาริออน แต่จะอยู่ในรูปกำลังสองและมีเทอมที่เกี่ยวข้องกับสนามเวกเตอร์เพิ่มเติมด้วย มวลของอนุภาคยังผลกึ่งอิสระนิยามโดย (B.9) เป็นสเกลาร์แบบโลเรนทซ์(Lorentz scalar) และมีค่าตรงกับมวลของ K^+ และ K^- ในสสารนิวเคลียร์ที่นิ่ง องค์ประกอบทางตำแหน่งของศักย์เวกเตอร์จะไม่มี $V = 0$ และสมการที่ (B.8) จะถูกลดรูปลงไปดังแสดงในเอกสารอ้างอิง [86, 87] อย่างไรก็ตามโดยทั่วไปแล้วสมการที่ (B.8) จะอธิบายสมบัติโลเรนทซ์ที่ถูกต้อง ซึ่งสิ่งนี้จะไม่สามารถเห็นได้จากการคิดสนามเฉลี่ยเคออนตามปกติ [86, 87, 90, 91, 81, 92]

สมการโคเวเรียนต์ของการเคลื่อนที่หาได้ในขีดจำกัดแบบฉบับ (the classical limit) มาจากสมการ การนำพาแบบสัมพัทธภาพ(the relativistic transport equation)ของเคออน ซึ่งได้มาจากสมการที่ (B.8) ในทำนองเดียวกันสมการสัมพัทธภาพของสำหรับบาริออน [38, 32] จะได้เป็น

$$\frac{dq^\mu}{d\tau} = \frac{k^{*\mu}}{m_K^*}, \quad \frac{dk^{*\mu}}{d\tau} = \frac{k_\nu^*}{m_K^*} F^{\mu\nu} + \partial^\mu m_K^* \quad (B.10)$$

ในที่นี้ $q^\mu = (t, \mathbf{q})$ เป็นพิกัดในปริภูมิมินโควสกี(Minkowski space) และ $F^{\mu\nu} = \partial^\mu V^\nu - \partial^\nu V^\mu$ คือ เทนเซอร์ความแรงของสนาม(field strength tensor) ของ K^+ สำหรับ K^- สนาม

เวกเตอร์เปลี่ยนเครื่องหมาย ส่วนสมการการเคลื่อนที่ที่ยังเหมือนเดิม เพียงแต่เขียน $-F^{\mu\nu}$ แทน $F^{\mu\nu}$ โครงสร้างของสมการ (B.10) อาจดูง่ายขึ้นหากพิจารณาเฉพาะองค์ประกอบของตำแหน่ง

$$\frac{d\mathbf{k}^*}{dt} = -\frac{m_K^*}{E^*} \frac{\partial m_K^*}{\partial \mathbf{q}} \mp \frac{\partial V^0}{\partial \mathbf{q}} \pm \frac{\mathbf{k}^*}{E^*} \times \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{q}} \times \mathbf{V} \right) \quad (\text{B.11})$$

เมื่อเครื่องหมายข้างบนใช้สำหรับ K^+ และเครื่องหมายข้างล่างใช้สำหรับ K^- เทอมที่เป็นสัดส่วนกับองค์ประกอบทางตำแหน่งของศักย์เวกเตอร์ ขึ้นกับโมเมนตัมและเกี่ยวข้องกับแรงลอเรนทซ์ คือ เทอมสุดท้ายของสมการ(B.11) โดยแรงนี้จะขึ้นกับความเร็ว ($v = \mathbf{k}^*/E^*$) ซึ่งเป็นลักษณะของพลศาสตร์สัมพัทธภาพที่มีสนามเวกเตอร์มาเกี่ยวข้อง

ถ้าสมการการเคลื่อนที่ได้มาจากศักย์สถิตย์ [32]

$$U(\rho, \mathbf{k}) = \omega(\rho, \mathbf{k}) - \omega_0(\mathbf{k}) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^{*2}} \rho_s + V_0^2 \pm V_0} - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2} \quad (\text{B.12})$$

ซึ่งเทอมที่มีลักษณะของแรงลอเรนทซ์ (LF) จะหายไป การพิจารณาแบบไม่โควาริเียนต์จะถูกกำหนดโดยโมเมนตัมแบบบัญญัติ(canonical momenta, k) แทนโมเมนตัมแบบพลศาสตร์(kinetic momenta, k^*) โดยสมการการเคลื่อนที่กลายเป็น

$$\frac{d\mathbf{k}}{dt} = -\frac{m_K^*}{E^*} \frac{\partial m_K^*}{\partial \mathbf{q}} \mp \frac{\partial V^0}{\partial \mathbf{q}} \pm v_i \frac{\partial V_i}{\partial \mathbf{q}} \quad (\text{B.13})$$

เมื่อความเร็วของเคออน $v = \mathbf{k}^*/E^*$

เพื่อให้สอดคล้องกับการอนุรักษ์พลังงานและโมเมนตัม เราจะเขียนเงื่อนไขระดับชั้นมวล(the mass-shell condition)(B.8) ในเทอมของโมเมนตัมแบบบัญญัติ

$$0 = k_\mu^{*2} - m_K^{*2} = k_\mu^2 - m_K^2 - 2m_K U_{opt} \quad (\text{B.14})$$

ซึ่ง

$$U_{opt}(\rho, \mathbf{k}) = -\Sigma_S + \frac{1}{m_K} k_\mu V^\mu + \frac{\Sigma_S^2 - V_\mu^2}{2m_K} \quad (\text{B.15})$$

ในที่นี้เราเรียก $\Sigma_S = m_K^* - m_K$ ว่า พลังงานรวมในตัวของเคออนแบบสเกลาร์(the total scalar kaon self-energy) และ เนื่องจาก U_{opt} เป็นสเกลาร์แบบลอเรนทซ์ที่ถูกผนวกเข้าไปในมวลยังผล

$$\tilde{m}_K(\rho, \mathbf{k}) = \sqrt{m_K^2 + 2m_K U_{opt}(\rho, \mathbf{k})} \quad (\text{B.16})$$

ซึ่งกำหนดโมเมนตัมแบบบัญญัติบนระดับชั้นมวล ดังนี้

$$0 = k_\mu^{*2} - m_K^{*2} = k_\mu^2 - \tilde{m}_K^2 \quad (\text{B.17})$$

โดยนิยามแล้ว \tilde{m}_K เป็น สเกลาร์ แตกต่างจาก m_K^* ซึ่งเทียบได้กับมวลดิแรก (the Dirac mass) ในกรณีของนิวคลีออน \tilde{m}_K นั้นจะรวมเอาศักย์เชิงแสงทั้งหมด (the full optical potential) และสอดคล้องกับพลังงาน ω ที่โมเมนตัมเป็นศูนย์

B.2 การไหลรวมอนุภาค K^+ ภายใต้พลศาสตร์ควาเรียนต์เคออน จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV โดยใช้แบบจำลอง QMD

ศึกษาหาค่าพารามิเตอร์ผลการทดลองจากห้องปฏิบัติการของกลุ่ม KaoS Collaboration [65, 32].

เรื่องการไหลรวม ของ อนุภาค K^+ ภายใต้พลศาสตร์ควาเรียนต์เคออน จากการชนของ $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV เพื่อหาพารามิเตอร์ ในการคำนวณการไหลรวมของอนุภาค K^+ ภายใต้พลศาสตร์ควาเรียนต์เคออน โดยใช้แบบจำลอง QMD

ลักษณะของการไหลแบบกลุ่มของลำอนุภาคเคออนที่เกิดขึ้นภายหลังการชนแบ่งได้เป็น 3 แบบ [22] คือ

1) การไหลเชิงตรง (direct flow)

$$v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_t} \right\rangle \quad (\text{B.18})$$

p_x = การส่งผ่านโมเมนตัมในแนวแกน x

p_y = การส่งผ่านโมเมนตัมในแนวแกน y

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{B.19})$$

$$y^0 = \frac{y_{cm}}{y_{proj}} \quad (\text{B.20})$$

y_{cm} = แรพิตติ์ของเคออนในระบบศูนย์กลางมวล

y_{proj} = แรพิตติ์ของเคออนในระบบกรอบปฏิบัติการ

2) การไหลแบบวงรี (The elliptic flow) ถ้าให้ลำของอนุภาคที่เคลื่อนที่เข้าชนกันอยู่ในแกน z และระนาบการเกิดปฏิกิริยา (reaction plane) อยู่ในแนว x-z แล้ว การไหลแบบวงรีจะถูกกำหนดโดยผลต่างของกำลังสองของโมเมนตัมตามแนวขวางในแนว x และ y

$$v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle$$

3) การไหลตามแนวรัศมี (The radial flow) ในการชนแบบผ่านจุดศูนย์กลาง ซึ่งพารามิเตอร์การกระทบมีค่าเป็นศูนย์ จะไม่พบการไหลตามขวางและการไหลแบบวงรี มีก็แต่เพียงการไหลตามแนวรัศมี

ความสำคัญของการไหลแบบกลุ่มคือ หากเกิดปรากฏการณ์ควาร์กกลูออนพลาสมาจะทำให้เกรเดียนของความดันลดลง เนื่องจากองศาของควาเสรี (degree of freedom) มีมากขึ้น ส่งผลให้ การไหลแบบกลุ่มน้อยลง และเมื่อเพิ่มพลังงานของการชนให้มากขึ้นเช่นการทดลองที่ RHIC การไหลตามขวางจะมีค่าลดลงในขณะที่การไหลแบบวงรีจะมีค่าสูงขึ้น

ภาคผนวก C

แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล

แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล เป็นแบบจำลองสำหรับศึกษาการชนของไอออนหนัก ที่พัฒนาจากแบบจำลองพลศาสตร์เชิงโมเลกุลแบบฉบับ (Classical molecular dynamics) [93, 94] ซึ่งแบบจำลองนี้เป็นทฤษฎีของระบบหลายวัตถุ(N-body theory) โดยข้อมูลทั้งหมดของระบบสามารถคำนวณได้จากการหาผลเฉลยของสมการลิววิลล์แบบหลายวัตถุ(N-body Liouville equation)

วิธีการหาผลเฉลยสามารถทำได้หลายวิธี หากพิจารณาแนวคิดของ Boltzmann-Uhlenbeck-Uehling (BUU) หรือของ Vlasov-Uhlenbeck-Uehling (VUU) ซึ่งเป็นการคิดตามทฤษฎีของหลายวัตถุอย่างแท้จริง โดยเราจะต้องติดตามตำแหน่งและโมเมนตัมของทุกอนุภาค แล้วคำนวณการวิวัฒนาการทางเวลา (the time evolution) ของเมตริกซ์ความหนาแน่นของหลายวัตถุ (the N-body density matrix) แล้วใช้วิธีการคำนวณเชิงตัวเลขเพื่อที่จะหาค่าเฉลี่ยของทุกอย่างองค์ประกอบ (ensemble) เช่น สหสัมพันธ์การผสม (mixing correlation) และการขึ้นๆลงๆ (fluctuation) ระหว่างแต่ละองค์ประกอบ อย่างไรก็ตามความสามารถในการทำนายผลต่างๆของแนวคิดแบบ BUU และ VUU จะถูกจำกัดแค่เพียงการสังเกตวัตถุทีละ 1 อนุภาคเท่านั้น

ในแบบจำลอง QMD จะมีลักษณะสำคัญบางประการทางควอนตัมได้ถูกรวมเข้าไป เช่น การชนระหว่างนิวคลีออนจะเป็นแบบปิดพอลิ (Pauli blocked) กล่าวคือ การชนจะเกิดขึ้นได้ก็ต่อเมื่อในปริภูมิเฟส มีสถานะควอนตัมที่ยังว่างอยู่ ทำให้นิวคลีออนที่กระเจิงไปสามารถเข้าครอบครองได้ นอกจากนั้น แอมพลิจูดการกระเจิงจะไม่สามารถบ่งบอกถึงสัมพันธ์ระหว่างมุมกระเจิงกับพารามิเตอร์การกระทบได้ นั่นคือเราจะทราบเพียงแค่ว่ากำลังสองของแอมพลิจูดการกระเจิงเป็นค่าเดียวกับการแจกแจงความน่าจะเป็น(probability distribution)เท่านั้น ส่วนมุมกระเจิงและการขวางกั้นการชนซึ่งนำนิวคลีออนในปริภูมิเฟสที่มีการเข้าครอบครองบางส่วนจะถูกคิดโดยวิธีการทางสถิติ ซึ่งการคิดแบบนี้ทำลายสมบัติการผันกลับได้ทางเวลา (the time reversibility)

ของสมการแบบฉบับ อย่างไรก็ตามก็แบบจำลองนี้ยังให้ผลเฉลยของระบบหลายวัตถุโดยไม่ลดรูปเป็นแบบวัตถุเดี่ยวและให้ข้อมูลของการวิวัฒนาการทางเวลาของสหสัมพันธ์ทั้งหมด

แบบจำลองระดับจุลทรรศน์เหล่านี้มีลักษณะเป็นแบบอลวน (chaotic) ซึ่งจุดสองจุดในปริภูมิเฟสที่อยู่ติดกันในปริภูมิเฟสที่มีมิติ $A_T + A_P$ จะลู่ออกแบบชี้กำลังโดยเป็นฟังก์ชันของเวลา นอกจากนี้ในระบบควอนตัมเรายังไม่สามารถกำหนดค่าที่แน่นอนของพารามิเตอร์การกระทบให้เที่ยงกว่า $\Delta b > h/\Delta P$ ดังนั้นแทนที่จะแปรผันพารามิเตอร์การกระทบ บนบริเวณนี้เราจะเริ่มต้นด้วยการเลือกตำแหน่งและโมเมนตัมของแต่ละอนุภาคเป็นแบบสุ่ม ซึ่งการจำลองสถานะการณการชนของไอออนหนักโดยใช้แบบจำลอง QMD นั้นจะมีสองส่วนที่สำคัญคือ การเริ่มต้นของนิวคลีออนที่เข้าชนกับนิวคลีออนที่เป็นเป้าหมาย และการวิวัฒนาการทางเวลาของระบบ $A_T + A_P$

การเริ่มต้น

เมื่อเปรียบเทียบระบบควอนตัมที่ขึ้นกับเวลาของฮาร์ทรีฟ็อก (the time-dependent Hartree-Fock, TDHF) กับระบบสนามเฉลี่ยแบบฉบับของเวลาชอฟ (the classical Vlasov mean field system) เราพบว่าสมการวิวัฒนาการทางเวลาของความหนาแน่นทางนิวเคลียร์ สำหรับพลังงานของลำที่มากกว่า 25 MeV ต่อนิวคลีออนมีค่าเกือบเหมือนกัน ทั้งๆที่ สถานะเริ่มต้นของทั้งสองระบบแตกต่างกัน โดยที่ความหนาแน่นเริ่มต้นของ TDHF คำนวณจาก สเลเตอร์ดีเทอร์มิแนนต์ (Slater determinant) ในขณะที่ของเวลาชอฟเริ่มจากพิจารณาอนุภาคที่เป็นจุดกระจายอยู่แบบสุ่มในทรงกลมรัศมี $r = 1.44A^{1/3}$ fm สอดคล้องกับความหนาแน่นสสารทางนิวเคลียร์ปกติที่ 0.16 nucleons/fm³ จากผลที่ได้ทำให้สามารถสรุปได้ว่าที่พลังงานนี้รายละเอียดของฟังก์ชันคลื่นมีผลเพียงเล็กน้อยต่อการวิวัฒนาการทางเวลาของสมบัติโดยรวมของสสารโดยเฉพาะอย่างยิ่งกับอนุภาคเพียงหนึ่งอนุภาคที่เราทำการสังเกต

ในแบบจำลอง QMD แต่ละนิวคลีออนจะแทนด้วยสถานะอาพันธ์ (coherent state) ในรูปของ (ใช้ \hbar และ c เท่ากับ 1)

$$\psi(\vec{r}, \vec{p}_0, t) = \frac{\exp[i\vec{p}_0 \cdot (\vec{r} - \vec{r}_0)]}{(2\pi L)^{3/4}} e^{-(\vec{r} - \vec{r}_0)^2/4L} \quad (C.1)$$

เมื่อ \vec{r}_0 เป็นศูนย์กลางที่ขึ้นกับเวลาของกลุ่มคลื่นแบบเกาส์ (the Gaussian wave packet) ในปริภูมิพิกัด (coordinate space) โดยความกว้างของสถานะอาพันธ์จะเพิ่มขึ้นเป็นฟังก์ชันของเวลาถ้ามีการแผ่ด้วยสมการชเรอดิงเงอร์แบบอิสระ ในแบบจำลอง QMD ความกว้าง L เป็นค่าคงที่หมายถึงเราไม่อนุญาตให้มีการกระจายของฟังก์ชันคลื่น มิฉะนั้นทั้งนิวเคลียสจะมีการการกระจาย ในปริภูมิพิกัดโดยเป็นฟังก์ชันของเวลา ค่า $L = 1.08 \text{ fm}^2$ สอดคล้องกับรากกำลังสองเฉลี่ยของรัศมีนิวคลีออน เพื่อที่จะให้ใกล้เคียงกับทฤษฎีการขนส่งแบบฉบับ (the classical transport theory) และเราจะใช้ความหนาแน่นแบบวิกเนอร์ (the Wigner density) แทนที่ฟังก์ชันคลื่น โดยการ

แปลงแบบวิกเนอร์ (the Wigner transformation) ของสถานะอาพันธ์คือรูปแบบเกาส์ในปริภูมิ พิกัดและโมเมนตัม นั่นคือ

$$\begin{aligned} f(\vec{r}, \vec{p}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-\vec{p} \cdot \vec{r}_{12}} \psi\left(\frac{\vec{r} + \vec{r}_{12}}{2}, t\right) \psi^*\left(\frac{\vec{r} - \vec{r}_{12}}{2}, t\right) d^3 \vec{r}_{12} \\ &= \frac{1}{(\pi)^3} \exp[-(\vec{r} - \vec{r}_0)^2/2L - (\vec{p} - \vec{p}_0)^2 \cdot 2L] \end{aligned} \quad (C.2)$$

ความหนาแน่นวิกเนอร์แบบหลายวัตถุ เป็นผลคูณตรง (the direct product) ของความหนาแน่น วิกเนอร์ของสถานะอาพันธ์หลายสถานะ

$$f^N(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N; \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N; t) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{(\pi)^3} e^{-(\vec{r}_i - \vec{r}_{i0})^2/2L - (\vec{p}_i - \vec{p}_{i0})^2 \cdot 2L} \quad (C.3)$$

การแทนวิกเนอร์(the Wigner representation)ของกลุ่มคลื่นแบบเกาส์จะต้องสอดคล้อง ตามหลักความไม่แน่นอน $\Delta r_x \Delta p_x = \hbar/2$ โดยความหนาแน่นในปริภูมิพิกัดสามารถหาได้จากกา รอินทิกรัลโมเมนตัมบนความหนาแน่นวิกเนอร์

$$\begin{aligned} \rho(\vec{r}, t) &= \sum_{i=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \int f^N(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N; \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N; t) d^3 \vec{p}_1 \dots d^3 \vec{p}_N d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_N \\ &= \sum_i \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} e^{-(\vec{r} - \vec{r}_{i0})^2/2L} \end{aligned} \quad (C.4)$$

การเลือกศูนย์กลางของ $A_T + A_P$ แบบเกาส์โดยวิธีสุ่มในปริภูมิพิกัดและเวลานั้นไม่เพียงพอที่ จะรักษาเสถียรภาพของนิวคลีออนได้นานเพียงพอ เนื่องจากการขึ้นๆลงๆ จะมีเลขสุ่มจำนวน จำกัที่ไม่สร้างสถานะพื้นของนิวเคลียสแต่จะสร้างสถานะที่ถูกกระตุ้นที่สลายตัวโดยปลดปล่อย นิวคลีออน เวลาที่นิวเคลียสเสถียรแสดงถึงลิมิตบนของพลังงานที่สถานะถูกกระตุ้นจะคงไว้ได้

สถานะเฉพาะ(eigenstates)ของฮามิลโตเนียนจะสอดคล้องกับหลักความไม่แน่นอน ความ แปรปรวนของ $\Delta x \Delta P_x$ ของฟังก์ชันเฉพาะ(eigenfunctions)สองค่าที่อยู่ใกล้กัน จะแตกต่างกัน $\hbar/2$ กล่าวคือแต่ละระดับจะเติมปริมาตรของ h^3 ในปริภูมิอวกาศ ถ้าระบบอยู่ในสถานะพื้น ปริภูมิเฟสจะถูกเติมอย่างหนาแน่นจนถึงค่าสูงสุดในปริภูมิพิกัดและเวลา โดยไม่มีช่องว่างเหลือ อยู่ ซึ่งนี่ก็คือสมบัติของสถานะพื้นนั่นเอง การเริ่มต้นของสถานะพื้นของนิวเคลียส A นั้นก่อนอื่น เราต้องกำหนดตำแหน่งของนิวคลีออนในทรงกลมรัศมี $r = 1.12A^{1/3}$ fm โดยเลือกเลขสุ่มที่มี ระยะระหว่างศูนย์กลางน้อยของสองนิวคลีออนที่ไม่น้อยกว่า $r_{min}=1.5$ fm ในขั้นต่อไปเป็นให้ กำหนดศักย์เฉพาะที่ (the local potential) $U(r)$ ที่เกิดจากนิวคลีออนอื่นที่ศูนย์กลางแบบเกา ส์ โมเมนตัมของเฟอร์มิแบบเฉพาะที่ (the local Fermi momentum) จะถูกกำหนดโดยความ สัมพันธ์ $p_F(r_{i0}) = \sqrt{2mU(r_{i0})}$ เมื่อ $U(r_{i0})$ คือพลังงานศักย์ของอนุภาคตัวที่ i ชั้นตอนสุดท้าย โมเมนตัมของทุกอนุภาคจะถูกสุ่มค่าระหว่างศูนย์กลางถึงค่าโมเมนตัมของเฟอร์มิแบบเฉพาะที่ ทั้งนี้จะ

ไม่ใช่ค่าสุ่มของอนุภาคคู่ใดๆที่ใกล้กันน้อยกว่า $(r_i - r_j)^2(p_i - p_j)^2 = d_{min}$ ซึ่งโดยปกติแล้ว มีเพียงหนึ่งในห้าหมื่นของการเริ่มต้นเท่านั้นที่สามารถนำมาใช้ได้ ภายใต้เงื่อนไขเหล่านี้ อย่างไรก็ตาม เวลาที่ใช้ในการคำนวณบนคอมพิวเตอร์ก็ยิ่งสั้นกว่าเมื่อเทียบกับเวลาของการคำนวณการแพร่ขยาย

การแพร่กระจาย(Propagation)

นิเวศศาสตร์ที่ได้กำหนดเงื่อนไขการเริ่มต้นไว้แล้วจะถูกเพิ่มความเร็วให้วิ่งเข้าหากันโดยใช้ความเร็วของศูนย์กลางมวลแบบจลศาสตร์สัมพัทธภาพ (relativistic kinematics) โดยศูนย์กลางของอนุภาคที่เข้าชนและอนุภาคเป้าหมายจะเคลื่อนที่ตามแนววิถีคูลอมบ์จนถึงระยะห่างไม่เกิน 2 fm ซึ่งวัดจากผิวของอนุภาคเข้าชนถึงผิวของอนุภาคเป้าหมาย ทั้งนี้การที่เรารักษาความกว้างของเกาส์เซียนให้คงที่ ทำให้การวิวัฒนาการเวลาของการแจกแจงวัตถุ A ถูกกำหนดโดยการเคลื่อนที่ของเซตทรอยด์ของเกาส์เซียน (r_{i0}, p_{i0}) ซึ่งแพร่ขยายโดยวงเล็บปัวซอง(Poisson brackets)

$$\dot{p}_{i0} = \{p_{i0}, H\} = \{p_{i0}, T + U\} \quad (C.5)$$

และ

$$\dot{r}_{i0} = \{r_{i0}, H\} = \{r_{i0}, T + U\} \quad (C.6)$$

ในที่นี้ T คือพลังงานจลน์ และ U คือพลังงานรวมของนิวคลีออนทั้งหมด จากนั้นจะหาผลเฉลยของสมการเชิงอนุพันธ์นี้ได้โดยใช้ รุทีนการหาปริพันธ์แบบออยเลอร์ (Eulerian integration routine) ที่ขึ้นเวลา(time step) (Δt) คงที่

$$p_{i0}(n+1) = p_{i0}(n) - \nabla_{r_{i0}} U_i \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t \quad (C.7)$$

$$r_{i0} \left(n + \frac{1}{2} \right) = r_{i0} \left(n - \frac{1}{2} \right) + \frac{p_{i0}(n)}{[p_{i0}(n)^2 + m_i^2]^{1/2}} \Delta t + \nabla_{p_{i0}} U_i \left(n - \frac{1}{2} \right) \Delta t \quad (C.8)$$

อนุภาคทั้งหลายจะการกระทำโต้ตอบกันเป็นอันตรกิริยาแบบสองและสามวัตถุ ซึ่งเป็นสิ่งจำเป็นหากต้องการให้การขึ้นๆลงๆและสหสัมพันธ์คงสภาพ เราพิจารณาระบบให้ประกอบด้วยอันตรกิริยาแบบพิสัยสั้น(the short range interaction)ระหว่างนิวคลีออนมีส่วนรับผิดชอบต่อสมบัติโดยรวมของระบบ เป็นอันตรกิริยาชนิดสเกิร์มแบบเฉพาะที่(the local Skyrme-type interaction) และเพิ่มเติมอันตรกิริยาแบบพิสัยยาวแบบยูกาวา (the long range Yukawa interaction) ที่มีความจำเป็นในการทดแทนที่ผิว และ อันตรกิริยาแบบคูลอมบ์ (Coulomb interaction) ทำให้สามารถเขียนอันตรกิริยาสถิตโดยรวมได้เป็น

$$V^{tot} = V^{loc} + V^{Yuk} + V^{Coul} \quad (C.9)$$

เมื่อแต่ละเทอมแสดงได้ดังนี้

$$V^{loc} = t_1\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + t_2\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) \quad (C.10)$$

$$V^{Yuk} = t_3 \frac{e^{-|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|/m} \quad (C.11)$$

โดย $m = 0.8 \text{ fm}$ และ $t_3 = -6.66 \text{ MeV}$ ซึ่งพารามิเตอร์เหล่านี้จะทำให้รักษาสภาพพื้นผิวนิวเคลียร์ไว้ได้

พลังงานรวม H_i ของอนุภาค i เป็นผลรวมของพลังงานจลน์และพลังงานศักย์

$$H_i = T_i + U_i = T_i + \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} U_{ij}^{(2)} + \frac{1}{3!} \sum_{jk \neq i} U_{ijk}^{(3)} \quad (C.12)$$

โดย T_i คือพลังงานจลน์ของอนุภาค i ส่วนเทอมต่างๆของพลังงานศักย์แสดงได้ดังนี้

$$\begin{aligned} U_i^{(2)}(t) &= \sum_{j \neq i} U_{ij}^{(2)} = \sum_{j \neq i} \int f_i(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i, t) f_j(\mathbf{r}_j, \mathbf{p}_j, t) V^{(2)}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) d^3r_i d^3p_i d^3r_j d^3p_j \\ &= U_{i loc}^{(2)} + U_{i Yuk}^{(2)} + U_{i Coul}^{(2)} \end{aligned} \quad (C.13)$$

ซึ่ง

$$U_{i loc}^{(2)} = t_1 \rho(\mathbf{r}_{i0}) \quad (C.14)$$

เมื่อความหนาแน่นอันตรกิริยา (the interaction density) $\rho(\mathbf{r}_{i0})$ คือ

$$\rho(\mathbf{r}_{i0}) = \frac{1}{(4\pi L)^{3/2}} \sum_{j \neq i} e^{-(\mathbf{r}_{i0} - \mathbf{r}_{j0})^2/4L} \quad (C.15)$$

ความหนาแน่นอันตรกิริยามีค่าเป็นสองเท่าของความกว้างของความหนาแน่นของอนุภาคเดี่ยว(the single particle density)

$$\begin{aligned} U_{i Yuk}^{(2)} &= \sum_{j \neq i} U_{ij Yuk}^{(2)} \\ &= t_3 \sum_{j \neq i} \frac{e^{L/m^2}}{r_{ij}/2m} \left\{ e^{-r_{ij}/m} \left[1 - \Phi \left(\frac{\sqrt{L}}{m} - \frac{r_{ij}}{2\sqrt{L}} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - e^{r_{ij}/m} \left[1 - \Phi \left(\frac{\sqrt{L}}{m} + \frac{r_{ij}}{2L} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (C.16)$$

ในที่นี้ $\Phi(x)$ คือฟังก์ชันค่าคลาดเคลื่อน(the error function) $U_{iCoul}^{(2)}$ คือ พลังงานคูลอมบ์(the Coulomb energy) ขณะที่ศักย์ของสามวัตถุเมื่อ $\nu = 2$ กำหนดโดย

$$\begin{aligned}
U_i^{(3)} &= \sum_{j,k;j,k \neq i,k \neq j} U_{ijk}^{(3)} \\
&= t_2 \sum_{j,k;j,k \neq i,k \neq j} \int f_i(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t) f_j(\vec{r}_j, \vec{p}_j, t) f_k(\vec{r}_k, \vec{p}_k, t) \\
&\quad \times V^{(3)} d^3 \vec{r}_i d^3 \vec{p}_i d^3 \vec{r}_j d^3 \vec{p}_j d^3 \vec{r}_k d^3 \vec{p}_k \\
&= \frac{t_2}{(2\pi L)^3 3^{3/2}} \\
&\quad \times \sum_{j,k;j,k \neq i,k \neq j} \exp\{[(\vec{r}_{i0} - \vec{r}_{j0})^2 + (\vec{r}_{i0} - \vec{r}_{k0})^2 + (\vec{r}_{j0} - \vec{r}_{k0})^2]/6L\} \\
&\approx \frac{t_2}{(2\pi L)^3 3^{3/2}} \sum_{j,k;j,k \neq i} \exp[(\vec{r}_{i0} - \vec{r}_{j0})^2 + (\vec{r}_{i0} - \vec{r}_{k0})^2]/4L \\
&\approx \frac{t_2 (4\pi L)^{3\nu/2}}{(2\pi L)^{3(\nu-1)/2} (\nu+1)^{3/2}} \rho_i^\nu(\vec{r}_{i0}) \tag{C.17}
\end{aligned}$$

ค่าคาดหวังของพลังงานรวมคือ

$$E = \sum_i [T_i + \frac{1}{2} U_i^{(2)} + \frac{1}{3!} U_i^{(3)}] \tag{C.18}$$

เมื่อดัชนีตัวบนแสดงถึงอันตรกิริยาระหว่างสองและสามวัตถุตามลำดับ

ต่อไปเราต้องกำหนดพารามิเตอร์ $t_1 - t_3$ โดยเริ่มจากการสังเกตว่าในสสารนิวเคลียร์นั้นความหนาแน่นคงตัว $U^{(2)}$ แปรผันตรงกับ ρ/ρ_0 ในสสารนิวเคลียร์ที่สปินอิ่มตัว(spin saturated nuclear matter) จะพบว่าอันตรกิริยาระหว่างสามวัตถุสมมูลกับอันตรกิริยาสองวัตถุที่ขึ้นกับความหนาแน่น ถ้าสมมติให้ความหนาแน่นไม่แปรผันมากนักในช่วงระยะระหว่างสองวัตถุ จะได้ว่า $U^{(3)}$ แปรผันตรงกับ $(\rho/\rho_0)^2$ ข้อสังเกตนี้ทำให้เราสามารถเชื่อมโยง ระหว่างพารามิเตอร์เข้ากับสมบัติของสสารนิวเคลียร์ได้ จึงสามารถเขียนศักย์ในสสารนิวเคลียร์ได้เป็น

$$U^{loc} = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \tag{C.19}$$

ศักย์นี้จะมีพารามิเตอร์อิสระสองตัว ซึ่งสามารถหาได้จากเงื่อนไขที่กล่าวว่างพลังงานยึดเหนี่ยวของสสารนิวเคลียร์ที่ความหนาแน่นปกติมีค่าเฉลี่ยเท่ากับ 16 MeV และพลังงานรวมจะมีค่าน้อยสุดที่ ρ_0 การปรับพารามิเตอร์สองตัวนี้จะให้ค่าของสภาพอัดได้ (compressibility) ออกมาด้วย เพื่อที่จะศึกษาผลของสภาพอัดได้เราสามารถเขียนศักย์ให้อยู่ในรูปทั่วไป

$$U^{loc} = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \tag{C.20}$$

จะเห็นว่าขณะนี้มีการใส่พารามิเตอร์ตัวที่สามเข้าไป เพื่อที่จะทำให้สภาพอัดได้จะไม่ขึ้นกับปริมาณอื่นๆ และยังสามารถตีความโดยนำไปเทียบกับศักย์ระหว่างนิวคลีออนจะได้ว่า ν ด้วย γ ส่วนพารามิเตอร์ α จะสัมพันธ์กับศักย์ยูคาวา ซึ่งกระจายแบบเทย์เลอร์ได้ดังนี้

$$U_{Yuk} \sim \int d^3\vec{r} \int d^3\vec{r}' \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/m}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/m} \rho(\vec{r})\rho(\vec{r}') \\ = 4\pi m^3 \left\{ \int d^3\vec{r} \rho^2(\vec{r}) + m^2 \int d^3\vec{r} [\rho(\vec{r}) \nabla^2 \rho(\vec{r})] \right\} \quad (C.21)$$

ในที่นี้ α มีค่า

$$\alpha \sim t_1 - 4\pi m^3 t_3 \quad (C.22)$$

ค่าสัมพัทธ์ระหว่าง t_1 และ t_2 และพารามิเตอร์ m จะถูกปรับเพื่อให้ค่าพลังงานยึดเหนี่ยวมีค่าที่สมเหตุสมผลตามจำนวนนิวคลีอัสที่มีอยู่จำกัด ซึ่งค่า $t_2 = 10$ MeV และ $m = 0.8$ fm ให้ $E/A = 6-14$ MeV สำหรับนิวคลีอัส A ตั้งแต่ 7 ถึง 200 ส่วนสัมประสิทธิ์ที่สอดคล้องกันระหว่าง α กับ t_1 และระหว่าง β กับ t_2 จะหาได้จากการคำนวณเชิงตัวเลข

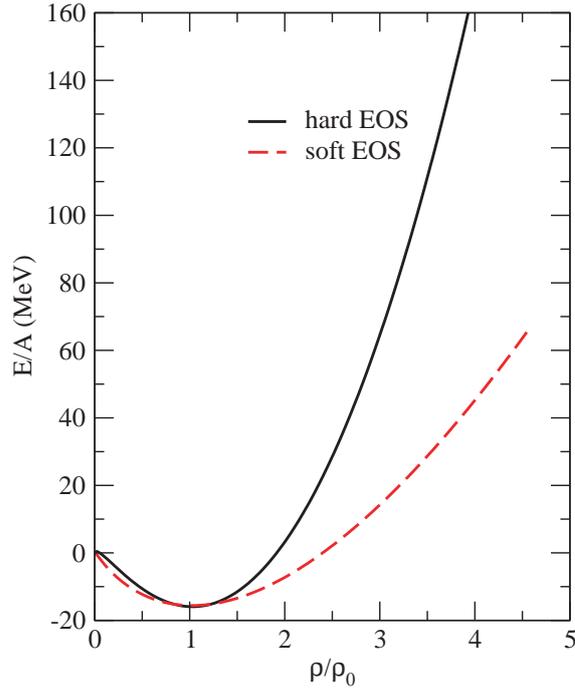
อย่างไรก็ตามเราต้องการเน้นว่าสำหรับวิธีการแพร่ขยายจริงๆแล้ว อันตรกิริยาที่ขัดแย้งของสองและสามวัตถุจะถูกใช้ไม่ใช่ศักย์ของของสสารนิวเคลียร์ ซึ่งเรื่องนี้มีผลสำคัญเนื่องจากการสมมูลของปริมาณทั้งสองจะเป็นจริงเฉพาะในสสารนิวเคลียร์ แต่ไม่จริงในระบบที่มีจำนวนนิวคลีอัสจำกัด การสมมูลนี้สามารถใช้เชื่อมโยงพารามิเตอร์ $t_1 - t_3$ กับสมบัติสสารนิวเคลียร์หรือสมการสถานะทางนิวเคลียร์ ทำให้เราสามารถศึกษารายละเอียดสมการสถานะทางนิวเคลียร์ที่เกิดขึ้นในระบบการชนของไอออนหนักแบบต่างๆ ในสสารนิวเคลียร์จะมีการปรับอันตรกิริยาของสองและสามวัตถุ เล็กน้อยเพื่อให้สอดคล้องกับอันตรกิริยาที่ขึ้นกับความหนาแน่น

ในการชนของไอออนหนัก โดยรูปที่ (C.1) แสดงถึงการขึ้นกับความหนาแน่นของพลังงานที่สถานะพื้นต่ออนุภาคในสสารนิวเคลียร์สำหรับพารามิเตอร์ที่แตกต่างกันสองชุด รายละเอียดชุดพารามิเตอร์ที่ใช้ในสมการที่ (C.20) จะแสดงดังตารางที่ (C.1)

ตารางที่ C.1: พารามิเตอร์ที่ใช้ในสมการที่ (C.20) สำหรับสมการสถานะทางนิวเคลียร์แบบแข็ง (hard EOS) และแบบอ่อน (soft EOS)

K	α	β	γ	EOS
200 MeV	-356 MeV	303 MeV	$\frac{7}{6}$	S
380 MeV	-124 MeV	70.5 MeV	2	H

ลักษณะของศักย์ระหว่างนิวคลีออนสามารถเพิ่มเติมโดยใช้อันตรกิริยาที่ขึ้นกับโมเมนตัม [95, 96, 97] สำหรับสภาพอัดได้การเพิ่มเติมอันตรกิริยาที่ขึ้นกับโมเมนตัมนี้จะไม่เปลี่ยนแปลง



รูปที่ C.1: สมการสถานะ แสดงถึงการขึ้นกับความหนาแน่นของพลังงานต่ออนุภาคในสสารนิวเคลียร์ ที่อุณหภูมิ $T = 0$ สำหรับพารามิเตอร์ที่แตกต่างกันสองชุด

ของพลังงานในสสารนิวเคลียร์ แต่จะมีผลต่อพลศาสตร์ของการชนของไอออนหนัก ดังนั้นในการคำนวณนี้เราใช้แรงสเกอร์มที่ขึ้นกับโมเมนตัม (the momentum dependent Skyrme force)

การชน

การกระเจิงของนิวคลีออนในสสารนิวเคลียร์ในการขยายตัวที่ความหนาแน่นต่ำสามารถอธิบายได้ด้วยเทอมของเมตริกซ์ g [98]

$$g(E) = V + V \frac{Q}{E - e + i\varepsilon} g(E) \quad (C.23)$$

เมื่อ Q คือ ตัวดำเนินการพอลี (the Pauli operator) ที่กระทำบนสถานะที่ไม่มีการครอบครอง และ e คือพลังงานที่สถานะระหว่างกลาง $e = p_1^2/2m + p_2^2/2m + U(p_1) + U(p_2)$

ในแบบจำลอง QMD การจำลองจะถูกจำกัดที่การชนที่ละคู่ โดยใช้การชนของอนุภาคเสมือนจุดเช่นเดียวกับแบบจำลอง VUU หรือ cascade code [99] อนุภาคทั้งสองตัวนี้จะชนกันถ้าระยะห่างต่ำสุดหรือระยะระหว่างเซนทรอยด์ของเกาส์เซียน ในระบบศูนย์กลางมวลจะเป็นไปตามข้อกำหนด

$$d \leq d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}} \quad (C.24)$$

นอกจากนี้พารามิเตอร์ที่ใช้อธิบายในศักระหว่างนิวคลีออนแล้ว ภาคตัดขวางจะเป็นอีกส่วนสำคัญของแบบจำลอง ตามหลักแล้วปริมาณทั้งสองสามารถเชื่อมโยงและหาได้จากทฤษฎีของบรูคเนอร์(Brueckner theory) การคำนวณในแบบจำลอง QMD จะใช้ภาคตัดขวางและศักร์จากการแจกแจงปริภูมิเฟสเฉพาะที่ (the local phase space distributions) ซึ่งกล่าวไว้ใน [100] การจำลองใช้เวลานานเนื่องจากภาคตัดขวางและศักร์ขึ้นกับประชากรปริภูมิเฟสเฉพาะที่ (the local phase space population) ภายในกรอบของการใช้ภาคตัดขวางอิสระ เราอาจใช้ภาคตัดขวางของกระบวนการเป็นพารามิเตอร์เพื่อหาค่าที่เหมาะสมสอดคล้องกับผลการทดลอง ในกรณีที่ไม่ทราบค่าภาคตัดขวาง สมมาตรของไอโซสปิน (isospin symmetry) และการผันกลับของเวลา จะถูกนำมาใช้

ภาคตัดขวางจะถูกลดรูปเป็นภาคตัดขวางยังผลโดยใช้การปิดพอลิ(Pauli blocking)สำหรับในแต่ละเหตุการณ์ของการชนจะมีการตรวจสอบความหนาแน่นปริภูมิเฟส(the phase space densities) ที่สถานะสุดท้ายว่าสอดคล้องกับ หลักของพอลิ(the Pauli principle ($P \leq 1$) ซึ่งปริภูมิเฟสของในแบบจำลอง QMD ไม่ได้ไม่ต่อเนื่องในเซลล์มูลฐานเหมือนแบบจำลองวัตถุเดี่ยวเช่น VUU เพื่อที่จะให้ได้ฟังก์ชันการแจกแจงที่เรียบขึ้นตอนที่ใช้ต่อไป คือ ความหนาแน่นปริภูมิเฟส (P_i') ที่สถานะสุดท้าย $1'$ และ $2'$ ถูกวัด และแปลความหมายเป็นความน่าจะเป็นในการปิด(blocking probability) ทำให้การชนเกิดขึ้นได้ด้วยความน่าจะเป็นของ $(1-P_1')(1-P_2')$ แต่ถ้าการชนไม่เกิดขึ้นอนุภาคเหล่านั้นจะมีโมเมนตัมเท่ากับในตอนเริ่มต้น

เอกสารอ้างอิง [101, 102] ได้แสดงการขยายกรอบของแบบจำลอง QMD ไปสู่การรวมอนุภาคเรโซแนนซ์ที่มีมวลต่ำกว่า 2 GeV ด้วย เช่นอนุภาคนิวคลีออนเรโซแนนซ์(N^*) จำนวน 11 ชนิด และอนุภาคเดลตาเรโซแนนซ์(Δ) จำนวน 10 ชนิด ทั้งนี้มวลและความกว้างการสลาย(decay widths) ของ N^* และ Δ ได้ถูกแสดงไว้ในตารางที่ (C.2) และตารางที่ (C.3) ตามลำดับ

เรานำภาคตัดขวางการผลิตที่ขึ้นกับไอโซสปิน(the iso-spin dependent production cross section) $\sigma^{NN \rightarrow NR}$ ของ $\Delta(1232)$ and $N^*(1440)$ จะได้จากเอกสารอ้างอิง [102] ซึ่งในเอกสารนี้คำนวณมาจาก แบบจำลองแลกเปลี่ยนโบซอนหนึ่งตัว(one-boson-exchange) สำหรับค่าภาคตัดขวางของเรโซแนนซ์อื่นๆจะได้มาจาก [97, 103] การชนระหว่างบาริออนกับบาริออนแบบต่างๆก็ได้ถูกรวมไว้ด้วย เช่น การชนแบบยืดหยุ่น อันได้แก่ $NN \rightarrow NN^*$, $NN \rightarrow N\Delta^*$, $NN \rightarrow \Delta_{1232}N^*$, $NN \rightarrow \Delta_{1232}\Delta^*$ และ $NR \rightarrow NR'$ เมื่อ Δ^* แทนทุกค่าเรโซแนนซ์ของ Δ ที่สูงกว่า การกระเจิงแบบยืดหยุ่นได้ถูกพิจารณาแบบเดียวกับอนุภาคอื่นๆที่เกี่ยวข้อง สมาชิกเมตริกซ์สำหรับปฏิกิริยาแบบยืดหยุ่นได้ถูกสมมติให้เป็นแบบ

ตารางที่ C.2: แสดงข้อมูลของ N^* ที่บรรจุในแบบจำลอง QMD โดยข้อมูลเหล่านี้ได้แก่ มวลของเรโซแนนซ์ ค่าความกว้างรวมและความกว้างบางส่วนของ การสลายตัวในหน่วยของ MeV ซึ่งรายละเอียดแสดงในเอกสารอ้างอิง [102]

Resonance	Mass [MeV]	$\Gamma_{tot}(MeV)$	$N_{\pi\pi}$	$\Delta_{1232\pi}$	$N_{1440\pi}$
N_{1440}	1440	200	10	50	-
N_{1520}	1520	125	18.75	31.25	-
N_{1535}	1535	150	7.5	-	7.5
N_{1650}	1650	150	7.5	15	7.5
N_{1675}	1675	140	77	-	-
N_{1680}	1860	120	18	-	-
N_{1700}	1700	100	45	35	-
N_{1710}	1710	110	22	22	11
N_{1720}	1720	184(150)	67.5	15	-
N_{1900}	1870	500	-	25	-
N_{1990}	1990	550	137.5	165	82.5

ตารางที่ C.3: แสดงข้อมูลเรโซแนนซ์ของ Δ ที่บรรจุในแบบจำลอง QMD โดยข้อมูลเหล่านี้ได้แก่ มวลของเรโซแนนซ์ ค่าความกว้างรวมและความกว้างบางส่วนของ การสลายตัวในหน่วยของ MeV ซึ่งรายละเอียดแสดงในเอกสารอ้างอิง [102]

Res.	Mass [MeV]	Γ_{tot} [MeV]	N_ρ	N_π	$\Delta_{1232\pi}$	$N_{1440\pi}$
Δ_{1232}	1232	115	~ 0	(-)	115	-
Δ_{1600}	1700	200	-	(-)	30	110
Δ_{1620}	1675	180	16.4	(-)	45	108
Δ_{1700}	1750	300	47.7	(30)	60	165
Δ_{1900}	1850	240	-	(36)	72	72
Δ_{1905}	1880	363 (280)	307.3	(168)	56	28
Δ_{1910}	1900	250	-	(100)	87.5	37.5
Δ_{1920}	1920	150	-	(45)	22.5	45
Δ_{1930}	1930	250	-	(62.5)	50	62.5
Δ_{1950}	1950	250	-	(37.5)	112.5	50

เดียวกันกับสำหรับนิวคลีออนและเรโซแนนซ์ของนิวคลีออน ดังนั้นภาคตัดขวางแบบยึดหยุ่นของการชนระหว่าง NR และ RR ถูกกำหนดจากภาคตัดขวาง pp หรือ np แบบยึดหยุ่นโดยขึ้นกับประจุมรวม ส่วนภาคตัดขวางของการชนแบบไม่ยึดหยุ่น [97] จะพิจารณาได้จาก

$$\sigma_{1,2 \rightarrow 3,4} \sim \frac{\langle p_f \rangle}{p_i s} |\mathcal{M}(m_3, m_4)|^2 \quad (\text{C.25})$$

เมื่อ p_i และ $\langle p_f \rangle$ คือโมเมนตัมในระบบศูนย์กลางมวลของอนุภาคเข้าและอนุภาคออกในกรอบของศูนย์กลางมวล ในกรณีอนุภาคที่เกิดขึ้นเป็นเรโซแนนซ์จะได้ว่า ปริภูมิเฟสต้องเฉลี่ยบนฟังก์ชันเชิงสเปกตรัมสมนัย(the corresponding spectral function)

$$\langle p_f \rangle = \int p(\sqrt{s}, m_N, \mu) dW_{R'}(\mu) \quad (\text{C.26})$$

เมื่อ $dW_{R'}(\mu)$ ได้มาจากการแจกแจงไบรท์วิกเนอร์ (the Breit-Wigner distribution)

$$dW_R(\mu) = \frac{1}{\pi} \frac{\mu \Gamma^R(\mu) d\mu^2}{(\mu^2 - m_R^2)^2 + [\mu \Gamma_{tot}^R(\mu)]^2} \quad (\text{C.27})$$

และ μ คือ มวลเคลื่อนตาม(running mass) และ m_R คือ มวลขั้ว (pole mass) ส่วน $\Gamma(\mu)$ คือ ความกว้างเรโซแนนซ์ที่ขึ้นกับมวล (the mass dependent resonance width) ในกรณีทั่วไปสถานะสุดท้ายทั้งคู่ในสมการ (C.25) คือเรโซแนนซ์ ดังนั้นค่าเฉลี่ยของ p_f จะได้จาก

$$\langle p_f \rangle = \int p(\sqrt{s}, \mu, \mu') dW_R(\mu) dW_{R'}(\mu') \quad (\text{C.28})$$

การอินทิกรัลกระทำบนช่วงที่มีการเคลื่อนที่ โดย \mathcal{M} ในสมการ (C.25) คือสมาชิกเมตริกซ์ของภาคตัดขวางและสัดส่วนของเครื่องหมาย ขึ้นกับสัมประสิทธิ์ไอโซสปินโดยรวมที่เป็นไปได้ ส่วนใหญ่เราเขียนเมตริกซ์ในแบบของ [97] แต่การสร้างตัวแปรเสริมจะใช้ตาม [103] ซึ่งวิธีนี้เหมาะสำหรับปฏิกิริยาที่เรโซแนนซ์ มีส่วนทำให้เกิดผลที่ได้ของไดเลปตอน(the dilepton yield) เช่น กรณีของภาคตัดขวางในปฏิกิริยาของ $NR \rightarrow NR'$ จะได้จาก $NN \rightarrow NR$ และ $NN \rightarrow NR'$ ซึ่งแสดงได้ดังนี้

$$\sigma_{NR \rightarrow NR'} = I \frac{0.5(|\mathcal{M}_{NN \rightarrow NR}|^2 + |\mathcal{M}_{NN \rightarrow NR'}|^2) 2(2J_{R'} + 1)}{16\pi p_i s} \langle p_f \rangle \quad (\text{C.29})$$

โดย I จากสมการที่ (C.29) คือสัมประสิทธิ์ไอโซสปิน ซึ่งขึ้นกับชนิดของเรโซแนนซ์และ $J_{R'}$ คือสปินของ R'

สำหรับเรโซแนนซ์ต่างๆ เราใช้ความกว้างที่ขึ้นกับมวล ตามสมการ (C.29-C.28) หรือ

$$\Gamma(\mu) = \Gamma_R \left(\frac{p}{p_r} \right)^3 \left(\frac{p_r^2 + \delta^2}{p^2 + \delta^2} \right)^2 \quad (\text{C.30})$$

เมื่อ p และ p_r คือโมเมนตัมในระบบศูนย์กลางมวลของไพออนใน กรอบนิ่งที่มีเรโซแนนซ์ โดย ประเมินจากที่มวลเคลื่อนตามและมวลชั่วเรโซแนนซ์ตามลำดับ ส่วนค่า δ เท่ากับ 0.3 ใช้สำหรับ กรณี Δ_{1232} และสำหรับเรโซแนนซ์อื่นๆจะใช้ค่า $\delta = \sqrt{(m_R - m_N - m_\pi)^2 + \Gamma^2/4}$ ทั้งนี้ ค่าภาคตัดขวางของปฏิกิริยา π^-p และ π^+p ที่โมเมนตัมค่าต่างๆ แสดงดังรูปที่ (C.2) โดย กราฟได้ถูกปรับให้สอดคล้องกับข้อมูลที่ได้รับรวมผลของเรโซแนนซ์ต่างๆ เหมือนกับ [97, 103]และ สามารถ สร้างภาคตัดขวางการดูดกลืนของโมเมนตัมไพออนในห้องปฏิบัติการที่มีพลังงานระหว่าง 1-1.5 GeV แต่ในกรณีที่พลังงานสูงกว่า 2 GeV จะต้องนำผลของการกระตุ้นแบบสาย(string excitations) มาพิจารณา ดังแสดงในเอกสารอ้างอิง [97] ส่วนปฏิกิริยาย้อนกลับ $NR \rightarrow NN$ จะ คิดโดยใช้วิธีดุลรายละเอียด(detailed balance)

$$\sigma_{3,4 \rightarrow 1,2} \sim \frac{|p_{1,2}|^2}{|p_{3,4}|^2} \sigma_{1,2 \rightarrow 3,4} \quad (C.31)$$

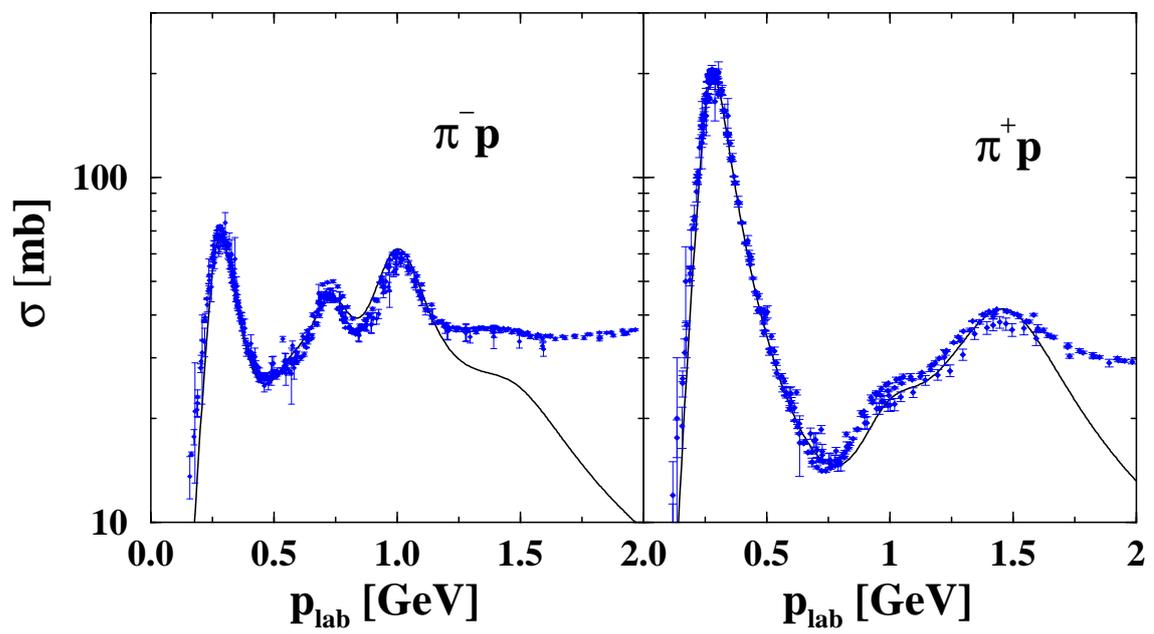
เมื่อ สัดส่วนของเครื่องหมายเป็นผลจากปัจจัยของไอโซสปินโดยรวม ส่วนโมเมนตัมของอนุภาค ที่วิ่งเข้า(ออก)หาได้จาก สมการที่ (C.29) และสมการที่ (C.28) ตามลำดับ สำหรับการชนของ ไพออนกับบาริออนนั้น เป็นกระบวนการที่เกิดขึ้นสองขั้นตอน โดยขั้นแรกไพออนถูกดูดกลืนด้วย นิวคลีออนหรือ ถูกดูดกลืนด้วยเรโซแนนซ์ของบาริออน แล้วสร้างสถานะเรโซแนนซ์ใหม่ ในขั้น ที่สองจึงเป็นกระบวนการค่อยสลายตัว การที่ไพออนถูกดูดกลืนด้วยนิวคลีออนนั้นจะพิจารณา แบบวิธีมาตรฐานดังแสดงในเอกสารอ้างอิง [101, 97, 103] ส่วนการที่ไพออนถูกดูดกลืน ด้วยเรโซแนนซ์นั้น จะขึ้นกับความกว้างการสลายตัวบางส่วน(the partial decay width)ของ กระบวนการผ่นกลับ [103]

$$\sigma_{\pi R \rightarrow R'} = \frac{2J_{R'} + 1}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} \frac{4\pi}{p_i^2} \frac{s(\Gamma_{R' \rightarrow R\pi})^2}{(s - m_{R'}^2)^2 + s\Gamma_{R'}^2} \quad (C.32)$$

ซึ่งการสลายตัวของเรโซแนนซ์จะแสดงรายละเอียดในเอกสารอ้างอิง [104, 105] และค่าช่วงชีวิต ของเรโซแนนซ์จะได้มาจากฟังก์ชันเชิงสเปกตรัม

$$\tau_R(\mu) = 4\pi\mu \frac{dW_R(\mu)}{d\mu^2} \quad (C.33)$$

ในที่นี้เราจะใช้ความกว้างคงตัวเมื่อพิจารณาการสลายตัว ซึ่งช่องทางการสลายตัวที่นำมา คิดนั้นได้แสดงไว้ในตารางที่ (C.2) และตารางที่ (C.3)ร่วมกับอัตราส่วนการแตกตัว(branching ratios)ที่เกี่ยวข้อง สำหรับระบบมวลที่เราพิจารณา ภาวะการเกิดไพออนซ้ำๆ(pion multiplicities)สามารถจำลองให้เกิดขึ้นได้ตามสมการโดยใช้วิธีที่กล่าวมาทั้งหมดข้างต้น [106] ซึ่งสามารถ ยืนยันผลของวิธีการนี้ได้โดยเปรียบเทียบผลกับการทดลองการวัดภาคตัดขวางของ π^+ ในปฏิกิริยา $C + C$ จากห้องทดลอง KaoS พบว่ามีความสอดคล้องกันอยู่ในระดับขอบเขตความคลาดเคลื่อนที่ยอมรับได้



รูปที่ C.2: แสดงภาคตัดขวางของปฏิกิริยา π^-p และ π^+p ที่โมเมนตัมค่าต่างๆ

ตัวอย่างการใส่ค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ลงในแบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD)
ของปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV

432623 1000 1

197 79 197 79

400 0.2 400.

1500. 9.3973 9.3973

1 1 2 0 1 0 1

0 1 0 1

1 1 0 1

5

read (5,*) iseed, nruns, icro

read (5,*) nta, nzta, npr, nzpr

read (5,*) nt, dt, wrtime

read (5,*) epp, x00min, x00max

read (5,*) iflag1, iflag2, iflag3, iflag4, iflag5, iflag6, iflagpi

read (5,*) iflagr, iflagc, iflagpo, iflagpc

read (5,*) iflagka, iflagks, iflagkc, iflagkp

read (5,*) nkru

c iseed initial value for the randomnumber generator

c nruns number of independent heavy ion collisions

c icro

c nta number of nucleons in the target

c nzta number of protons in the target

c npr number of nucleons in the projectile

c nzpr number of protons in the projectile

c nt number of timesteps
c dt mesh of timesteps (fm/c)
c wrtime number of timestep after which the output is written
c epp laboratory input energy (MeV/nucleon)
c x00min minimum impact parameter to simulate
c x00max maximum impact parameter to simulate
c iflag1 < 0 mean field only,
c = 1 reduced collision (Nucleons in a nucleus do not allow to collide
c each other before their colliding with nucleon in another nucleus.)
c > 1 full collisions
c iflag2 = 0 no coulomb,
c = 1 including coulomb
c iflag3 = 2 soft EOS used with the static mean field
c = 1 hard EOS used with the static mean field
c = 0 mean field generated from G/matrix
c iflag4 = 0 relativistic kinematics (Aichelin parametrization)
c = 1 ' ' (Cugnon parametrization)
c = 2 nonrelativistic kinematics
c iflag5 = 0 no momentum dependent forces
c = 1 momentum dependent forces (rho)
c = 2 ' ' ' (rho**2)
c iflag6 = 1 includes deuterons
c = 0 no deuterons
c iflagpi = 0 Decay of resonances not allowed (i.e. no pions)
c = 1 Decay of resonances allowed (pion production).
c iflagr = 0 nonrelativistic QMD of Aichelin
c = 1 Relativistic QMD (i.e. RQMD) with generalized
c Skyrme forces (+ Optical Potential)
c = 2 RQMD with self energies

c	iflagc	= 0 nonrelativistic QMD of Aichelin
c		= 1 Decay of resonances allowed (pion production).
c	iflagpo	= 0 pion propagation without medium-effects
c		= 1 pion propagation with potential from Weise
c		= 2 pion propagation with potential from Kapusta
c	iflagpc	= 0 pion propagation without pi-N Coulomb intr.
c		= 1 pion propagation with pi-N Coulomb intr.
c	iflagka	= 0 No kaon produced.
c		= 1 kaon production included.
c	iflagks	= 0 kaon propagation without K-N elastic collision.
c		= 1 kaon propagation with K-N elastic collision.
c	iflagkc	= 0 kaon propagation without kaon-N Coulomb intr.
c		= 1 kaon propagation with kaon-N Coulomb intr.
c	iflagkp	= 0 kaon production and propagation without medium-effects
c		= 1 kaon production and propagation with kaon potential
c	nkru	amplification number for kaon production



แสดงตัวอย่างผลการคำนวณที่ได้จากแบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) ของปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV

ตาราง แสดงตัวอย่างผลการคำนวณที่ได้จากแบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) ของปฏิกิริยาการชนของ $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV

even	time step	p_x	p_y	p_z	Prob.	Channel
1	400	0.075	0.0328	0.222	6.15E-06	1
1	400	0.0925	0.0197	0.4211	6.15E-06	1
1	400	0.2088	-0.1697	0.5994	6.15E-06	1
1	400	0.0223	0.098	0.172	6.15E-06	1
1	400	0.287	0.1703	0.6451	6.15E-06	1
1	400	0.0706	0.0991	0.8185	1.53E-04	1
1	400	0.7289	0.6954	-0.8746	1.53E-04	1
1	400	-0.3826	-0.2125	0.1209	1.53E-04	1
1	400	0.1582	0.3007	1.3848	1.53E-04	1
1	400	0.3738	0.0985	0.0606	1.53E-04	1
1	400	-0.1286	-0.268	-0.7369	1.62E-04	1
1	400	0.3839	0.2795	0.1867	1.62E-04	1
1	400	-0.1547	-0.3639	-0.172	1.62E-04	1
1	400	-0.042	-1.0148	-0.0275	1.62E-04	1
1	400	0.1227	-0.3259	0.4563	1.62E-04	1
1	400	-0.7779	-0.1017	0.1846	3.91E-06	1
1	400	0.1079	-0.4605	0.184	3.91E-06	1
1	400	0.1423	0.1388	-0.0972	3.91E-06	1
1	400	0.2323	0.1038	0.3294	3.91E-06	1
1	400	0.3707	0.3624	0.5333	3.91E-06	1

ตาราง (ต่อ)

even	time step	p_x	p_y	p_z	Prob.	Channel
1	400	-0.0909	0.3929	1.0158	6.45E-04	5
1	400	0.1005	-0.7077	-0.4432	6.45E-04	5
1	400	0.2741	0.7498	-0.7774	6.45E-04	5
1	400	0.5252	0.1566	0.1292	6.45E-04	5
1	400	-0.0776	-0.2757	-0.086	6.45E-04	5
1	400	0.0919	-0.0142	-0.0604	5.85E-03	3
1	400	-0.359	0.0005	-0.4679	5.85E-03	3
1	400	-0.0046	0.129	0.6165	5.85E-03	3
1	400	-0.5182	0.0122	0.3449	5.85E-03	3
1	400	0.4739	0.001	-0.5742	5.55E-04	1
1	400	-0.03	-0.1497	-0.1254	5.55E-04	1
1	400	0.3156	-0.0745	0.2887	5.55E-04	1
1	400	0.248	0.1068	-0.1271	5.55E-04	1
1	400	0.0969	0.2966	-0.0699	5.55E-04	1
1	400	0.1876	0.057	0.2084	7.01E-05	1
1	400	-0.3202	-0.0898	0.0874	7.01E-05	1



แสดงตัวอย่างโปรแกรมที่คำนวณการเกิดภาคตัดขวางของอนุภาค K^+ จากปฏิกิริยาการชน
ระหว่าง $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ที่ระดับพลังงาน 1.5 A GeV

- c Program ckflow21.f is copied from ckflow6.f and changed to
- c analyze the transverse flow
- c with errors given by a weighted statistics for kaons produced
- c in reactions of Au(197,79) + Au(197,79) at 1.5 AGeV;
- c using itot data-files. Yu-Ming Zheng and C. Fuchs Dec. 10, 99.
- c It has been revised. Yu-Ming Zheng Dec. 12 of 2001.
- c edit by Ukrit Chaimongkon for cross section (Phys Rew 204906)
- c 12 Jun 2012 Naresuan University .

c-----

program

parameter (nbin = 30, amu = 0.939, amk = 0.494)

parameter (pi = 3.1415926)

c-----variables for cross section-----

dimension xc(0:5), nru(30), dsima(nbin, 0:5), dsimas(nbin,0:5), dsimae(nbin, 0:5)

c pi = 4.0*atan(1.)

e0 = 1.5 !* GeV/nucleon

bb = 9.3973 !* fm

nkru = 5 !* amplification # of kaon production

ebeam = amu + e0

itot = 20 !* # of data-files

nru(1) = 100 !* run # of the 1st file

nru(2) = 100 !* run # of the second file

nru(3) = 400

nru(4) = 300

nru(5) = 100

nru(6) = 100

nru(7) = 200

nru(8) = 200

nru(9) = 100

nru(10)= 100

nru(11)= 100

nru(12)= 100

nru(13)= 200

nru(14)= 300

nru(15)= 100

nru(16)= 100

nru(17)= 100

nru(18)= 100

nru(19)= 300

nru(20)= 100

nrun = 0

do i = 1, itot

nrun = nrun + nru(i)

end do

C-----

open (11, file = 'auhw15b1bka', status = 'old')

open (12, file = 'auhw15b1gka', status = 'old')

open (13, file = 'auhw15b1ika', status = 'old')

open (14, file = 'auhw15b1kka', status = 'old')

open (15, file = 'auhw15b1lka', status = 'old')

open (16, file = 'auhw15b1oka', status = 'old')

open (17, file = 'auhw15b1pka', status = 'old')

open (18, file = 'auhw15b1qka', status = 'old')

open (19, file = 'auhw15b1tka', status = 'old')

open (20, file = 'auhw15b1uka', status = 'old')

open (21, file = 'auhw15b1xka', status = 'old')

open (22, file = 'auhw15b1zka', status = 'old')

open (23, file = 'auhw15b1bbka', status = 'old')

open (24, file = 'auhw15b1eeka', status = 'old')

open (25, file = 'auhw15b1ffka', status = 'old')

open (26, file = 'auhw15b1ggka', status = 'old')

open (27, file = 'auhw15b1iika', status = 'old')

open (28, file = 'auhw15b1llka', status = 'old')

open (29, file = 'auhw15b1mmka', status = 'old')

open (30, file = 'auhw15b1nnka', status = 'old')

C-----

open (39, file = 'dsimadomega72', status = 'unknown')

C-----

C-----initialization-----

C-----calculation of the velocity of the N-N CM seen from the-----

C-----Lab [$\beta(\text{CM})$] and its corresponding γ [$\gamma(\text{CM})$]:-----

$b_x = 0.0$

$b_y = 0.0$

$e_{ep} = e_{beam} + amu$

$p_{beam} = \sqrt{e_{beam}^2 - amu^2}$

$b_z = p_{beam}/e_{ep}$

$b^2 = b_x^2 + b_y^2 + b_z^2$

$\gamma = 1./\sqrt{1. - b^2}$

C-----

```
do ij = 0, 5
```

```
do i = 1, nbin
```

```
dsima(k,ij) = 0.
```

```
dsimas(k,ij) = 0.
```

```
end do
```

```
end do
```

```
c-----Please cut-----
```

```
theta = 72. !*Degrees
```

```
dtheta = 4. !*Degrees
```

```
dzeta = 10 !*Degrees
```

```
dzetasr = dzeta*(pi/180.) !*sr
```

```
deplabx = 0.05
```

```
delpc = 2.25
```

```
bmax = 9.3973 !* fm
```

```
bmax2 = bmax**2 !fm^2
```

```
delpmin = 0.
```

```
c-----loop over particles to take and analyze data-----
```

```
nevent = 0
```

```
nkaat = 0
```

```
do 100 ii = 1, itot      !*loop over data-files
```

```

do 200 nn = 1, nru(ii)      !*loop over runs

do ij = 0,5

do i = 1, nbin

dsimae(i,ij) = 0.

end do

end do

read (10+ij, *)

read (10+ij, *)

read (10+ij, *)

read (10+ij, *) nkaa      !*kaon number per run

nkaat = nkaat + nkaa

write(6,*) ii, nn

do 300 j = 1, nkaa      !* loop over particles

read(10+ij,*) n1,ka,

c & xkaa1,xkaa2,xkaa3,xtkaa, ! reduced output

& pkaa1,pkaa2,pkaa3,ptkaa,

& prkaa,ikaa

pkaa2 = -pkaa2      !*due to initial condition of QMD.

pkaa3 = -pkaa3

```

C-----

$$\text{ptsq} = \text{pkaa1}^{**2} + \text{pkaa2}^{**2}$$

$$\text{psq} = \text{ptsq} + \text{pkaa3}^{**2}$$

$$\text{ek} = \text{sqrt}(\text{amk}^{**2} + \text{psq})$$

C-----

$$\text{pb} = \text{bx} * \text{pkaa1} + \text{by} * \text{pkaa2} + \text{bz} * \text{pkaa3}$$

$$\text{gg} = (\text{gam} - 1.) * \text{pb} / \text{b2} + \text{gam} * \text{ek}$$

$$\text{pkla1} = \text{gg} * \text{bx} + \text{pkaa1}$$

$$\text{pkla2} = \text{gg} * \text{by} + \text{pkaa2}$$

$$\text{pkla3} = \text{gg} * \text{bz} + \text{pkaa3}$$

$$\text{pmomen} = \text{sqrt}((\text{pkla1}^{**2}) + (\text{pkla2}^{**2}) + (\text{pkla3}^{**2}))$$

if(pmomen.eq. 0.) goto 300

$$\text{along} = \text{pkla3} / \text{pmomen}$$

$$\text{along} = \text{acos}(\text{along}) \quad !* \text{ unit: sr}$$

$$\text{along} = \text{along} / \text{pi} \quad !* \text{ unit: degree}$$

$$\text{along} = \text{along} * 180.$$

C-----

$$\text{xprob} = \text{prkaa} / \text{float}(\text{nkru}) \quad !* \text{ divide by amplification factor}$$

$$\text{probk} = \text{xprob} / \text{float}(\text{nrun}) \quad !* \text{ divide by total \# of runs}$$

C-----

c # of kaons from different channels

C-----

xc(0) = 1. !* total probability of kaon

xc(1) = 0. !* NNdsimae(k,ij)

xc(2) = 0. !* Npi

xc(3) = 0. !* ND

xc(4) = 0. !* Dpi

xc(5) = 0. !* DD

if(ikaa .eq. 1) xc(1) = 1.

if(ikaa .eq. 2) xc(2) = 1.

if(ikaa .eq. 3) xc(3) = 1.

if(ikaa .eq. 4) xc(4) = 1.

if(ikaa .eq. 5) xc(5) = 1.

C-----

if ((along .gt. (theta - dtheta)) .and.

& (along .lt. (theta + dtheta))) then

plab = sqrt((pkla1**2)+(pkla2**2)+(pkla3**2))

cosa = pkla3/plab

sina = sqrt(1 - cosa**2)

if (sina .lt. 0) go to 300

```
dOlab = (2*pi*sina*dzetasr)
```

```
delpdOlab = delpc*dOlab
```

```
sima = pi*bmax2*xprob
```

```
d2sima =sima/delpdOlab
```

```
iplab = int(plab/deplabx) + 1
```

```
if ((iplab .gt. 0.) .and. (iplab .lt. nbin)) then
```

```
  do ij = 0, 5
```

```
    dsimae(iplab,ij) = dsimae(iplab,ij)
```

```
    &      + d2sima*xc(ij)
```

```
  end do
```

```
end if
```

```
end if
```

```
C-----
```

```
300 continue          !* end loop over particles
```

```
C-----
```

```
nevent = nevent + 1    !* end loop over particles
```

```
do ij = 0, 5
```

```
do iplab = 1, nbin
```

```
  dsima(iplab,ij)= dsima(iplab,ij) + dsimae(iplab,ij)
```

```

        dsimas(iplab,ij) = dsimas(iplab,ij)
&      + dsimae(iplab,ij)**2

    end do

end do

C-----

200  continue          !* end loop over runs

    close (10+ii)

100  continue          !* end loop over data files

C-----

tote = float(nevent)

if(tote .gt. 1.1)then

do ij = 0, 5

    do iplab = 1, nbin

        dsima(iplab,ij)= dsima(iplab,ij)/tote

        dsimai = (dsimas(iplab,ij)/tote

&      - dsima(iplab,ij)**2)/(tote - 1.)

        dsimas(iplab,ij)=sqrt(dsimai)

    end do

end do

```

end if

C-----

C-----write out results-----

do ij = 0, 5

dp = delpmin + deplabx

do iplab = 1, nbin

write(39,24) dp, dsima(iplab,ij), 0.0, dsimas(iplab,ij)

dp = dp + deplabx

end do

write(39, *) 'ij', ij

24 format(1x,f7.3,2(1x,e11.4,1x,f4.1,1x,e11.4),f12.2)

end do

stop

ภาคผนวก D

คู่มือการใช้ชุดโปรแกรมแบบจำลอง UrQMD

แบบจำลอง UrQMD เป็นแบบจำลองการชนของไอออนหนักที่พลังงานสูง ทำงานบน UNIX ได้หลายแพลตฟอร์ม เช่น IBM/AIX, GNU/Linux, Sun/Solaris สามารถคอมไพล์ UrQMD ได้โดยใช้ Fortran ทั้ง g77 หรือ f99 โดยตั้งค่าที่ไฟล์ GNUmake เมื่อคอมไพล์แล้วจะได้ไฟล์ urqmd.Linux ซึ่งเป็นไฟล์ชนิด executable ไฟล์ดังกล่าวจะเรียกใช้ข้อมูลจากไฟล์อื่นๆดังแสดงในรายละเอียดชุดโปรแกรม UrQMD

เริ่มต้นการทำงานของชุดโปรแกรม UrQMD โดยระบุค่าตั้งต้นต่างๆลงใน inputfile ซึ่งแสดงรายละเอียดได้ดังนี้

```
#Inputfile for n+p at ecm=3GeV and b=0fm
#projectile
# Ap Zp
#pro 197 79
PRO 1 -1
#target
# Ap Zp
#tar 197 79
TAR 1 1
#number of event
nev 2000000
#time to propagate and output time interval (fm/c)
tim 10 10
#cm energy (GeV)
ecm 3
```

```
#impacparameter(fm)
```

```
imp 0
```

```
f13
```

```
f15
```

```
f16
```

```
f19
```

```
f20
```

```
#end
```

```
xxx
```

โดย

- # ใส่เพื่อแสดงการหมายเหตุ
- pro Ap Zp เป็นการระบุอนุภาคที่เข้าชนด้วย เลขมวล และเลขอะตอม
- tar Ap Zp เป็นการระบุอนุภาคเป้าหมายด้วย เลขมวล และเลขอะตอม
- PRO ityp iso3 เป็นการระบุอนุภาคที่เข้าชนด้วย รหัส ID และ ค่า isospin projection $\times 2$
- TAR ityp iso3 เป็นการระบุอนุภาคเป้าหมายด้วย รหัส ID และ ค่า isospin projection $\times 2$
- nev เป็นการระบุจำนวนเหตุการณ์การชน
- tim เป็นการระบุเวลาหลังการชนของอนุภาค ในหน่วยเฟอร์มิต่อความเร็วแสง (fm/c)
- ecm เป็นการระบุพลังงานศูนย์กลางมวลของการชน ในหน่วย GeV
- imp เป็นการระบุ impact factor ในหน่วยเฟอร์มิ (fm)
- f13 เป็นการระบุว่าจะไม่ให้เขียนไฟล์ output.f13 ออกมา ซึ่งชนิดของ outputfile จะมีทั้งแบบ .f13, .f14, .f15, .f16, .f19 และ .f20
- xxx แสดงการจบบรรทัดสุดท้ายของไฟล์

เมื่อโปรแกรมเริ่มต้นทำงานแล้วไฟล์ urqmd.Linux จะเรียกใช้ข้อมูลจากไฟล์และโปรแกรมย่อยส่วนอื่น โดยเวลาที่ใช้ในการคำนวณจะช้าหรือเร็วขึ้นอยู่กับชนิดของอนุภาค และจำนวนเหตุการณ์การชน ตลอดจนพลังงานการชน เมื่อโปรแกรมทำงานเสร็จแล้วจะได้ผลลัพธ์เป็นไฟล์ output.f14 ซึ่งในไฟล์นี้จะบรรจุข้อมูลต่างๆของอนุภาคที่เกิดขึ้น โดยข้อมูลที่สำคัญแสดงดังตารางที่ D.1 และ D.2

ตารางที่ D.1: แสดงเวลา ตำแหน่งและพลังงานของอนุภาคที่เกิดขึ้นภายหลังการชน

r0	rx	ry	rz	p0
.5000E+02	.8193E+01	.1990E+02	-.2410E+02	.1183E+01
.5000E+02	.5406E+01	.3009E+02	.3534E+02	.1170E+01

ตารางที่ D.2: แสดงโมเมนตัม มวล รหัส ID ประจุ และข้อมูลอื่นของอนุภาคที่เกิดขึ้นภายหลังการชน

px	py	pz	m	ityp	2i3	chg	lcl	ncl	or
.1460E+00	.4785E+00	-.4903E+00	.9380E+00	1	1	1	1	9	20
.1446E+00	.7402E+00	.9432E+00	.9380E+00	1	-1	0	2	17	20

เมื่อ

- r0 แทนเวลาภายหลังการชน มีหน่วยเป็น fm/c
- rx แทนตำแหน่งบนแกน x มีหน่วยเป็น fm
- ry แทนตำแหน่งบนแกน y มีหน่วยเป็น fm
- rz แทนตำแหน่งบนแกน z มีหน่วยเป็น fm
- p0 แทนพลังงานของอนุภาคที่เกิดขึ้น มีหน่วยเป็น GeV
- px แทนโมเมนตัมในแกน x มีหน่วยเป็น GeV/c
- py แทนโมเมนตัมในแกน y มีหน่วยเป็น GeV/c
- pz แทนโมเมนตัมในแกน z มีหน่วยเป็น GeV/c
- m แทนมวลของอนุภาคที่เกิดขึ้น มีหน่วยเป็น GeV/c²
- ityp แทนรหัส ID ของอนุภาค แสดงรายรายละเอียดดังตารางที่ D.3 และ D.4
- 2i3 แทนค่า isospin projection $\times 2$
- chg แทนประจุของอนุภาค
- lcl แทนดัชนีของการชนครั้งล่าสุด

- ncl แทนจำนวนการชน
- or แทนรหัสประวัติการชน

จากตารางข้างต้นจะพบข้อมูลเวลา ตำแหน่ง โมเมนตัมและมวลของอนุภาคที่เกิดขึ้น ถ้าพิจารณาเฉพาะมวล ข้อมูลดังกล่าวน่าจะเป็นมวลของนิวคลีออนที่มีค่า 938 MeV หรือสามารถพิจารณาได้จาก รหัส ID ของอนุภาค (ดูตารางที่ D.3 และ D.4 ประกอบ)

ตารางที่ D.3: แสดงรหัส ID ของบาริออนและบาริออนเรโซแนนซ์

ID Nucleon	ID Delta	ID Lambda	ID Sigma	ID Xi	ID Omega
1 N_{938}	17 Δ_{1232}	27 Λ_{1116}	40 Σ_{1192}	49 Ξ_{1315}	55 Ω_{1672}
2 N_{1440}	18 Δ_{1600}	28 Λ_{1405}	41 Σ_{1385}	50 Ξ_{1530}	
3 N_{1520}	19 Δ_{1620}	29 Λ_{1520}	42 Σ_{1660}	51 Ξ_{1690}	
4 N_{1535}	20 Δ_{1700}	30 Λ_{1600}	43 Σ_{1670}	52 Ξ_{1820}	
5 N_{1650}	21 Δ_{1900}	31 Λ_{1670}	44 Σ_{1750}	53 Ξ_{1950}	
6 N_{1675}	22 Δ_{1905}	32 Λ_{1690}	45 Σ_{1775}	54 Ξ_{2030}	
7 N_{1680}	23 Δ_{1910}	33 Λ_{1800}	46 Σ_{1915}		
8 N_{1700}	24 Δ_{1920}	34 Λ_{1810}	47 Σ_{1940}		
9 N_{1710}	25 Δ_{1930}	35 Λ_{1820}	48 Σ_{2030}		
10 N_{1720}	26 Δ_{1950}	36 Λ_{1830}			
11 N_{1900}		37 Λ_{1890}			
12 N_{1990}		38 Λ_{2100}			
13 N_{2080}		39 Λ_{2110}			
14 N_{2190}					
15 N_{2200}					
16 N_{2250}					

จะพบว่าเลข 1 เป็นรหัสของนิวคลีออน ซึ่งมีโอกาสเป็นไปได้ทั้งโปรตอนและนิวตรอน แต่เมื่อพิจารณาประจุประกอบกัน พบว่า ityp เป็น 1 และ chg เป็น 1 คือโปรตอนนั่นเอง ส่วน chg เป็น 0 คือนิวตรอนนั่นเอง สามารถนำข้อมูลต่างๆข้างต้นไปวิเคราะห์ให้ได้โดยการเขียนโปรแกรมสำหรับอ่านข้อมูลเหล่านั้นอีกครั้ง

ตารางที่ D.4: แสดงรหัส ID ของเมซอนและเมซอนเรโซแนนซ์

ID	0^{-+}	ID	1^{--}	ID	0^{++}	ID	1^{++}
101	π	104	ρ	111	a_0	114	a_1
106	K	108	K^*	110	K_0^*	113	K_1^*
102	η	103	ω	105	f_0	115	f_1
107	η'	109	ϕ	112	f_0^*	116	f_1'

ID	1^{+-}	ID	2^{++}	ID	$(1^{--})^*$	ID	$(1^{--})^{**}$
122	b_1	118	a_2	126	ρ_{1450}	130	ρ_{1700}
121	K_1	117	K_2^*	125	K_{1410}^*	129	K_{1680}^*
123	h_1	119	f_2	127	ω_{1420}	131	ω_{1662}
124	h_1'	120	f_2'	128	ϕ_{1680}	132	ϕ_{1900}

D.1 การวิเคราะห์ข้อมูลจาก output file ของโปรแกรมแบบจำลอง UrQMD

ผลการคำนวณการชนของอนุภาค ไม่ว่าจะเป็นการชนระหว่างนิวคลีออนกับนิวคลีออน หรือระหว่าง นิวเคลียสกับนิวเคลียส โดยใช้แบบจำลองสถานะการณ์การชนแบบ UrQMD จะถูก รายงานออกมาในรูปแบบของ output file ซึ่งแสดงดังนี้

UQMD version: 10035 1000 10002 output_file 14
 projectile: (mass, char) 197 79 target: (mass, char) 197 79
 transformation betas (NN,lab,pro) 0.000000 0.9997250 -0.9997250
 impact_parameter_real/min/max(fm): 0.00 0.00 0.00 total_cross_section(mbarn): 0.00
 equation_of_state: 0 E_lab(GeV/u): 0.3410E+04 sqrt(s)(GeV): 0.8000E+02 p_lab(GeV/u): 0.3411E+04
 event# 1 random seed: 1128869076 (auto) total_time(fm/c): 30 Delta(t)_0(fm/c): 1.000

pvec: r0	rx	ry	rz	p0	px
	py	pz	m	ityp 2i3 chg lcl# ncl or	
0.1300000E+02	-0.11109338E+01	-0.54717499E+00	-0.11901760E+01	0.17527399E+01	-0.52656199E+00
-0.62967017E+00	-0.12322748E+01	0.93800002E+00	1 1 1		
0.1300000E+02	-0.16958930E+01	0.99175261E+00	0.82633672E+00	0.15889606E+01	0.28793213E+00
-0.45418002E+00	0.11643742E+01	0.93800002E+00	-1 1 0		
0.1300000E+02	-0.18305136E+01	0.15356223E+01	0.30221397E+00	0.10381560E+01	0.10323833E+00
0.46190736E-01	0.43026971E+00	0.93800002E+00	1 1 1		
0.1200000E+02	-0.22515235E+01	0.40976600E+01	0.49925658E+00	0.25374568E+01	0.32099779E+00
0.24096190E+00	0.25017076E+01	0.13800000E+00	101 2 1		
0.1200000E+02	0.30600961E+01	-0.49321109E+01	-0.31197043E+00	0.66898009E+00	-0.20398079E+00
0.37981760E+00	-0.49256551E+00	0.13800000E+00	101 -2 -1		

ในส่วนแรกจะเป็นข้อมูลของ projectile และ target ที่เข้าชน เช่น

```
projectile:(mass, char) 197 79 target: (mass, char) 197 79
```

แสดงถึงการชนกันระหว่างนิวเคลียสของทอง (Au) ที่มี mass number = 197 และมี atomic number = 79

ส่วนถัดมาจะแสดงถึงค่าพลังงานในการชนทั้งแบบ lab beam energy, center-of-mass energy รวมถึง lab beam momentum

```
E_lab(GeV/u): 0.3410E+04
```

```
sqrt(s) (GeV): 0.8000E+02
```

```
p_lab(GeV/u): 0.3411E+04
```

ในส่วนของคุณสมบัติของอนุภาคที่เกิดขึ้นหลังจากการชนจะแสดงเป็นคอลัมน์ ซึ่งแต่ละคอลัมน์จะระบุว่าเป็นปริมาณใดๆ ดังนี้

r0	rx	ry	rz	p0	px
py	pz	m	ityp	2i3	chg

เมื่อ

- r0 คือ เวลาหลังการชนในหน่วยของ fm/c
- rx คือ ระยะบนแกน x มีหน่วยเป็น fm
- ry คือ ระยะบนแกน y มีหน่วยเป็น fm
- rz คือ ระยะบนแกน z มีหน่วยเป็น fm
- p0 คือ พลังงานของอนุภาค มีหน่วยเป็น GeV
- px คือ โมเมนตัมในแกน x มีหน่วยเป็น GeV/c
- py คือ โมเมนตัมในแกน y มีหน่วยเป็น GeV/c
- pz คือ โมเมนตัมในแกน z มีหน่วยเป็น GeV/c
- m คือ มวลของอนุภาค มีหน่วยเป็น GeV/c^2
- ityp คือ รหัสของอนุภาค (แสดงรายละเอียดในภาคผนวก UrQMD model)
- 2i3 คือ ค่า 2 เท่าของ Isospin projection

- chg คือ ประจุของอนุภาค

ภายหลังจากได้ output file แล้ว จะทำการวิเคราะห์ข้อมูลที่ได้ด้วยการเขียนโปรแกรม เพื่ออ่านและคำนวณปริมาณที่ต้องการศึกษาเช่น การหาค่ามวลยี่นงของอนุภาค ในงานนี้ เราใช้ โปรแกรมภาษา perl ในการช่วยวิเคราะห์ข้อมูล

perl เป็น programming language ถูกสร้างโดย Larry Wall ในปี 1987 โดย perl ได้รวบรวม คุณสมบัติเด่นมาจากหลากหลายภาษา เช่น C, sh, AWK, sed และ Lisp จึงทำให้ perl เป็น ภาษา ที่ค่อนข้างสมบูรณ์ และง่ายต่อการใช้งาน

ในการคำนวณหาค่ามวลยี่นงนั้น สามารถทำโดยใช้ โปรแกรมภาษา perl ดังนี้

```
#!/usr/bin/perl
while(<>) {
    @stuff=split(' ');
    if(/UQMD/){
    }
    elsif(/projectile:/){
        $protar=$_
    }
    elsif(/equation_of_state:/){
        $ecm=$stuff[5];
        $midy=log($ecm/0.938);
        $elab=$stuff[3];
        $plab=$stuff[7];
    }
    elsif(/event#/){
        $EK=0;
        $En=0;
        $pKx=0;
        $pKy=0;
        $pKz=0;
        $pnx=0;
        $pny=0;
        $pnz=0;
        $jj=0;
```

```

$kk=0;
$ll=0;
$noe++                # numbers of events: noe
}
else{
# if($#stuff==14 | $#stuff==13){
  if($#stuff==14){
    @x=@stuff[0..3];
    @p=@stuff[4..7];
    @id=@stuff[8..11];
    $mass=$id[0];
    $ityp=$id[1];
    $iz2=$id[2];
    $charge=$id[3];
# from here on you can use the following information:
# stuff[0] = r_0    = $x[0]
# stuff[1] = r_x    = $x[1]
# stuff[2] = r_y    .
# stuff[3] = r_z    .
# stuff[4] = p_0    = $p[0]
# stuff[5] = p_x    = $p[1]
# stuff[6] = p_y    .
# stuff[7] = p_z    .
# stuff[8] = mass   = $mass
# stuff[9] = ityp   = $ityp
# stuff[10]= iz2    = $iz2
# stuff[11]= charge = $charge

if ($ityp==27 && $charge==0){
  $ll=1;
}
if ($ityp==106 && $charge==1){

```

```

$numK++;
$EK=$p[0];
$pKx=$p[1];
$pKy=$p[2];
$pKz=$p[3];
$jj=1;
}
if ($ityp==1 && $charge==0){
$numn++;
$En=$p[0];
$pnx=$p[1];
$ppy=$p[2];
$pnz=$p[3];
$kk=1;
}
if ($l1 == 1 && $jj == 1 && $kk == 1){
$EKn=$EK+$En;
$px=$pKx+$pnx;
$py=$pKy+$ppy;
$pz=$pKz+$pnz;
$mKn=sqrt(($EKn*$EKn)-(($px*$px)+($py*$py)+($pz*$pz)));
print($mKn,"\n");
}
}
}
}
}

```

ซึ่งส่วนที่สำคัญของโปรแกรมการวิเคราะห์มวลยีนยง สามารถอธิบายได้ดังต่อไปนี้

```
@stuff=split(' ');
```

เป็นการระบุตัวแปร stuff แบบ array (@) โดยมีค่าเป็นช่องว่าง

```

elseif(/projectile:/){
    $protar=$_
}
elseif(/equation_of_state:/){
    $ecm=$stuff[5];
    $midy=log($ecm/0.938);
    $elab=$stuff[3];
    $plab=$stuff[7];

```

เป็นการเก็บค่า header ของ output file

```

elseif(/event#/){
    $EK=0;
    $En=0;
    $pKx=0;
    $pKy=0;
    $pKz=0;
    $pnx=0;
    $pny=0;
    $pnz=0;
    $jj=0;
    $kk=0;
    $ll=0;
    $noe++                # numbers of events: noe
}

```

เป็นการกำหนดค่าตัวแปรเริ่มต้นให้เป็น 0 ทุกรอบการคำนวณ ส่วนตัวแปร noe++ เป็นการเก็บจำนวนเหตุการณ์

```

else{
# if($#stuff==14 | $#stuff==13){
    if($#stuff==14){
        @x=@stuff[0..3];
        @p=@stuff[4..7];

```

```

@id=@stuff[8..11];
$mass=$id[0];
$ityp=$id[1];
$iz2=$id[2];
$charge=$id[3];

```

เป็นการเช็คจำนวนช่องว่างเพื่อให้แน่ใจว่าเป็นคอลัมน์ข้อมูลของอนุภาคที่เกิดขึ้น ภายหลังจากการชน จากนั้นนำค่าของเวลาและระยะบนแกน x, y, z มาเก็บในตัวแปรแบบ array ชื่อ x โดย x[0] คือตัวแปรที่เก็บค่าเวลา ส่วน x[1], x[2], x[3] เป็นตัวแปรเก็บค่า ระยะบนแกน x, y, z ตามลำดับ ในทำนองเดียวกัน p[0] คือตัวแปรที่เก็บค่าพลังงานของอนุภาค ส่วน p[1], p[2], p[3] เป็นตัวแปรเก็บค่าโมเมนตัมในแกน x,y,z ตามลำดับ ทั้งนี้มวลของอนุภาค รหัสของอนุภาค ค่า 2 เท่าของ isospin projection และ ประจุของอนุภาค ถูกเก็บในรูปของตัวแปร mass, ityp, iz2 และ charge ตามลำดับ

```

if ($ityp==27 && $charge==0){
    $l1=1;
}
if ($ityp==106 && $charge==1){
    $numK++;
    $EK=$p[0];
    $pKx=$p[1];
    $pKy=$p[2];
    $pKz=$p[3];
    $jj=1;
}
if ($ityp==1 && $charge==0){
    $numn++;
    $En=$p[0];
    $pnx=$p[1];
    $pny=$p[2];
    $pnz=$p[3];
    $kk=1;
}

```

เป็นการตรวจสอบการเกิดของ ΛnK^+ ว่ามีหรือไม่ โดย ityp=27 และ charge=0 แทนอนุภาค Λ ในขณะที่ ityp=106 และ charge=1 แทนอนุภาค K^+ และนิวตรอนถูกตรวจสอบด้วย ityp=1 และ charge=0 ภายหลังจากการพบว่ามีอนุภาคดังกล่าวเกิดขึ้นแล้ว จึงทำการเก็บข้อมูล ทั้งพลังงานและโมเมนตัมของอนุภาค K^+ และนิวตรอน ด้วยตัวแปร EK, En, pK, pn เพื่อนำไป ใช้คำนวณต่อไป ทั้งนี้ ตัวแปร ll, jj, kk เป็นดัชนีสำหรับตรวจสอบการเกิด ของอนุภาค ΛnK^+ ว่า เกิดขึ้นมาพร้อมกันหรือไม่

```

if ($ll == 1 && $jj == 1 && $kk == 1){
    $EKn=$EK+$En;
    $px=$pKx+$pnx;
    $py=$pKy+$pny;
    $pz=$pKz+$pnz;
    $mKn=sqrt((($EKn*$EKn)-((($px*$px)+($py*$py)+($pz*$pz))));
    print($mKn, "\n");
}

```

เป็นการตรวจสอบว่าถ้ามีอนุภาค ΛnK^+ เกิดขึ้นพร้อมกันแล้ว ในขั้นต่อไปเป็นการคำนวณหาค่า มวลยี่นง จากความสัมพันธ์

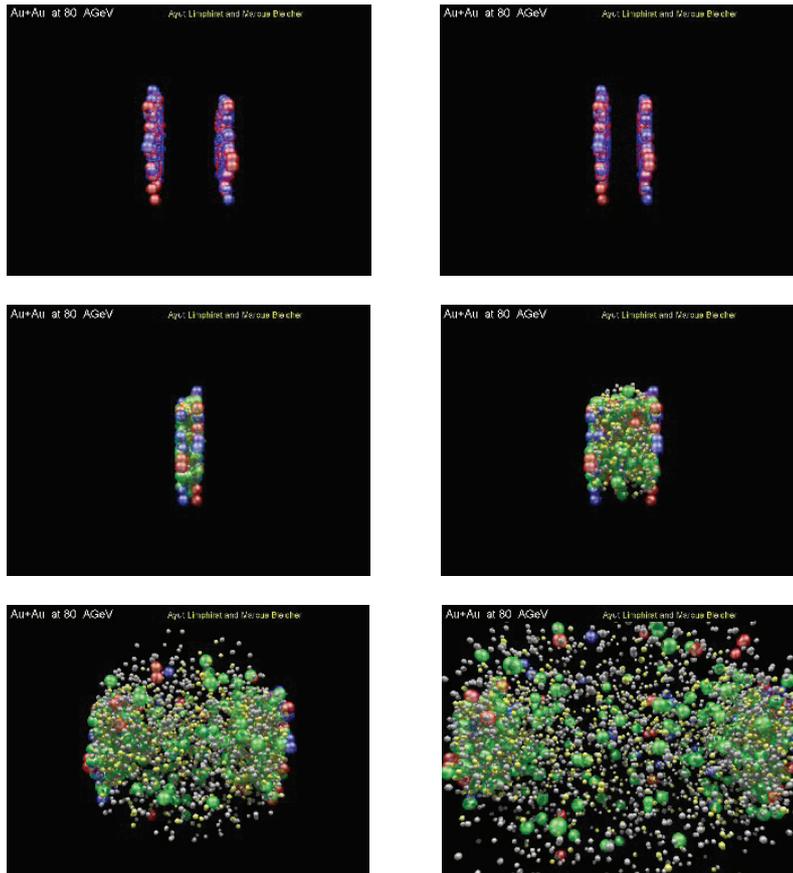
$$M(nK^+) = \sqrt{(E_n + E_{K^+})^2 - (\vec{p}_n + \vec{p}_{K^+})^2}$$

ภายหลังจากนั้นจึงนำข้อมูลมวลยี่นง ที่ได้ ไปพลอตกราฟดังแสดงรายละเอียดในบทการชน ของนิวเคลียส - นิวเคลียส ที่พลังงานสูง

D.2 การสร้างภาพเคลื่อนไหวจาก output file ของโปรแกรมแบบจำลอง UrQMD

เพื่อให้การศึกษากการชนของอนุภาคมีความเข้าใจชัดเจนมากยิ่งขึ้น การสร้างภาพเคลื่อนไหว ของการชนระหว่างอนุภาคจึงมีส่วนช่วยต่อการเห็นภาพจำลอง แสดงการชนดังกล่าว ในงานวิจัย นี้ นอกจากการศึกษาเชิงฟิสิกส์แล้ว ยังมีการศึกษากการสร้างภาพเคลื่อนไหวจำลองการชนของ อนุภาคอีกด้วย

ตัวอย่างภาพต่อไปนี้เป็นภาพนิ่ง ซึ่งเป็นส่วนหนึ่งของภาพเคลื่อนไหว แสดงการชนระหว่าง นิวเคลียสของทอง ที่พลังงาน 80 GeV



สองภาพบน แสดงนิวเคลียสของทองขณะก่อนการชนในกรอบของศูนย์กลางมวล (center-of-mass frame) เมื่อลูกกลมสีฟ้าและสีแดง แทนนิวตรอนและโปรตอนตามลำดับ ถัดมาที่ สองภาพกลาง แสดงนิวเคลียสชนพุ่งเข้าชน แล้วมีการถ่ายเทโมเมนตัมและการสร้างอนุภาคใหม่ เกิดขึ้น โดยลูกกลมสีเขียวแทนบาริออนชนิดอื่นที่เกิดขึ้น และลูกกลมเล็กแทนเมซอนชนิดต่างๆ สองภาพล่างแสดงการเกิดอนุภาคต่างๆภายหลังการชน เมื่อลูกกลมเล็กสีเทา และสีเหลือง แทน อนุภาคไพออน และมีซอนชนิดต่างๆ ตามลำดับ จะพบว่ามีอนุภาคไพออนเกิดขึ้นมากภายหลังการ ชน

ในการสร้างภาพเคลื่อนไหวนั้น ได้มีการนำโปรแกรม povray (Persistence of Vision Ray-tracer) มาใช้ในการสร้างภาพ จาก output file ซึ่งจะใช้โปรแกรมภาษา perl เพื่ออ่านข้อมูลจาก output file แล้วป้อนข้อมูลเป็น input data ให้แก่ povray

ทั้งนี้ source code ที่ใช้ในการสร้างภาพเคลื่อนไหว แสดงได้ดังนี้

```
#!/usr/bin/perl
# generates a povray input file for time step
$outname=test;
$time=-1;
while(<>) {
```

```

@stuff=split(' ');
if(/UQMD/){
}
elseif(/projectile:/){
    $protar=$_
}
elseif(/equation_of_state:/){
    $ecm=$stuff[5];
    $midy=log($ecm/0.938);
    $elab=$stuff[3];
    $plab=$stuff[7];
}
elseif(/event#/){
    $totaltime=$stuff[7];
    $noe++                # numbers of events: noe
}
else{
    if($#stuff==14||$#stuff==13){
        @x=@stuff[0..3];
        @p=@stuff[4..7];
        @id=@stuff[8..11];
        $mass=$id[0];
        $ityp=$id[1];
        $iz2=$id[2];
        $charge=$id[3];
#detail for variables
# stuff[0] = r_0    = $x[0]
# stuff[1] = r_x    = $x[1]
# stuff[2] = r_y    .
# stuff[3] = r_z    .
# stuff[4] = p_0    = $p[0]
# stuff[5] = p_x    = $p[1]

```

```

# stuff[6] = p_y      .
# stuff[7] = p_z      .
# stuff[8] = mass     = $id[0]
# stuff[9] = ityp     = $id[1]
# stuff[10]= iz2      = $id[2]
# stuff[11]= charge   = $id[3]

    if ($x[0]>$time){
# write out
    if ($time>=0){
        $ttime=1000*$time;
        if ($ttime<100){
            $ttime="000".$ttime;
        }
        elsif ($ttime<1000){
            $ttime="00".$ttime;
        }
        elsif ($ttime<10000){
            $ttime="0".$ttime;
        }
        open (OUT,">".$outname."-".$ttime.".pov");
# header
# $location="<0.0,0.0,-40.0>";
$clock=$time/$totaltime;
$phi=3.14*$clock;
$locx=0;
$locy=0;
$locz=-40;
$location="<".$locx.", ".$locy.", ".$locz.">";
print OUT (
"

```

```

// Persistence of Vision Ray Tracer Scene Description File
// File: ".$outname."-".$time.".pov
// Vers: 3.6
// Desc: urqmd movie file
// Date: ?
//

\#version 3.6;
\#include \"colors.inc\"
global_settings {
    assumed_gamma 1.0
}
// -----
camera {
    location ".$location."
    direction z
    right      x*image_width/image_height
    look_at   <0.0, 0.0, 0.0>
}
light_source {
    <0, 0, 0>          // light's position (translated below)
    color rgb <1, 1, 1> // light's color
    translate <-30, 30, -30>
}
light_source {
    <0, 0, 0>          // light's position (translated below)
    color rgb <1, 1, 1> // light's color
    translate <30, 30, -30>
}
// -----
merge{
");

```

```

# do the baryons
  foreach $i (1..$ib){
    if ($baryonvis[$i]==1){
# do the small spheres
$xxb=$baryonpos[$i][3];
$yyb=$baryonpos[$i][1];
$zzb=$baryonpos[$i][2];
    print OUT (
"
sphere {
  <".$xxb.",".$yyb.",".$zzb.">, .8
  texture {
    pigment {
      radial
      frequency 8
      color_map {
");
# determine colour from type
if ($baryontype[$i]==1 && $baryoncharge[$i]== 1){
print OUT ("
    [1.00 color rgb <1.0,0.0,0.0> transmit .5]
");
}
if ($baryontype[$i]==1 && $baryoncharge[$i]== 0){
print OUT ("
    [1.0 color rgb <0.0,0.0,1.0> transmit .5]
");
}
else{
print OUT ("
    [1.00 color rgb <0.0,1.0,0.0> transmit .5]
");

```

```

}
print OUT ("
    }
}
finish{
    specular 0.6
}
}
}
");
}
} # end of the baryons
print OUT ("} //end of merge\n");
# do the mesons

    foreach $i (1..$im){
        if ($mesonvis[$i]==1){
# do the small spheres
$xxm=$mesonpos[$i][3];
$yym=$mesonpos[$i][1];
$zzm=$mesonpos[$i][2];

        print OUT (
"
sphere {
    <".$xxm.", ".$yym.", ".$zzm.">, .3
    texture {
        pigment {
            radial
            frequency 8
            color_map {
");

```

```

if ($mesontype[$i]==101){
print OUT ("
    [1.00 color rgb <0.5,0.5,0.5> transmit .2]
");
}
else {
print OUT ("
    [1.00 color rgb <0.972,0.996,0.004> transmit .2]
");
}
print OUT ("
    }
    }
    finish{
        specular 0.6
    }
}
}
");
}
} # end of the meson
close (OUT);
system("povray -geometry +0+0 +W1024 +H768 +I".$outname."-".
    .$ttime.".pov +O".$outname."-".$ttime.".bmp");
system("rm ".$outname."-".$ttime.".pov");
}
# set things to zero. etc
    $time=$x[0];
    $ib=0;
    $im=0;
}
# tag baryons

```

```

if (abs($ityp)<100){
    $ib++;
    $baryonpos[$ib][1]=$x[1];
    $baryonpos[$ib][2]=$x[2];
    $baryonpos[$ib][3]=$x[3];
    $baryontype[$ib]=$ityp;
    $baryoncharge[$ib]=$charge;
    $baryonvis[$ib]=1;
}
# tag mesons
if (abs($ityp)>100){
    $im++;
    $mesonpos[$im][1]=$x[1];
    $mesonpos[$im][2]=$x[2];
    $mesonpos[$im][3]=$x[3];
    $mesontype[$im]=$ityp;
    $mesonvis[$im]=1;
}
# while end
} #else
} #if stuff=13
} #while

```

จาก source code ข้างต้น จะขออธิบายเฉพาะส่วนสำคัญดังนี้

ในส่วนแรกจะเป็นการอ่านข้อมูลจาก output file ซึ่งมีคำอธิบายอยู่ในภาคผนวกการวิเคราะห์ข้อมูล จากนั้นนำข้อมูลที่อ่านได้จาก output file มาเป็น input data ของ povray สามารถอธิบายส่วนที่สำคัญอื่นๆได้ดังนี้

```

if ($baryontype[$i]==1 && $baryoncharge[$i]== 1){
print OUT ("
    [1.00 color rgb <1.0,0.0,0.0> transmit .5]
");

```

เมื่อได้ข้อมูลที่เป็น input data แล้ว ทำการจำแนกชนิดของบาริออน โดย baryontype=1 และ

baryoncharge= 1 หมายถึงโปรตอน จากนั้นจึงกำหนดสีในระบบ RGB <1.0,0.0,0.0> ให้สีแดง แทนด้วยโปรตอน

```
if ($baryontype[$i]==1 && $baryoncharge[$i]== 0){  
print OUT ("  
    [1.0 color rgb <0.0,0.0,1.0> transmit .5]  
");
```

เป็นการระบุสีของนิวตรอนให้เป็นสีฟ้า

```
else{  
print OUT ("  
    [1.00 color rgb <0.0,1.0,0.0> transmit .5]  
");
```

เป็นการระบุสีของบาริออนชนิดอื่นๆ ให้แทนด้วยสีเขียว

```
if ($mesontype[$i]==101){  
print OUT ("  
    [1.00 color rgb <0.5,0.5,0.5> transmit .2]  
");
```

เป็นการระบุสีของไพออนด้วยสีเทา

```
else {  
print OUT ("  
    [1.00 color rgb <0.972,0.996,0.004> transmit .2]  
");
```

เป็นการระบุสีของเมซอนชนิดอื่นๆ ด้วยสีเหลือง

```
system("povray -geometry +0+0 +W1024 +H768 +I".$outname."-"  
    ".$ttime.".pov +0".$outname."-".$ttime.".bmp");
```

เป็นการกำหนดการทำงานของ povray แล้วให้ภาพในแต่ละขั้นเวลา (time step) ออกมาเป็นไฟล์ .bmp

ในขั้นตอนต่อไป หลังจากที่ได้ภาพ .bmp ในแต่ละขั้นเวลาออกมาแล้ว จะนำไฟล์ภาพดังกล่าว ไปสร้างเป็นภาพเคลื่อนไหวโดยใช้โปรแกรม Windows Movie Maker เพื่อได้ภาพเคลื่อนไหว .avi ออกมา

เอกสารอ้างอิง

- [1] H. A. Bethe and G. E. Brown, *Astrophysical Journal*, 445 (1995) 129.
- [2] C.M.Ko, *Phys.Lett. B*, 138 (1984) 361.
- [3] A. Forster,F.Uhlig et al. (KaoS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003)152301.
- [4] H. Oeschler, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 27, 257 (2001);A. Forster et al., *ibid.* 28(2002) 2011.
- [5] C. Hartnack, H. Oeschler, and J. Aichelin, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 102301; 93(2004) 149903(E).
- [6] G. Q. Li, C. M. Ko, and G. E. Brown, *Phys. Lett. B*, 381 (1996) 17.
- [7] Z. S. Wang, C. Fuchs, A. Faessler, and T. Gross-Boelting, *Eur. Phys. J. A*, 5 (1999) 275.
- [8] Y. Shin et al. (KaoS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1576.
- [9] F.Uhlig, A. Forster et al. (KaoS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 1012301.
- [10] S. Schnetzer, et al., *Phys. Rev. C*, 41 (1989) 640; S. Schnetzer, et al., *Phys. Rev. C*, 41 (1990) 1320 (erratum).
- [11] J.W. Harris, et al., *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 229.
- [12] CERN Program Library Long Wite-Up W5013.
- [13] D. Miskowiec et al., *Nucl. Instrum. Methods A*, 350 (1994) 174.

- [14] Forster, A., Uhlig, F., Bottcher, I., Brill, D., Debowski, M., Dohrmann, F., et al. (2007). Phys Rev. C, 75(2), 024906.
- [15] H. Stelzer, Nucl. Instrum. Methods A, 310 (1991) 103.
- [16] J. Ritman et al., Z. Phys. A, 352 1995 355; GSI Annual Report 97–1(1997)61.
- [17] M. Nekipelov, et al., Phys. Lett. B, 540 (2002) 207.
- [18] D.B. Kaplan, A.E. Nelson, Phys. Lett. B, 175 (1986) 57.
- [19] A.E. Nelson, D.B. Kaplan, Phys. Lett. B, 192 (1987) 193.
- [20] C.L. Korpa, M.F.M. Lutz, Acta Phys. Hung. A, 22 (2005) 21. arXiv:nucl-th/0404088.
- [21] J. L. Ritman, et al (FOPI Collaboration), Z. Phys. A, 352 (1995) 355.
- [22] M. Menzel et al., KaoS Collaboration, Phys. Lett. B, 495 (2000) 26.
- [23] C. Sturm et al., KaoS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 39.
- [24] D. Best et al., FOPI Collaboration, Nucl. Phys. A, 625(1997) 307.
- [25] M. Nekipelov et al., COSY Collaboration, Phys. Lett. B, 540 (2002) 207.
- [26] G. Q. Li, C. M. Ko, and B. A. Li, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 235 .
- [27] G. Q. Li and C. M. Ko, Nucl. Phys. A, 594 (1995) 460.
- [28] G. Q. Li et al., Phys. Lett. B, 381 (1996) 17.
- [29] G. Q. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C, 54 (1996)2159(R).
- [30] E. L. Bratkovskaya, U CassingWand Mosel, Nucl. Phys. A, 622(1997) 593.
- [31] C. David, C. Hartnack, and J. Aichelin, Nucl. Phys. A, 650 (1999) 358.
- [32] Y. M. Zheng, C. Fuchs, A. Faessler et al, Phys. Rev. C, 69(2004) 034907.
- [33] A. Mishra, E. L. Bratkovskaya, J. Schaffner-Bielich, S. Schramm, and H. Stöcker, Phys. Rev. C, 70 (2004) 044904.
- [34] B. D. Kaplan, and A. E. Nelson, Phys. Lett. B, 175 (1986) 57 .

- [35] A. E. Nelson, and D.B. Kaplan, Phys. Lett. B, 192 (1987).193 .
- [36] N. Herrmann et al. (FOPI Collaboration), Nucl. Phys. A, 610 (1996). 49c.
- [37] Z. Rudy,W. Cassing, L. Jarczyk, B. Kamys, A. Kowalczyk, and P. Kulessa, Eur. Phys. J. A, 23 (2005) 379.
- [38] C. Fuch, D. S. Kosov, Amand Faessler, Z. S. Wang and T. Waindzoeh, Phys. Lett. B, 434 (1998) 245.
- [39] C. L. Korpa and M. F. M. Lutz, Acta Phys. Hung. A, 22 (2005) 21 .
- [40] L. Tol'os, A. Ramos, and A. Polls, hep-ph/0503009.
- [41] M. Gyvlassy et al, Phys. Lett. B, 110 (1982) 185.
- [42] Li B A, Andrew T S and Zhang B, arXiv: nucl-th/0108047v1.
- [43] G R., Shin arXiv: nucl-th/0704.3479v1.
- [44] X. L.Zhu, M Bleicher, and H Stocker, arXiv: nucl-th/0509081v2.
- [45] E. L. Bratkovskay, W. Cassing and U. Mosel, Phys. Lett. B, 424,(1998) 244 .
- [46] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs , V. S. U.Maheswari and D. S. Kosov, Nucl. Phys. A, 628(1998) 1515.
- [47] H. Herrmann et al (FOPI Collaboration), Prog. Part.Nucl. Phys. 42(1999) 187.
- [48] C. B. Dover, D. J. Millener and A. Gal, Phys. Rept. 184 (1989) 1.
- [49] A. Gal, Nucl. Phys. A, 754 (2005) 91. [arXiv:nucl-th/0312071].
- [50] M. Danysz *et al.*, Nucl. Phys. 49 (1963) 121.
- [51] M. Danysz *et al.*, Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 29.
- [52] D. J. Prowse, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 782.
- [53] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. 85 (1991) 1287.
- [54] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 132504.
- [55] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 212502 .

- [56] M. Kotulla *et al.* [PANDA Collaboration], Letter of intend for PANDA, <http://www-panda.gsi.de/framework/documents.php?section=Papers>.
- [57] J. Smyrski, *Int. J. Mod. Phys. A*, 20 (2005) 564 .
- [58] B. Ketzer [PANDA Collaboration], *Int. J. Mod. Phys. A*, 21 (2006) 5675.
- [59] B. Kopf, *J. Phys. Conf. Ser.* 69 (2007) 012026.
- [60] A. Feliciello [PANDA Collaboration], *Nucl. Phys. A*, 790 (2007) 651c .
- [61] M. F. Lutz, B. Pire, O. Scholten and R. Timmermans [The PANDA Collaboration], arXiv:0903.3905 [hep-ex].
- [62] J. Pochodzalla, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 214, (2004)149 .
- [63] J. Pochodzalla,
- [64] Conceptual Design Report: An international accelerator facility for beams of ions and antiprotons, <http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr>. *Nucl. Phys. A*, 754 (2005) 430 .
- [65] F. Uhlig *et al.*, (KaoS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 012301.
- [66] P. Crochet *et al.*, *Phys. Lett. B*, 486 (2000) 6.
- [67] D. Best *et al.*, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys. A*, 625 (1997) 307 .
- [68] P. Senger *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 327, 393 (1993).
- [69] M. Menzel *et al.*, KaoS Collaboration, *Phys. Lett. B*, 495 (2000) 26 .
- [70] S. A. Bass *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41 (1998) 255. [arXiv:nucl-th/9803035].
- [71] M. Bleicher *et al.*, *J. Phys. G*, 25 (1999) 1859. [arXiv:hep-ph/9909407].
- [72] H. Petersen, M. Bleicher, S. A. Bass and H. Stoecker, arXiv:0805.0567 [hep-ph].
- [73] A. Limphirat, C. Kobdaj, M. Bleicher, Y. Yan and H. Stoecker, *J. Phys. G*, 36 (2009) 064049.

- [74] A. S. Galoyan and A. Polanski, arXiv:hep-ph/0304196.
- [75] G. Zeeb, M. Reiter and M. Bleicher, Phys. Lett. B, 586 (2004) 297 .
[arXiv:nucl-th/0312015].
- [76] M. Gell-Mann, R. J. Oakes and B. Renner, Phys. Rept. 175 (1968) 2195.
- [77] J. B. Kogut, D. K. Sinclair and K. C. Wang, Phys.Lett. B, 263 (1991) 101.
- [78] J. Gasser, H. Leutwyler and M. Sainio, Phys. Lett. B, 253 (1991) 252.
- [79] J. Gasser and H. Leutwyler, Phys. Lett. B, 184 (1987) 83.
- [80] P. Gerber and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B, 321 (1989) 387.
- [81] G. Q. Li, C. H. Lee and G. E. Brown, Nucl. Phys. A, 625 (1997) 372.
- [82] W. H. Dickhoff, Amand Faessler, J. Mayer-ter-Vehn and H. Muther, Phys. Rev. C, 23 (1981) 1154.
- [83] M. Lutz, S. Klimt and W. Weise, Nucl. Phys. A, 542 (1992) 521.
- [84] J. Aichelin and C. M. Ko, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2661.
- [85] B. D. Serot, and J. D. Walecka, Advance Nucl. Phys, 16 (1986) 1.
- [86] G. Q. Li, C. M. Ko and Bao-An Li, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 235.
- [87] G. Q. Li and C. M. Ko, Nucl. Phys. A, 594 (1995) 460.
- [88] J. Schaffner, J. Bondorf and I. N. Mishustin, Nucl. Phys. A, 625 (1997) 325.
- [89] C. Fuch, Amand Faessler, Z. S. Wang and T. Gross-Boelting, Prog. Par. Nucl. Phys. 42 (1999) 197.
- [90] C. M. Ko and G. Q. Li, Jour. Phys. G, 22 (1996) 1673.
- [91] E. L. Bratkovskay, W. Cassing and U. Mosel, Nucl. Phys A, 622 (1998) 593.
- [92] G. Q. Li, C. M. Ko and Bao-An Li, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 5214.
- [93] A. R. Bodmer and C. N. Panos, Phys. Rev. C, 15 (1977) 1342.
- [94] J. Molitoris, J. B. Hoffer, H. Kruse and H. Stoecker, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 899.

- [95] J. Aichelin, Phys. Rept. 202 (1991) 233.
- [96] J. Aichelin and H. Stoecker, Phys. Lett. B, 176 (1986) 14.
- [97] S. A. Bass et al., Progress in Nuclear and Particle Physics 41 (1998) 225.
- [98] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rept. 25 (1976) 83.
- [99] J. Cugnon, Phys. Rev. C, 22 (1980) 1885.
- [100] J. Jaenicke, J. Aichelin, N. Ohtsuka, R. Lindner and Amand Faessler, Nuclear Physics A, 536 (1992) 201.
- [101] V. S. Uma Maheswari, C. Fuchs, Amand Faessler, L. Sehn, D. Kosov and Z. Wang, Nucl. Phys. A, 628 (1998) 669.
- [102] K. Shekhter, C. Fuchs, Amand Faessler and M. Krivoruchenko, Phys. Rev. C, 68 (2003) 0149041.
- [103] S. Teis et al., Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei, 356 (1997) 421.
- [104] P. Danielewicz and S. Pratt, Phys. Rev. C, 53 (1996) 249.
- [105] A. B. Larionov, M. Effenberger, S. Leupold and U. Mosel, Phys. Rev. C, 66 (2002) 054604.
- [106] C. Fuchs, Progress in Particle and Nuclear Physics, 56 (2006) 1.

ประวัตินักวิจัย

CURRICULUM VITAE

Name:

Dr. PORNRAD SRISAWAD

Sex Female **Age** 43 years

Status Single

Positions: Instructor

Office: Department of Physics, Naresuan University, Phitsanulok,
Thailand.

Address: Amphur Muang, Phitsanulok, 65000, THAILAND

Telephone 055-261-000-4 ext 3511 , Fax 055-261025

E-mail pornrads@gmail.com

Educations:

Bachelor degree in Physics at Neresuan University (1989-1992)

Master degree in Nuclear Technology at Chulalongkorn University
(1992-1995)

Doctor of Philosophy (Physics) at Suranaree University of Technology
(2001-2006)

Expert Field :

Heavy ion collisions, Nuclear and Particle Theory, Nuclear technology

Publications

1. **Pornrad Srisawad**, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan and Chinorat Kobdaj, Sigma meson production in heavy ion collisions at intermediate energies, Proceedings of the First National Symposium on Physics Graduate Research, CHEP07.

2. **Pornrad Srisawad**, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan and Yong-Zhong Xing, Chinorat Kobdaj, Sigma meson production in heavy ion collisions at intermediate energies, International Journal of Modern Physics, 2007; A22: 6219-6226.
3. Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. Shekhter, **Pornrad Srisawad**, Chinorat Kobdaj, and Y. P. Yan, Influence of the chiral mean field on the kaon in-plan flow in heavy ion collision, Commun Theor.Phys., 2004; 41: 746-750.
4. **Pornrad Srisawad**, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan, and Yong-Zhong Xing, Chinorat Kobdaj, Kaon Production in heavy ion collisions at intermediate energies. Proceedings of Siam Physics Congress 2007.
5. Y. M. Zheng, C. Fuchs, **Pornrad Srisawad**, Amand Faessler, Y. P. Yan, Chinorat Kobdaj, and Y. Z. Xing, Sigma meson production in nuclear reactions. Commun. Theor. Phys., 2008; 50: 725-728.
6. **Pornrad Srisawad**, Y. M. Zheng, Y. P. Yan, Chinorat Kobdaj and Y.Z. Xing, Collective flow in Heavy ion collisions for $E_b = 0.25-1.15$ GeV/nucleon. International Journal of Modern Physics Letters A vol 24,(2009) 1063-1066.
7. Xing Yong-Zhong, Zheng Yu-Ming, **Srisawad Pornrad**, Yan Yu-Peng and Kobdaj Chinorat Differential Directed Flow of K^+ Meson within Covariant Kaon Dynamics. Chinese Phys. Lett. 26 (2009) 022501.
8. ดวงชีวัน จันเครื่อง, ธารทิพย์ ก้อนแก้วมูล, นเรศร์ จันทน์ขาว, ธวัชชัย อธิธิพูนชนกร และ **พรรัตน์ ศรีสวัสดิ์** การวัดคุณภาพและปริมาณรังสีแกมมาในดินโดยใช้หัววัดเจอร์มาเนียมความบริสุทธิ์สูง HPGе Naresuan University Journal 2009;17(2).
9. Xing Young Zhong, Zheng Yu-Ming, **Srisawad Pornrad**, Yan Yupeng, Transverse momentum dependence of differential directed flow of lamda hyperon within kaon covariant dynamics, Science China Physics, Mechanics & Astronomy Vol53 No2 (2010) 331-335 .
10. **P. Srisawad**, Y.M. Zheng, Y. Yan and Y.Z Xing, Collective flow of K^+ Meson within covariant kaon dynamics. Nuclear Physics A834 (2010)590c-592c.
11. **Pornrad Srisawad**, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan, and Yong-Zhong Xing, Chinorat Kobdaj, Sigma meson production in proton-nucleus collisions. Internation Journal of Modern Physics E 2011 : Vol.19 nOs. 8&9 (2010) 1842-1849.

12. Xing Young Zhong, Zheng Yu-Ming, **Srisawad Pornrad**, Yan Yupeng, Influence of the Lorentz force on the centrality dependence of the kaon flow in heavy ion collisions. EPL,90 (2010)12002.
13. **Pornrad Srisawad**. Transport model study of in medium kaon potential in heavy ion collisions. Suranaree J. Sci. Technol. 18 (2011)3:239-247.
14. **P. Srisawad**, O. Katsungnoen Y.M. Zheng, Y. Yan and A.Limphirat. Azimutal distributions of K^+ Mesons in heavy-ion collisions. Few-Body Syst (2011)DOI:10.1007/s00601-012-0431-1.
15. **P. Srisawad**, Y.M. Zheng, A. Suksri Y. Yan and A. Limphirat. In-Medium Kaon Potential and Nuclear Equation of State Measured in Nucleus Nucleus Collisions. Few-Body Systems , in press.
16. **P. Srisawad**, Y.M. Zheng, A. Suksri S. Pholwiang Y. Yan and A. Limphirat.

In-Medium Kaon Potential Measured in Nucleus- Nucleus Collisions . Modern Physics Letter A , in press.

CURRICULUM VITAE YUPENG YAN

School of Physics, Suranaree University of Technology

Nakhon Ratchasima 30000, Thailand

e-mail: yupeng@ccs.sut.ac.th

PROFESSIONAL EXPERIENCE

Associate Professor (June 2003 - present)

School of Physics, Suranaree University of Technology, Thailand

Assistant Professor (June 1999 - June 2003)

School of Physics, Suranaree University of Technology, Thailand

Lecturer (June 1997 - June 1999)

School of Physics, Suranaree University of Technology, Thailand

Research Officer (January 1996 - June 1997)

Department of Physics, University of the Witwatersrand, South Africa

FRD Post Doctoral Fellow (Foundation for Research Development of South Africa)

(January 1995 - December 1995) Department of Physics, University of the Witwatersrand, South Africa

Lecturer (September 1987 - April 1990)

Department of Physics, Nankai University, P. R. China

DAAD Senior Visiting Researcher (Deutscher Akademischer Austauschdienst)

(November 2001 - December 2001);

DAAD Senior Visiting Researcher (October 2000 - November 2000);

DAAD Visiting Researcher (April 1998 to June 1998,)

Institute for Theoretical Physics, Tuebingen University, Germany.

FRD Senior Research Officer (December 1999)

Department of Physics, University of the Witwatersrand, South Africa

Research Associate (July 1994 - December 1994),

Research Assistant (April 1990 - June 1994)

Institute for Theoretical Physics, Tuebingen University, Germany.

EDUCATION

Ph.D. in Physics (awarded on August 2, 1994)

Institute for Theoretical Physics, Tuebingen University, Germany.

Field of Study: Nuclear and Particle Theory

Title of Thesis: Nucleon-Antinucleon Bound States in Nonrelativistic Quark Models

Supervisor: Amand Faessler

Master of Science (awarded July 1987)

Department of Physics, Nankai University, P. R. China

Field of Study: Nuclear and Particle Theory

Title of Thesis: Vacuum Contribution to Nucleon-Nucleon Interaction

Supervisor: Guozu He

Bachelor of Science (awarded in July 1984)

Department of Physics, Nankai University, P. R. China

Field of Study: Electro-Optics

Title of Thesis: Design of Color-TV Bending Coil.

Supervisor: Shouqian Ding

AWARDS and RESEARCH GRANTS

NRCT Fund (NRCT: National Research Council of Thailand) (Oct. 2001 - Sep. 2003)

(Project: Heavy Ion Reactions at Ultra-Relativistic Energies)

RGJ Grant (RGJ: Royal Golden-Jubilee Ph.D. Project of Thailand, for more informa-

tion see <http://rgj.trf.or.th/eng.htm>) (Oct. 2001 - Sep. 2006) (Project: Low-Energy Pion-Proton Processes in Chiral Quark Models),

RGJ Grant (October 2001 - September 2006) (Project: Two-Pion and Two-Kaon Bound States in Chiral Quark Models),

RGJ Grant (October 1998 - September 2003) (Project: Baryon Weak and Electromagnetic Decays in Chiral Quark Models),

RGJ Grant (October 1998 - September 2003) (Project: Nucleon-Nucleon and Nucleon-Antinucleon Interactions)

TRF Research Fund (Thailand Research Foundation) (Oct. 1997 - Sept. 1999)
Suranaree University of Technology, Thailand

FRD Post Doctoral Fellowship (January 1995 - December 1995) (Foundation for Research Development of South Africa) University of the Witwatersrand, South Africa

Graduate Fellowship of Baden-Wuerttemberg of Germany (January 1992 - August 1994) Tuebingen University, Germany

INVITED LECTURES and TALKS:

CCAST World Laboratory Workshop (April 2-6, 2001)

China Center of the Advanced Science and Technology (CCAST), Beijing, P. R. China

Lectures: Proton-antiproton annihilation into two and three mesons (10 hours)

Nucleon-antinucleon atomic states (4 hours)

Quantum object is merely particle (4 hours)

(CCAST directed by T.D. Lee invites every year one outstanding young Chinese scholar working in each field abroad to give a series of lectures in Beijing)

Germany-East Asia Symposium of Nuclear and Particle Physics (May, 1998)

Talk: Proton-antiproton annihilation to two pions and two kaons

SELECTED PUBLICATIONS

- 1) Y. Yan, K. Khosonthongkee, C. Kobdaj, P. Suebka, Th. Gutsche, Amand Faessler and V.E. Lyubovitskij, " $\bar{p}D$ atoms in realistic potentials", Physics Letter B 659, 555 (2008).

- 2) P. Srisawad, Y. M. Zheng, C. Fuchs, A. Faessler, Y. Yan, C. Kobdaj and Y.Z. Xing, "Sigma meson production in heavy ion collisions at intermediate energies", International Journal of Modern Physics A 22, 6219 (2007).
- 3) Y. Yan, P. Suebka, C. Kobdaj and K. Khosonthogkee, "Strong interaction in pionium", Nuclear Physics A 790, 402c (2007).
- 4) K. Khosonthogkee, N. Supanam, Y. Yan, Th. Gutsche and Amand Faessler, "N*(1440) decays in a hybrid baryon model", Nuclear Physics A 790, 518c (2007).
- 5) K. Pumsa-ard, W. Uchai and Y. Yan, "Meson exchange theory for high energy proton-proton scattering", International Journal of Modern Physics E, Vol. 15, No. 1 pp. 109-119 (2006).
- 6) P. Suebka, C. Kobdaj and Y. Yan, "Reaction in non-relativistic quark model", International Journal of Modern Physics E, Vol. 14, No. 7 pp. 987-994 (2005).
- 7) Y. Yan, C. Kobdaj, P. Suebka, Y.M. Zheng, Amand Faessler, Th. Gutsche and V.E. Lyubovitskij, "Electron-positron annihilation into hadron-antihadron pairs", Phys. Rev. C71 025204 (2005).
- 8) P. Suebka and Y. Yan, "Accurate evaluation of pionium wave functions", Phys. Rev. C 70, 034006 (2004).
- 9) Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. Shekhter, Yu-Peng Yan and Chinorat Kobdaj, "Covariant kaon dynamics and kaon flow in heavy ion collisions" Phys. Rev. C 69, 034907 (2004).
- 10) Ben-Hao Sa, Zhong-Qi Wang, Xu Cai, Dai-Mei Zhou, C. Kobdaj and Yu-Peng Yan, "Energy dependence of string fragmentation function and ϕ meson production" Commun. Theor. Phys. 41, 291 (2004).
- 11) Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. Shekhter, P. Srisawad, Y. Yan and C. Kobdaj, "Influence of Chiral Mean Field on Kaon In-plane Flow in Heavy Ion Collisions" Commun. Theor. Phys. 41, 746 (2004).

- 12) K. Khosonthongkee, V.E. Lyubovitskij, Th. Gutsche, Amand Faessler, K. Pumsa-ard, S. Cheedket and Y. Yan, Axial form factor of the nucleon in the perturbative chiral quark model, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 30, 793 (2004).
- 13) S. Cheedket, V.E. Lyubovitskij, Th. Gutsche, Amand Faessler, K. Pumsa-ard and Y. Yan, Electromagnetic form factors of the baryon octet in the perturbative chiral quark model, *Eur. Phys. J. A.* 20, 317 (2004).
- 14) Y. Yan, K. Pumsa-ard, R. Tegen, Th. Gutsche, V.E. Lyubovitskij and Amand Faessler, Nucleon-Nucleon High-Energy Scattering, *Int. J. Mod. Phys. E* 12, 367 (2003).
- 15) Y. Yan, C. Kobdaj, W. Uchai, A. Faessler, T. Gutsche and Y.M. Zheng, Electron-Positron Annihilation into Nucleon-Antinucleon Pairs, *Mod. Phys. Lett. A* 18, 370 (2003).
- 16) Y.M. Zheng, Z.L. Chu, C. Fuchs, A. Faessler, W. Xiao, D.P. Hua, Y. Yan, Transverse Flow of Kaons in Heavy-Ion Collisions, *Chin. Phys. Lett.* 19, 926 (2002).
- 17) Y. Yan, Baryon Structure and Baryon Interaction, CCAST (World Laboratory) Workshop Series: Volume 129 (2001).
- 18) Y. Yan and R. Tegen, On the Quark Substructure of the Hydrogen Nucleus, *Suranaree Journal of Science and Technology* Vol. 7, 42 (2000).
- 19) Y. Yan and R. Tegen, Proton-Antiproton to two Pions and two Kaons in Baryon Exchange and Meson Pole Diagrams, *Nucl. Phys. A* 648, 89 (1999).
- 20) Y. Yan and R. Tegen, Scale Invariance of g_A/g_V in Dirac-scalar and Dirac-vector Quark Confining Potentials, *ISMPE* 13 (1998).
- 21) Y. Yan, T. Gutsche, R. Thierauf, A. Muhn and A. Faessler, Quasinuclear Nucleon-Antinucleon Bound States in the Quark Annihilation Model, *J. Phys. G* 23, 605 (1997).
- 22) Y. Yan, R. Tegen, T. Gutsche and A. Faessler, Nucleon-Antinucleon Bound States and Sturmian Function Method, *Phys. Rev. C* 56, 1596 (1997).

- 23) E. Bauer, T. Gutsche, A. Muhm, R. Thierauf, Y. Yan, A. Faessler and R.V. Mau, The Rho Parameter of Low-Energy Proton-Antiproton Scattering in the 3P0 Quark Model, *Phys. Lett.* B386, 50 (1996).
- 24) Y. Yan and R. Tegen, Role of Tensor Meson Pole and Delta Exchange Diagrams in Proton-Antiproton to two Pions, *Phys. Rev.* C54, 1441 (1996).
- 25) A. Muhn, T. Gutsche, R. Thierauf, Y. Yan and A. Faessler, Proton-Antiproton Annihilation into Two Mesons in the Quark Annihilation Model Including Final State Interaction, *Nucl. Phys.* A598, 285 (1996).
- 26) R. Thierauf, T. Gutsche, Y. Yan, A. Muhm and A. Faessler, The Non-Relativistic Quark Model and Nucleon-Antinucleon Interaction, *Nucl. Phys.* A588, 783 (1995).
- 27) Y. Yan, S.W. Huang and A. Faessler, A Microscopic Quark Model of Pion Nucleon to Kaon Sigma Reactions for Heavy Ion Collisions, *Phys. Lett.* B354, 24 (1995).
- 28) Pornrad Srisawad, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan and Yong-Zhong Xing, Chinorat Kobdaj, Sigma meson production in heavy ion collisions at intermediate energies, *International Journal of Modern Physics*, 2007; A22: 6219-6226.
- 29) Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. Shekhter, Pornrad Srisawad, Chinorat Kobdaj, and Y. P. Yan, Influence of the chiral mean field on the kaon in-plan flow in heavy ion collision, *Commun Theor.Phys.*, 2004; 41: 746-750.
- 30) Pornrad Srisawad, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan, and Yong- Zhong Xing, Chinorat Kobdaj, Kaon Production in heavy ion collisions at intermediate energies. *Proceedings of Siam Physics Congress 2007*.
- 31) Y. M. Zheng, C. Fuchs, Pornrad Srisawad, Amand Faessler, Y. P. Yan, Chinorat Kobdaj, and Y. Z. Xing, Sigma meson production in nuclear reactions. *Commun. Theor. Phys.*, 2008; 50: 725-728.
- 32) Pornrad Srisawad, Y. M. Zheng, Y. P. Yan, Chinorat Kobdaj and Y.Z. Xing, Collective flow in Heavy ion collisions for $E_b = 0.25-1.15$ GeV/nucleon. *International Journal of Modern Physics Letters A* vol 24,(2009) 1063-1066.

- 33) Xing Yong-Zhong, Zheng Yu-Ming, Srisawad Pornrad, Yan Yu-Peng and Kobdaj Chinorat. Differential Directed Flow of K^+ Meson within Covariant Kaon Dynamics. Chinese Phys. Lett. 26 (2009) 022501.
- 34) P. Srisawad, Y.M. Zheng, Y. Yan and Y.Z Xing, Collective flow of K^+ Meson within covariant kaon dynamics. Nuclear Physics A834 (2010)590c-592c.
- 35) Pornrad Srisawad, Yu-Ming Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan, and Yong-Zhong Xing, Chinorat Kobdaj, Sigma meson production in proton-nucleus collisions. Internation Journal of Modern Physics E 2010;19: 1843.
- 36) XING YongZhong, ZHENG YuMing, SRISAWAD Pornrad, YAN YuPeng, Transverse momentum dependence of differential directed flow of Λ hyperon within kaon covariant dynamics Vol. 53 (2010) No.2: 331-335 .
- 37) XING YongZhong, ZHENG YuMing, SRISAWAD Pornrad, YAN YuPeng, Influence of the Lorentz force on the centrality dependence of the kaon flow in heavy-ion collisions. EPL. 90 (2010) 12002.
- 38) Pornrad Srisawad, Yu-Ming Zheng, Oranut Katsungnoen, Ayut Limphirat, Yupeng Yan, Azimuthal distributions of K^+ mesons in heavy-ion collisions. Few-body systems 2011 DOI 10.1007/s00601-012-0431-1.

CURRICULUM VITAE

AYUT LIMPHIRAT

ADDRESS

School of Physics, Institute of Science, Suranaree University of Technology (SUT),
111 University Avenue, Suranaree, Muang, Nakhon Ratchasima 30000, Thailand
Phone: +66-44-224271
Fax: +66-44-224651
Email: ayut@g.sut.ac.th

EXPERIENCE

- 2012–Present **Lecturer:** Suranaree University of Technology (SUT), Nakhon Ratchasima, Thailand
- 2010–2012 **Lecturer:** Rajamangala University of Technology Isan (RMUTI), Nakhon Ratchasima, Thailand
- 2009–2010 **Postdoctoral Fellow:** Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Ministry of Education, Thailand
- 2009 **Visiting Scholar:** Institute of High Energy Physics (IHEP), Beijing, China, 23 April - 14 May 2009
- 2007 **Research Assistant:** Institut für Theoretische Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt am Main, Germany, June - December 2007
- 2004 **Visiting Scholar:** Institut für Theoretische Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt am Main, Germany, October 2004
- 2003–2004 **Guest Lecturer :** Rajamangala University of Technology Isan (RMUTI), Nakhon Ratchasima, Thailand

EDUCATION

- 1998–2002 **Bachelor of Science (Physics),**
Chulalongkorn University, Bangkok, Thailand
- 2002–2005 **Master of Science (Physics),**
Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima, Thailand
- 2005–2009 **Doctor of Philosophy (Physics),**
Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima, Thailand

RESEARCH INTERESTS

My current research interests cover Heavy Ion Collisions and Quark Model.

PUBLICATIONS

1. **Ayut Limphirat**, Dai-Mei Zhou, Yu-Liang Yan, Bao-Guo Dong, Yupeng Yan, Laszlo P. Csernai and Ben-Hao Sa “*PACIAE model capability in describing net proton moments*”, accepted for publication in Central European Journal of Physics.
 2. P. Srisawad, Y. M. Zheng, O. Katsungnoen, **A. Limphirat** and Y. Yan “*Azimuthal Distributions of K^+ Mesons in Heavy-Ion Collisions*”, accepted for publication in Few-Body Systems (2012).
 3. Dai-Mei Zhou, **Ayut Limphirat**, Yu-Liang Yan, Yupeng Yan, Xu Cai, Ben-Hao Sa and Laszlo P. Csernai “*Higher-moment singularities explored by net-proton nonstatistical fluctuations*”, Phys. Rev. C 85, 064916 (2012).
 4. Dai-Mei Zhou, **Ayut Limphirat**, Yu-Liang Yan, Xiao-Mei Li, Yu-Peng Yan and Ben-Hao Sa “*Impact of parton rescattering on analysis of $p+p$ collision data at LHC energies*”, Physics Letters B 694, 435 (2011).
 5. **Ayut Limphirat**, Chinorat Kobdaj, Prasart Suebka and Yupeng Yan “*Decay width of ground and excited Ξ_b baryons in non-relativistic quark model*”, Physical Review C 82, 055201 (2010).
 6. Amand Faessler, K. Khosonthongkee, C. Kobdaj, **A. Limphirat**, P. Suebka and Y. Yan “*Low-lying baryon decays in $3P0$ quark model*”, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 37, 115002 (2010).
 7. **Ayut Limphirat**, Chinorat Kobdaj, Marcus Bleicher, Yupeng Yan and Horst Stöcker “*Strange and non-strange particle productions in antiproton-nucleus collisions within the UrQMD model*”, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 36, 064049 (2009).
 8. **A. Limphirat**, K. Khosonthongkee, C. Kobdaj, Y. Yan and P. Suebka “*Construction of bottom baryons $\Sigma_b^{(*)\pm}$ spin-flavor wave functions and calculation of decay width ratio $\Gamma(\Sigma_b^* \rightarrow \Lambda_b\pi)/\Gamma(\Sigma_b \rightarrow \Lambda_b\pi)$* ”, Thai Journal of Physics, series 3, 88 (2008).
 9. **Ayut Limphirat**, Khanchai Khosonthongkee, Chinorat Kobdaj and Yupeng Yan “*Pentaquark production in neutron-proton collisions*”, Proceedings of the First National Symposium on Physics Graduate Research (2006).
 10. **Ayut Limphirat**, Chinorat Kobdaj and Yupeng Yan “*Simulation of antiproton-proton collisions using UrQMD model*”, Proceedings of the 5th National Symposium on Graduate Research (2005).
-

INTERNATIONAL CONFERENCE/SCHOOL PARTICIPATIONS

2011

Oral presentation: *7th International Workshop on Critical Point and Onset of Deconfinement (CPOD2011)*, 7–11 November 2011 at Institute of Particle Physics, Huazhong (Central China) Normal University, Wuhan, China, contributed talk on “*Moments of net proton distribution in high energy pp collisions and relevance to the QCD critical point*”

- 2011 **Oral presentation:** *Sino-Thai Symposium on High Energy Physics and Beyond (STSP2011)* , 22–27 April 2011 at Institute of Particle Physics, Huazhong (Central China) Normal University, Wuhan, China, contributed talk on “*Reactions of electron-positron to charm mesons*”
- 2009 **Participant:** *The 15th Vietnam School of Physics (VSOP)*, 20–31 July 2009 at Quang-Binh University, Dong Hoi, Vietnam, organized by Rencontres du Vietnam and Institute of Physics, Hanoi, in cooperation with Institute National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3), CNRS, France, and Quang-Binh University, Dong Hoi
- 2009 **Participant:** *Summer School on Particle Physics in the LHC ERA*, 15–26 June 2009 at The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP), Trieste, Italy
- 2009 **Oral presentation:** *International Workshop on the Physics of Excited Nucleon (NSTAR 2009)*, 19–22 April 2009 at Institute of High Energy Physics (IHEP), Beijing, China, contributed talk on “ *$\Lambda(1405)$ and $\Lambda(1520)$ decay in non-relativistic quark model*”
- 2008 **Oral presentation:** *International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2008)*, 6–10 October 2008 at Tsinghua University, Beijing, China, contributed talk on “*Productions of strange particles and double- Λ hypernuclei in antiproton-nucleus collisions within UrQMD model*”
- 2005 **Participant:** *The Third Asia-Pacific Conference on Few-Body Problems in Physics (APFB05)*, 26–30 July 2005 at Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima, Thailand

NATIONAL CONFERENCE PARTICIPATIONS

- 2010 **Poster presentation:** *Siam Physics Congress (SPC 2010)*, 25–27 March 2010 at River Kwai Hotel, Kanchanaburi, Thailand, organized by the Thai Physics Society
- 2009 **Participant:** *Siam Physics Congress (SPC 2009)*, 19–21 March 2009 at Methavalai Hotel, Phetchaburi, Thailand, organized by the Thai Physics Society
- 2008 **Oral presentation:** *Siam Physics Congress (SPC 2008)*, 20–22 March 2008 at Khao Yai, Nakhon Ratchasima, Thailand, contributed talk on “*Studies of antiproton-nucleus collisions within a microscopic transport approach*”, organized by the Thai Physics Society and Synchrotron Light Research Institute (SLRI)
- 2007 **Oral presentation:** *Siam Physics Congress (SPC 2007)*, 22–24 March 2007 at Rose Garden Riverside, Nakhon Pathom, Thailand, contributed talk on “*Construction of bottom baryons $\Sigma_b^{(*)\pm}$ spin-flavor wave functions*”, organized by the Thai Physics Society and Chulalongkorn University
- 2006 **Oral presentation:** *Siam Physics Congress (SPC 2006)*, 23–25 March 2006 at The Tide Resort, Chonburi, Thailand, contributed talk on “*Investigation of pentaquark in UrQMD model*”, organized by the Thai Physics Society and Burapa University

2005

Oral presentation: *The 5th National Symposium on Graduate Research*,
10–11 October 2005 at Kasetsart University, Bangkok, Thailand, contributed
talk on “*Simulation of antiproton-proton collisions using UrQMD model*”

Nakhon Ratchasima, November 14, 2012

CURRICULUM VITAE

NAME: Yu-Ming Zheng
SEX: Male
DATE/PLACE OF BIRTH: June 10, 1939 /Fujian Province, China
NATIONALITY: Chinese
MARITAL STATUS: Married with two children;
My wife: Li Jin-Huan born on November 2, 1946
PERMANENT ADDRESS: China Institute of Atomic Energy(CIAE),
P.O.Box 275(18), Beijing 102413, China
Telephone: 86-10-69357516(O), 86-10-60388446(H)
Fax: 86-10-69357008
E-mail: zhengym@mipsa.ciae.ac.cn

EDUCATIONS:

1960-1965 University of Science and Technology of China
(Speciality: Nuclear Theory)

POSITIONS HELD:

1965-1978 Research Assistant, CIAE, Beijing, China
1979-1987 Research Associate, CIAE, Beijing, China
April,1987-July,1998 Associate Professor, CIAE, Beijing, China
August, 1998-present Professor of Physics, CIAE, Beijing, China
July-September, 1985 Scientific guest of Hahn-Meitner-Institut(HMI) Berlin,
Glienicke Str. 100, D-14109 Berlin, Germany
Sept., 1985-Apr., 1986 Scientific guest of Freie Universitat Berlin,
Arnimallee 14, D-14195 Berlin, Germany
May, 1986-April, 1987 Scientific guest of HMI Berlin, F. R. Germany
April-September, 1989 Scientific guest of Laboratoire National Saturne,
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
June, 1992-Feb., 1993 Scientific guest of Cyclotron Institute, Texas A&M
University, College Station, Texas 77843, USA
April-September, 1994 Scientific guest of Centre de Recherches Nucleaires,
Bat 40/1, BP 28, 67037 Strasbourg Cedex 2, France
January -March, 1995 Guest professor of Department of Physics,
University of Hiroshima, Higashi-Hiroshima 739, Japan

Nov.-December, 1997	Guest prof. of Faculty of Integrated Arts and Sciences, University of Hiroshima, Higashi-Hiroshima 739, Japan
October - Nov., 1998	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tuebingen, Germany
January - Sep., 1999	Research Scientist of Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, Texas 77843-3366, USA
November-Dec., 1999	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
Nov. - Dec., 2000	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
Nov. - Dec., 2001	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
April - May, 2002	Guest professor of School of Physics, Suranaree University of Technology, 111 University Avenue One, Nakhon Ratchasima 30000, Thailand
Oct. - Nov., 2002	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
March - April, 2003	Guest professor of School of Physics, Suranaree University of Technology, Thailand
Nov. - Dec., 2003	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
July - Dec., 2004	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
July - Oct., 2005	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
April - May, 2006	Guest professor of Institute of Theoretical Physics, University of Tuebingen, Germany
Sep. - Oct., 2006	Guest professor of School of Physics, Suranaree University of Technology, Thailand

RESEARCH INTERESTS:

Theoretical nuclear physics with emphasis on theory of heavy-ion collisions. Areas of research include:

1. Nuclear fission and nuclear reaction
2. Clustering phenomena in light nuclei
3. Heavy ion potential
4. Quark interaction and nuclear force
5. Baryonic structure
6. Nuclear fragmentation and relative phase transition
7. Particle production in heavy-ion reactions
8. Relativistic nucleus-nucleus collision and QGP phase transition

PUBLICATIONS SINCE 1979

1. Zheng Yuming, "Study of the Generator Coordinate Method", JIANGSU SHIYUAN XUEBAO, **2** (1979) 116.
2. Chen Yongshou, Zheng Yuming and Lu Zhaoqi, "The sub-body correlation in the chain-like molecular structure state", Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl., **3** (1979) 494.
3. Zheng Yuming, Zhuo Yizhong, Lu Zhaoqi, Chen Yongshou, Zhang Jingshang, "Application of the 'Double-Well Cluster Shell Model' in light nuclei", ZHONGGUO KEXUE (1979), **NO. 8**, P771.; Scientia Sinica, XXII (1979) 1248.
4. Zhang Jingshang, Zhuo Yizhong, Zheng Yuming and Lu Zhaoqi, "Microscopic study for spontaneous fission of ^8Be ", Physica Energiae Fortis et Physica Nuclearis, **3** (1979) 610.
5. Zheng Yuming and Lu Zhaoqi, "The Orthogonality Condition Model and its Application", JIANGSU SHIYUAN XUEBAO, **2** (1979) 124.
6. Han Wenshu, Zhuang Fei, Lu Zhaoqi and Zheng Yuming, "Application of the Kohn-Hulthen-Kato variation method in microscopic cluster model", JIANGSU SHIYUAN XUEBAO, **2** (1979) 108.

7. Zheng Yuming, Zhuo Yizhong, Lu Zhaoqi, Chen Yongshou and Zhang Jingshang, "Researches of the 'Double-Well Cluster Shell Model', JIANGSU SHIYUAN XUEBAO, **2** (1979) 67.
8. Chen Yongshou, Zheng Yuming and Lu Zhaoqi, "The affect of size change of α particle on the $\alpha - \alpha$ scattering", Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl., **4** (1980) 203.
9. Zheng Yuming, Lu Zhaoqi and Chen Yongshou, "The folding potential of the double-well cluster shell model", Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl., **4** (1980) 109.
10. Lu Zhaoqi and Zheng Yuming, "The Resonating Group Method", JIANGSU SHIYUAN XUEBAO, **1** (1980) 66.
11. Zheng Yuming, Lu Zhaoqi, Zhang Jingshang and Zhuo Yizhong, "Microscopic calculation of fission barrier", YUANZINENG KEXUE JISHU, **2** (1980) 154.
12. Lu Zhaoqi, Zheng Yuming, Chen Yongshou and He Yin, "Transition between cluster structure states of ${}^6\text{Li}$ ", Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl., **4** (1980) 261.
13. Zheng Yuming, He Yin and Lu Zhaoqi, "Folding potential of the Quark Cluster and n-p system", KEXUE TONGBAO, **25** (1980) 1018; **26** (1981) 29 (in English).
14. Shi Yijin, Han Wenshu, Lu Zhaoqi and Zheng Yuming, "Formulae of H-energy matrix elements applicable to many-well shell model of arbitrary clusters", Chinese Journal of Nuclear Physics, **2** (1980) 166.
15. Zheng Yuming, He Yin and Wang Fan, "Quark model and N-N scattering", C. N. E. N. - CENTRO STUDI E RICERCHE << E. CLEMENTEL >> Workshop on Nuclear Physics with real and Virtual photons from collective states to Quarks in Nuclei (BOLOGNA, ITALY, NOVEMBER 25-28, 1980), **P2**.
16. He Yin, Zheng Yuming, Lu Zhaoqi and Wang Fan, "Quark force and nuclear force: II. Comparison with the phenomenological nuclear force", Chin. J. Nucl. Phys., **2** (1980) 289; Chinese Physics, **2** (1982) 189.
17. Zheng Yuming, Lu Zhaoqi and He Yin, "The calculation of nucleonic excited spectra", KEXUE TONGBAO, **26** (1981) 910; Sp. Iss. (1983) **P114** (in English).
18. Han Wenshu, Lu Zhaoqi, Zhuang Fei and Zheng Yuming, "The momentum distribution of the nuclear cluster for ${}^6,{}^7\text{Li}$ nuclei", Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl., **5** (1981) 489.
19. Lu Zhaoqi, Han Wenshu, Zhuang Fei and Zheng Yuming, "The effect of potential-well parameter of the harmonic oscillator in the light nuclei", Chin. J. Nucl. Phys., **3** (1981) 345.
20. Zheng Yuming, He Yin and Lu Zhaoqi, "The folding potential of the Quark Cluster and n-p system", Chin. J. Nucl. Phys., **3** (1981) 127.

21. He Yin, Wang Fan and Zheng Yuming, "Quark force and nuclear interaction: III. n-p scattering using confinement harmonic oscillator interaction", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **4** (1982) 238.
22. Han Wenshu, Lu Zhaoqi, Zhuang Fei and Zheng Yuming, "The unified study of the ^8Be nuclear cluster structure and the $\alpha - \alpha$ elastic scattering", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **3** (1981) 16; *Chinese Physics*, **2** (1982) 745.
23. Zheng Yuming, Lu Zhaoqi and He Yin, "The calculation of nucleonic spectra", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **4** (1982) 281.
24. Han Wenshu, Lu Zhaoqi, Shi Yijin, Zhang Xizhen and Zheng Yuming, "The three-cluster structure of ^{12}C and breathing model", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **4** (1982) 265.
25. Zheng Yuming, "The quark cluster model of nuclear force", *Proceedings of the International Summer School on Nucleon-Nucleon Interaction and Nuclear Many-Body Problems (ChangChun, China, July 1983)*, World Scientific, **P695**.
26. He Hanxin, Zhuo Yishong, Chen Yongshou and Zheng Yuming, "The transition potential of the one-gluon exchange with the production of a $(q-\bar{q})$ -pair and the nucleon-nucleon vertex structure", *Proceedings of the International Summer School on Nucleon-Nucleon Interaction and Nuclear Many-Body Problems (ChangChun, China, July 1983)*, World Scientific, **P692**.
27. Zheng Yuming, "Unified analysis of excited nucleonic and delta's spectrum", *Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl.*, **8** (1984) 619.
28. He Hanxin, Chen Yongshou, Zheng Yuming and Zhuo Yizhong, "The nucleon-meson vertex structure on the basis of nonrelativistic quark model: (I) The probability distribution of mesons produced by the quark-gluon interaction", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **6** (1984) 97.
29. Zheng Yuming, "The quark cluster model of nuclear force: (I) Exponential quark potential and non-strange baryonic spectrum", *Communications in Theoretical Physics*, **3** (1984) 31.
30. Zheng Yuming, Liu Zuhua and Huang Xiangzhong, "Study of negative-parity baryonic spectrum", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **6** (1984) 309.
31. Hua Daping and Zheng Yuming "Solving the coupling equations for studying color Van der Waals force", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **6** (1984) 143.
32. Zheng Yuming, Hua Daping and Liu Zuhua, "The quark cluster model of nuclear force: (II) Quark confinement potential and color Van der Waals force", *Commun. in Theor. Phys.*, **3** (1984) 313.

33. He Hanxin, Zhuo Yizhong, Chen Yongshou and Zheng Yuming, “The transition potential of the one-gluon exchange with the production of a quark-antiquark-pair in the constituent quark model”, *KEXUE TONGBAO*, **29** (1984) 463.
34. Zheng Yuming, Liu Zuhua and Huang Xiangzhong, “Negative-parity baryonic spectrum”, *KEXUE TONGBAO*, **29** (1984) 724.
35. Zheng Yuming and Hou Yimin, “Quarks and Nuclear Force”, *WULI(Physics)*, **13** (1984) 521.
36. Hua Daping and Zheng Yuming, “The discussion on solving the coupling equations with color Van der Waals force in the quark potential model”, *Commun. in Theor. Phys.*, **3** (1984) 643.
37. Zheng Yuming, Liu Zu-hua and Huang Xiang-zhong, “On the negative-parity strange baryonic spectrum”, *Commun. in Theor. Phys.*, **3** (1984) 605.
38. Zheng Yuming, Hua Daping and Liu Zu-Hua, “Quark confinement potential and color Van der Waals force”, *Phys. Energ. Fortis Phys. Nucl.*, **9** (1985) 467.
39. He Hanxin, Chen Yongshou, Zheng Yuming and Zhuo Yizhong, “The nucleon-meson vertex structure on the basis of nonrelativistic quark model: (I) The probability distribution of mesons produced by the quark-gluon interaction”, *Chinese Physics*, **5** (1985) 115.
40. Zheng Yuming, “Unified analysis of excited nucleonic and delta’s spectrum”, *Chinese Physics*, **5** (1985) 636.
41. He Hanxin, Zheng Yuming, Chen Yongshou and Zhuo Yizhong, “The nucleon-meson vertex structure on the basis of nonrelativistic quark model: (II) The nucleon-meson coupling constants and form factors”, *Chin. J. Nucl. Phys.*, **7** (1985) 133.
42. Zheng Yuming, Liu Zuhua and Huang Xiangzhong, “Negative-parity baryonic spectrum”, *CHINESE SCIENCE BULLETIN*, **30** (1985) 180.
43. Sa Benhao, Zheng Yuming and Lu Zhaoqi, “The Temperature Dependence of Fragmentation Processes: Monte Carlo Simulation of Entropy”, *Nucl. Phys.* **A451** (1986) 728.
44. Zheng Yuming, Lu Zhaoqi, Bao Zongyu and Huang Xiangzhong, “The analysis of positive-parity strange baryonic spectrum”, *Chin. J. Nucl. Phys.*, **8** (1986) 330.
45. Sa Ben-Hao, D. H. E. Gross, Zhang Xiao-Ze, Zheng Yu-Ming, Lu Zhaoqi, and Xu Shu-Yan, “Semiclassical phase space approach to the fragmentation processes in energetic proton-nucleus reaction – Monte Carlo Simulation”, *Nuclear Phase Transitions and Heavy Ion Reactions (Proceedings of an International Summer School, Jilin University, Changchun, China, June 1986)*, World Scientific, **P427**.

46. A. Y. Abul-Magd, Zheng Yuming, Xu Shu-yan and D. H. E. Gross, "Mass Yield in High-Energy Proton-Uranium Collisions from a Complete, Microcanonical Statistical Decay", *Zeitschrift fur Physik*, **A325** (1986) 373.
47. He Hanxin, Zheng Yuming, Chen Yongshou and Zhuo Yizhong, "The nucleon-meson vertex structure in the nonrelativistic quark model: (II) The nucleon-meson coupling constants and form factors", *Chin. Phys.(USA)*, **6** (1986) 125.
48. Zheng Yuming, "The high-energy proton-nucleus collision and nuclear phase transition", *Proceedings of International Symposium on Medium Energy Physics(Beijing, China, June 23-28, 1987)*, World Scientific, **P555**.
49. Zhang Xiao-ze, D. H. E. Gross, Zheng Yu-ming and Xu Shu-yan, "On the Decay of Very Hot Nuclei: I. Canonical Metropolis Sampling of Multifragmentation", *Nuclear Physics*, **A461** (1987) 641.
50. Zheng Yu-ming, H. Massmann, Xu Shu-yan, D. H. E. Gross, Zhang Xiao-ze, Lu Zhaoqi and Sa Ben-Hao, "On the charge dispersion in high-energy proton-Xenon collision", *Physics Letters*, **B194** (1987) 183.
51. Zhang Xiao-ze, Zheng Yu-ming, Xu Shu-yan and D. H. E. Gross, "On the Decay of Very hot Nuclei: II. Microcanonical Metropolis Sampling of Multifragmentation", *Nuclear Physics*, **A461** (1987) 668.
52. Yang Xiazhou, Zheng Yuming and Sa Ben-Hao, "Effects of energy conservation in three-fireball model", *KEXUE TONGBAO*, **33** (1988) 106.
53. Zheng Yuming, Xu Shu-yan, Zhang Xiao-ze and D. H. E. Gross, "Microcanonical simulation for the decay of very hot nuclei", *Chinese J. Nucl. Phys.*, **10** (1988) 300.
54. B. H. Sa, Y. M. Zheng and X. Z. Zhang, "Phase space approach for the disassembly processes of medium excited nuclei", *Proceedings of the International Summer School on Heavy Ion Reaction Theory (Lanzhou, China, August 10-18, 1988)*, World Scientific, **P274**.
55. D. H. E. Gross, Y. M. Zheng and H. Massmann, "New Kind of Phase Transition in Hot Nuclei", *Physics Letters*, **B200** (1988) 397.
56. Zheng Yuming, Sa Ben-Hao and Zhang Xiao-ze, "Semiclassical Dynamics Simulations of Heavy Ion Reactions", *Proceedings of the International Summer School on Heavy Ion Reaction Theory(Lanzhou, China, August 10-18, 1988)*, World Scientific, **P287**.
57. Lu Zhaoqi, D. H. E. Gross, Sa Ben-Hao and Zheng Yuming, "Nuclear Charge Dispersion of Fragments in High Energy Proton-Nucleus Collision", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **12** (1988) 75.

58. Sa Ben-Hao, Zhang Xiao-Ze, Zheng Yu-Ming, and Lu Zhong-Dao, "Heavy ion collision and relevant phase transition", Progress Report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory, 1988-1989, **P41**.
59. Zheng Yuming, Sa Ben-Hao and Zhang Xiao-ze, "Dynamical features of medium energy heavy ion collision processes", Chinese Physics Letters, **6** (1989) 117.
60. Sa Ben-Hao, Zheng Yuming, Zhang Xiao-ze, Lu Zhaoqi, Xu Shu-yan and D. H. E. Gross, "On the behavior of phase transition shown in disassembly processes of very hot and dilute finite nuclear systems", High Energy Physics and Nuclear Physics, **13** (1989) 142.
61. Sa Ben-Hao, Zheng Yuming and Zhang Xiao-ze, "Statistical model for the disassembly processes of medium energy heavy-ion reactions", High Energy Physics and Nuclear Physics, **13** (1989) 1117.
62. Sa Ben-Hao, Zhang Xiao-ze and Zheng Yu-Ming, "Driving elements of phase transition associated with the disassembly of hot nuclei", Proceedings of the Rio de Janeiro International workshop on relativistic aspects on nuclear physics, Rio de Janeiro, Brazil, 28-30 Aug. 1989 (Singapore: World Scientific 1990), **P406**.
63. F. Ighezou, H. Ngô, Zheng Yu-Ming, C. Ngô and S. Leray, "Scaling analysis of multifragmentation with a restructured aggregation model", Phys. Lett., **B233** (1989) 48.
64. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming and Zhang Xiao-Ze, "Modified statistical model for the disassembly of hot nuclei formed in intermediate energy heavy ion collision", Physical Review, **C40** (1989) 2680.
65. Zheng Yuming, Sa Ben-Hao and Zhang Xiao-Ze, "Mass dependence of the phase transition in the disassembly of hot nuclei", Proceedings of International Conference on Fifty Years Research in Nuclear Fission (Berlin, West Germany, April 3-7, 1989), **P68**.
66. Sa Ben-Hao, Zheng Yuming and Zhang Xiao-ze, "Application of the Monte Carlo method in nuclear Physics", WULI(Physics), **18** (1989) 695.
67. Zheng Yuming, Xu Shu-yan, Zhang Xiao-ze and D. H. E. Gross, "Microcanonical simulation for the decay of very hot nuclei", Chinese Physics, **10** (1990) 146.
68. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming and Zhang Xiao-Ze, "Dependence of phase transition on the mass number of hot nuclei", High Energy Physics and Nuclear Physics, **14** (1990) 555.
69. H. Ngô, C. Ngô, Zheng Yu-Ming, F. Ighezou, J. Desbois and S. Leray, "Scaling properties of percolation models for multifragmentation", Z. Phys., **A337** (1990) 81.

70. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming and Zhang Xiao-Ze, "Dependence of the phase transition on the mass number of hot nuclei before break-up", Nucl. Phys., **A509** (1990) 499.
71. Zheng Yuming, H. Ngô, C. Ngô and S. leray, "Scaling characteristics of nuclear fragmentation", KEXUE TONGBAO, **35** (1990) 1713.
72. Chih Ta-Hai, Sa Ben-Hao, Zhang Xiao-Ze and Zheng Yu-Ming, "Dependence of physical observables on the incident energy in intermediate energy nucleus-nucleus collision", Phys. Rev., **C42** (1990) 2187.
73. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming and Zhang Xiao-Ze, "Disassembly of hot nuclei and relevant phase transition", International Journal of Modern Physics, **A5** (1990) 843.
74. Li Wenxin, Sun Tongyu, Wu Dingqing, Sun Rulin, Zhao Lili, Jing Genming, Zheng Yuming, Chih Tahai and Sa Benhao, "Study of reaction residues from heavy ion collisions on HIRFL", Proceedings of the International Symposium on Heavy Ion Physics and Its Application (Lanzhou, China, Oct. 8-12, 1990), World Scientific, **P158**.
75. Sa Ben-Hao, Zheng Yuming and Zhang Xiao-ze, "Statistical model for the disassembly processes of medium energy heavy-ion reactions", Chin. Phys.(USA), **10** (1990) 926.
76. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Zhang Xiao-Ze, Liu Hongmin, and Wang Zhong-Qi, "Fluctuation in multiparticle production and intermittency", Progress Report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory, 1990-1991, **P39**.
77. Zheng Yuming, H. Ngô, C. Ngô and S. leray, "Scaling properties of nuclear multifragmentation", CHINESE SCIENCE BULLETIN, **36** (1991) 1162.
78. L. De Paula, J. Nemeth, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, S. Leray, C. Ngô, H. Ngô and S. R. Souza, "Stability of excited nuclei in a dynamical simulation", Phys. Lett., **B258** (1991) 251.
79. Zheng Yu-Ming, Liu Hongmin, Sa Ben-Hao, Lu Zhong-Dao, Wang Zhongqi and Zhang Xiaoze, "On the origin of Intermittency shown in disassembly of hot nuclei", Proceedings of the XXI International Symposium on Multiparticle Dynamics(Wuhan, China, 23-27 September, 1991), World Scientific, **P513**.
80. Li Wenxin, Li Yunsheng, Sun Rulin, Sun Tongyu, Wu Dingqing, Zhao Lili, Zheng Yuming, Chih Tahai and Sa Benhao, "Study on target residues from the interaction of ^{181}Ta with 45 MeV/A ^{12}C ions", High Energy Physics and Nuclear Physics, **15** (1991) 832.

81. Sun Tongyu, Li Wenxin, Wu Dingqing, Sun Rulin, Zhao Lili, Chih Tahai, Zheng Yuming and Sa Benhao, "Mass and charge distributions of residues formed in the interaction of ^{93}Nb with 46 MeV/A ^{12}C ions", *Journal of Nuclear and Radiochemistry*, **13** (1991) 208.
82. Liu Hongmin, Sa Benhao, Zheng Yuming, Lu Zhongdao and Zhang Xiaoze, "Correlation of moments and critical phenomenon in disassembly of hot nuclei", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **15** (1991) 1053.
83. Liu Hong-Min, Sa Benhao, Zheng Yuming, Lu Zhong-Dao, Wang Zhongqi and Zhang Xiaoze, "Intermittent behavior shown in disassembly of hot nuclei", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **15** (1991) 1131.
84. Zheng Yuming, Chih Tahai, Li Wenxin, Zhang Xiaoze and Sa Benhao, "Mass-yield distribution of fragments in intermediate-energy heavy-ion reactions", *Chin. J. Nucl. Phys.*, **14** (1992) 116.
85. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, and Zhang Xiao-Ze, "Intermediate-high energy nuclear reaction kinetic simulation and thermalization in 830 MeV p + ^{56}Fe reaction", *Progress Report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory*, 1992-1993, **P4**.
86. Zheng Yu-Ming, Liu Hongmin, Sa Ben-Hao, Lu Zhong-Dao, Wang Zhongqi and Zhang Xiaoze, "On the intermittency in nuclear fragmentation", *Communications in Theoretical Physics*, **19** (1993) 71.
87. Li Wenxin, Sun Tongyu, Chih Tahai, Li Yunsheng, Zheng Yuming, Sun Rulin, Zhao Lili, Wu Dingqing, Jing Genming, and Sa Benhao, "Target fragments from the interaction of ^{93}Nb and ^{181}Ta with 47 MeV/nucleon ^{12}C ions", *Phys. Rev.* **C48** (1993) 628.
88. Y. M. Zheng, C. M. Ko, and X. S. Fang, "Rescattering effects on kaon energy spectra in heavy-ion collisions", *Nucl. Phys.* **A556** (1993) 499.
89. Wang Zhong-Qi, Sa Ben-Hao, Lu Zhong-Dao, Zhang Xiao-ze, Song Guang and Zheng Yu-Ming, "Rapidity, transverse mass distributions and nuclear stopping in (14.6 AGeV/c)Si + Au reactions", *Chin. Phys. Lett.* **10** (1993) 468.
90. C. M. Ko, X. S. Fang and Y. M. Zheng, "Kaon production and propagation in heavy ion collisions at subthreshold energies", *Proc. Int. Workshop on gross properties of nuclei and nuclear excitation XXI* (Hirschegg, Kleinwalsertal, Austria, January 18 - 23, 1993), Ed. H. Feldmeier, **P29**.
91. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming and Zhang Xiao-Ze, "Intermittency for weighted distribution", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **17** (1993) 949.

92. Y. M. Zheng, C. M. Ko, and X. S. Fang, "Rescattering effects on kaon production in relativistic nucleus-nucleus collisions", Proceedings of the IV National Workshop on Multiparticle productions and relativistic heavy-ion collisions (Yichang, China, September 5 - 9, 1993), Ed. by Hu Yuan and Liu Lian-Shou, **P39**.
93. Sa Ben-Hao, Wang Zhong-Qi, Zhang Xiao-Ze, Song Guang, Lu Zhong-Dao, and Zheng Yu-Ming, "Systematic behavior of K/π ratio in relativistic nucleus-nucleus collisions", Phys. Rev. **C48** (1993) 2995.
94. X. S. Fang, C. M. Ko and Y. M. Zheng, "Kaon production and propagation in dense hadronic matter", Proceedings of the 9th winter workshop on nuclear dynamics advances in nuclear dynamics, Key West, FL, USA, 30 Jan. - 6 Feb. 1993 (Singapore: World Scientific 1993), **P108**.
95. Zheng Yu-Ming, C. M. Ko and X. S. Fang, "Final-state rescatterings of kaons in relativistic nuclear collisions", KEXUE TONGBAO, **39** (1994) 120; Chinese Science Bulletin, **39** (1994) 1074.
96. Zhang Xiao-Ze, Wang Zhong-Qi, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Lu Zhong-Dao, and Liu Hong-Min, "Probability distributions of the probabilities, power law and intermittency", High Energy Physics and Nuclear Physics, **18** (1994) 160.
97. X. S. Fang, C. M. Ko, Y. M. Zheng, and G. Q. Li, "Medium effects on subthreshold kaon production in heavy-ion collisions", Phys. Rev. **C49** (1994) **R608**.
98. G. Q. Li, C. M. Ko, X. S. Fang, and Y. M. Zheng, "Subthreshold antiproton production in nucleus-nucleus collisions", Phys. Rev. **C49** (1994) 1139.
99. X. S. Fang, C. M. Ko, Y. M. Zheng, and G. Q. Li, "The relativistic transport model description of subthreshold kaon production in heavy-ion collisions", Nucl. Phys. **A575** (1994) 766.
100. Wang Zhong-Qi, Sa Ben-Hao, Zhang Xiao-Ze, Song Guang, Lu Zhong-Dao, and Zheng Yu-Ming, "Systematic study of the K^+/π^+ ratio and hadronic transport model for rescattering of pion", High Energy Physics and Nuclear Physics, **18** (1994) 567.
101. Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, Wang Rui-Hong, Zhang Xiao-Ze, and Lu Zhong-Dao, "On the thermal equilibrium of the nuclear system in intermediate energy heavy-ion collisions", Proceedings of the second International Symposium on Nuclear Physics at storage rings (St-Petersburg, Russia, May 16-21, 1994), **P49**.
102. Wang Zhong-Qi, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Song Guang, Lu Zhong-Dao, and Zhang Xiao-Ze, "Rescattering effect of pion on the K/π ratio in relativistic nucleus-nucleus collisions", Nucl. Phys. **A566** (1994) 495c.

103. Jean Richert, Pierre Wagner and Yu-Ming Zheng, "Disordered systems and nuclear fragmentation", Proceedings of Theoy Workshop on Applications of Chaos in Nuclear and Atomic Physics (GANIL - Caen, France, September 7-8, 1994), **P128**.
104. Sa Ben-Hao, Wang Rui-Hong, Zhang Xiao-Ze, Zheng Yu-Ming, and Lu Zhong-Dao, "Thermal equilibrium of the nuclear system in the $^{40}\text{Ca}(35\text{ MeV/nucleon}) + ^{40}\text{Ca}$ reaction", Phys. Rev. **C50** (1994) 2614.
105. Li Xinhua, Li Ze, Jing Kexing, Liu Yonghui, Zheng Yuming, Sa Benhao, Li Wenxing, Sun Tongyu, Sun Ruling, Wu Dingqing, Zhao Lili and Yin Xinmin, "Excitation function of the target residual nuclei from the interaction of 18.8 to 46.2 MeV/nucleon ^{12}C with ^{93}Nb ", Journal of Nuclear and Radiochemistry, **16** (1994) 187.
106. Wang Zhong-Qi, Sa Ben-Hao, Song Guang, Lu Zhong-Dao, Zhang Xiao-Ze, and Zheng Yu-Ming, "Hadronic transport model explanation of K^+/π^+ ratio in relativistic nucleus-nucleus collisions", High Energy Physics and Nuclear Physics, **18** (1994) 741.
107. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, and Zhang Xiao-Ze, "Mean forces in quantum molecular dynamics", Chin. J. Nucl. Phys. **16** (1994) 317.
108. Zheng Yu-Ming, "Universality of multifragmentation of hot nucleus", Nuclei far from stable line and hot nuclei (CCAST - WL Workshop series: Volume 44, edited by Genming Jin and Benhao Sa, Beijing, May, 1995), **P287**.
109. Chu Zi-Li, Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Lu Zhong-Dao, "Final-state interactions of kaons produced in heavy-ion collisions", High Energy Physics and Nuclear Physics, **19** (1995) 365.
110. Y. M. Zheng, O. Miyamura, and K. Kumagai, "Comparative study on interferometry and space-time distribution of pion source by event generator URASiMA", Proceedings of the Symposium on High energy heavy-ion collisions and hadronic matter (Tokyo, Japan, February 23 - 24, 1995), **P164**.
111. Sa Benhao, Liu Hongmin, Zheng Yuming, Lu Zhongdao and Zhang Xiaoze, "Correlations between conditional moments might not necessarily imply evidence of a phase transition in a disassembly of hot nuclei", Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 241.
112. Yu-Ming Zheng, Jean Richert and Pierre Wagner, "Universal behavior of nuclear fragmentation", Chin. J. Nucl. Phys. **17** (1995) 215.
113. Chu Zi-Li, Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Lu Zhong-Dao, "Final-state interactions of kaons from heavy ion collisions", Modelling relativistic heavy ion collisions, CCAST-WL Workshop series: Volume 46 (edited by Wei-Qin Chao, Beijing, July, 1995), **P277**.

114. Shi-Lun Guo, Yu-Lan Wang, R. Brandt, P. Vater, B. A. Kulakov, M. I. Krivopustov, V. S. Butsev, V. Bradnova, Ben-Hao Sa, and Yu-Ming Zheng, "Investigation of neutron emission from relativistic heavy ion interactions by nuclear tracks", *Radiation Measurements*, **25** (1995) 261.
115. Yu-Ming Zheng, Jean Richert, Pierre Wagner and B. Elattari, "Disorder and universality properties of fragmenting nuclei", *Phys. Lett.* **B356** (1995) 181.
116. Chu Zi-Li, Zheng Yu-Ming, Wang fei, Sa Ben-Hao, and Lu Zhong-Dao, "Unified dynamical simulation of kaon and pion production in relativistic heavy-ion collisions", *RHIC phenomenology (3) Quark gluon plasma signature*, CCAST-WL Workshop series: Volume 52 (edited by Wei-Qin Chao and Chong-Shou Gao, Beijing, December, 1995), **P51**.
117. Song Guang, Sa Ben-Hao, Wang Zhong-Qi, Lu Zhong-Dao, Zhang Xiao-Ze, and Zheng Yu-Ming, "Strong stopping of nuclear system at AGS energy", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **19** (1995) 172.
118. Y. M. Zheng, O. Miyamura, and K. Kumagai, "Bose-Einstein correlation of pion pairs from an event generator URASiMA", *RHIC phenomenology (3) Quark gluon plasma signature*, CCAST-WL Workshop series: Volume 52 (edited by Wei-Qin Chao and Chong-Shou Gao, Beijing, December, 1995), **P103**.
119. B. Elattari, Y. M. Zheng, J. Richert, and P. Wagner, "Cluster formation in disordered systems and nuclear fragmentation", *Nucl. Phys.* **A592** (1995) 385.
120. B. Elattari, J. Richert, P. Wagner and Y. M. Zheng, "Disordered systems and nuclear fragmentation", *Proceedings of the XXXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics*, Bormio, Italy, 23-27 Jan. 1995 (Milan, Italy: Univ. Studi di Milano 1995), **P276**.
121. Yu-Ming Zheng, Jean Richert and Pierre Wagner, "Universal property of multifragmentation in nucleus-nucleus collisions", *J. Phys.* **G22** (1996) 505.
122. F. Wang, B. H. Sa, Y. M. Zheng, and X. Z. Zhang, "Competition among the decay modes of projectile remnant in (600 MeV/nucleon) Au + Cu reactions", *Proceedings of the Second International Symposium on Heavy Ion Physics and its Applications*, Lanzhou, China, 29 August - 1 September, 1995 (Singapore: World Scientific 1996), **P83**.
123. Y. M. Zheng, Z. L. Chu, F. Wang and B. H. Sa, "Dynamical description of pion and kaon production in nucleus-nucleus collisions", *Proceedings of the Second International Symposium on Heavy Ion Physics and its Applications*, Lanzhou, China, 29 August - 1 September, 1995 (Singapore: World Scientific 1996), **P170**.

124. Chu Zi-Li, Zheng Yu-Ming, Wang Fei, Sa Ben-Hao, and Lu Zhong-Dao, “Unified dynamical simulation of kaon and pion production in heavy-ion collisions”, High Energy Physics and Nuclear Physics, **20** (1996) 438.
125. Zheng Yu-Ming, Wang Fei, Sa Ben-Hao, and Zhang Xiao-Ze, “Incomplete-fusion-fragmentation model: multifragmentation data from 600 AMeV heavy-ion collisions”, Phys. Rev. **C53** (1996) 1868.
126. Wang Fei, Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Lu Zhong-Dao, “Fusion-fragmentation model and ALADIN multifragmentation data”, High Energy Physics and Nuclear Physics, **20** (1996) 644.
127. Y. M. Zheng, Z. L. Chu, O. Miyamura, and K. Kumagai, “Kaon interferometry in relativistic heavy ion collisions”, CCAST-WL Workshop Series Volume 56: Fifth Workshop on theory of high energy multiparticle production and heavy ion collisions (edited by Wei-Qin Chao and Chong-Shou Gao, Beijing, May, 1996), **P95**.
128. Wang Fei, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, and Zhang Xiao-Ze, “Competition among the decay modes of projectile remnant in 600 MeV/nucleon Au + Cu reactions”, Phys. Rev. **C54** (1996) 254.
129. Zheng Yuming and Chu Zili, “Pion and kaon production in heavy-ion reactions at 1 GeV/nucleon”, Chin. Phys. Lett., **13** (1996) 730.
130. Chu Zi-Li and Zheng Yu-Ming, “Medium effect on kaon and pion production in heavy-ion collision”, CCAST-WL Workshop Series Volume 56: Fifth Workshop on theory of high energy multiparticle production and heavy ion collisions (edited by Wei-Qin Chao and Chong-Shou Gao, Beijing, May, 1996), **P283**.
131. Guo Shilun , Wang Yulan, Tu Caiqing, Sa Benhao, Zheng Yuming, Liu Yonglian, Zheng Wenqi, Hu Xiuhua, Brandt R., Vater P., Kulakov B. A., Krivopustov M. I., Butsev V. S., and Bradnova V., “Neutron yields in interactions of 44GeV or 18GeV ^{12}C ions with Cu or Pb targets”, NUCLEAR TECHNIQUES, **19** (1996) 622.
132. Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Wang Hui, “Study of nuclear phase transition in heavy ion collisions”, CCAST-WL Workshop series Volume 58: Exotic state in medium energy A-A collisions (edited by Sa Benhao and Jin Genming, Beijing, August, 1996), **P183**.
133. Wang Hui, Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Zhang Xiao-Ze, “Charge distribution and correlation from multifragmentation of projectile remnant in heavy ion collisions”, CCAST-WL Workshop series Volume 58: Exotic state in medium energy A-A collisions (edited by Sa Benhao and Jin Genming, Beijing, August, 1996), **P196**.

134. Zheng Yu-Ming, Chu Zi-Li, Wang Fei, and Sa Ben-Hao, "Effect of pion mean-field on properties of pions and kaons in heavy-ion collisions", *Chin. J. Nucl. Phys.* **18** (1996) 125.
135. Chu Zi-Li, Zheng Yu-Ming, Dong Bao-Guo, Wang Fei, and Sa Ben-Hao, "Dynamical simulation of pion and kaon production in nucleus-nucleus collisions", *Proceedings of the XIV RCNP Osaka International Symposium on Nuclear Reaction Dynamics of Nucleon-Hadron Many Body System, Osaka, Japan, December 6-9, 1995* (Singapore: World Scientific 1996), **P406**.
136. Wang Fei, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, and Zhang Xiao-Ze, "Competition among the decay modes of projectile remnant and its evidence in ALADIN data", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **20** (1996) 729.
137. Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Wang Hui, "Properties of very hot nuclei from heavy-ion reactions at intermediate energies", *Chin. Phys. Lett.* **14** (1997) 266.
138. Wang Hui, Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Zhang Xiao-Ze, "Fusion-Fragmentation Model and Nuclear Liquid-Gas Phase Transition", *High Energy Physics and Nuclear Physics*, **21** (1997) 44.
139. Zheng Yu-Ming, Chu Zi-Li, Miyamura Osamu, and Kumagai Kenji, "Kaon-source size in relativistic nucleus-nucleus collisions", *Chin. Phys. Lett.*, **14** (1997) 510.
140. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Wang Fei, and Chu Zi-Li, "Equilibrating in intermediate-high energy nuclear reaction", *Chin. J. Nucl. Phys.* **19** (1997) 198.
141. Yu-Ming Zheng, Jean Richert and Pierre Wagner, "Universal nature of nuclear multifragmentation", *Proceedings of the first International Conference on Frontiers of Physics looking to the 21st century (ICFP), Shantou, China, August 5-9, 1995* (Singapore: World Scientific 1997), **P1048**.
142. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Wang Fei, and Zhang Xiaoze, "Disassembly of projectile remnants in a simple dynamics and statistics model", *Progress report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory, 1996-1997*, **P98**.
143. Zheng Yu-Ming, Chu Zi-Li, Wang Hui, Sa Ben-Hao, and Lu Zhong-Dao, "Medium effects on particle production in nucleus-nucleus collisions", *Progress Report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory: 1994-1995* (Atomic Energy Press, Apr. 1997), **P8**.
144. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Wang Fei, and Chu Zi-Li, "Equilibrating in intermediate energy proton induced reaction", *Progress report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory, 1996-1997*, **P107**.

145. Zheng Yu-Ming, Chu Zi-Li, “Enhancement of K^+/π^+ ratio from central nucleus-nucleus collisions”, Progress report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory, 1996-1997, P117.
146. Wang Hui, Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Zhang Xiao-Ze, “Incomplete-Fusion-Fragmentation Model and Liquid-Gas Phase Transition”, High Energy Phys. and Nucl. Phys. (USA), **21** (1997) 39.
147. Y. M. Zheng, Chu Zi-Li, O. Miyamura, and K. Kumagai, “Property of kaon source in relativistic heavy-ion collisions”, Progress report for Beijing National Tandem Accelerator Laboratory, 1996-1997, P126.
148. Y. M. Zheng, O. Miyamura, and K. Kumagai, “Study of pion-source size in relativistic nuclear collisions”, Commun. Theor. Phys. **29** (1998) 257.
149. Yu-Ming Zheng, Zi-Li Chu, “Dynamical study of K^+/π^+ ratio enhancement from central A-A collisions at 1 AGeV”, CCAST-WL Workshop series Volume 80: New Results in Relativistic Heavy Ion Collision Physics (edited by Chong-Shou Gao and Ben-Hao Sa, Beijing, China, Printed in February 1998), **P197**.
150. Chu Zi-Li and Zheng Yu-Ming, “Simulation of heavy-ion collision with isospin-separated RVUU model”, High Energy Physics and Nuclear Physics, **22** (1998) 429.
151. Zheng Yu-Ming, Sa Ben-Hao, and Wang Hui, “Nuclear liquid-gas phase transition shown in multifragmentation”, Commun. Theor. Phys., **30** (1998) 219.
152. Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Wang Hui, and Zhang Xiao-Ze, “Disassembly of projectile remnants in a simple dynamics and statistics model”, Phys. Rev. **C58** (1998) 1101.
153. Zheng Yu-Ming, Chu Zi-Li, “Enhancement of K^+/π^+ ratio in central collisions between heavy nuclei”, J. Phys. G24 (1998) 1965.
154. Kazuo Harada, Masanori Matsuda, and Yu-Ming Zheng, “Liquid model of phase transition from quark-gluon phase to hadron phase on analogy of BCS-theory”, CCAST-WL Workshop series Volume 80: New Results in Relativistic Heavy Ion Collision Physics (edited by Chong-Shou Gao and Ben-Hao Sa, Beijing, China, Printed in February 1998), **P187**.
155. Zheng Yu-Ming, “Dynamical calculation of nuclear temperature”, Nucl. Phys. Rev. **15** (1998) 203.
156. Lu Zhong-Dao, Sa Ben-Hao, Zheng Yu-Ming, Wang Fei, and Chu Zi-Li, “Thermalization in intermediate-high energy reaction”, Nucl. Phys. Rev. **15** (1998) 258.

157. Zheng Yu-Ming and Chu Zi-Li, “Increase of K^+/π^+ ratio with the number of participant baryons in nucleus-nucleus collisions”, Proceedings of the first International Symposium on Nuclear Physics with Strangeness between SISO and Japan, Beijing, China, December 24-29, 1997 (Singapore: World Scientific 1998), **P**, in press.
158. Zheng Yuming, “Size of kaon source in nuclear collisions”, Journal of Ningxia University (Natural Science Edition), 19 (1998) 375.
159. Zheng Yu-Ming, Chu Zi-Li, Miyamura Osamu, and Kumagai Kenji, “Bose-Einstein correlation of kaon pairs from heavy ion collisions at CERN energy”, Commun. Theor. Phys. 31 (1999) 251.
160. S. L. Guo, L. Li, Y. L. Wang, H. Y. Guo, B. H. Sa, Y. M. Zheng, R. Brandt, P. Vater, J. S. Wan, M. Ochs, B. A. Kulakov, A. N. Sosnin, M. I. Krivopustov, V. S. Butsev, V. Bradnova, “Studies of neutron emission from relativistic nuclear interactions”, Nucl. Tracks Radiat. Meas., **31** (1999) 555.
161. Zheng Yu-Ming and Chu Zi-Li, “Enhanced K^+/π^+ ratio from central collisions between heavy nuclei at 1 GeV/nucleon”, Commun. Theor. Phys. 31 (1999) 589.
162. Yu-Ming Zheng, C. M. Ko, Bao-An Li, and Bin Zhang, “Elliptic flow in heavy ion collisions near the balance energy”, nucl-th/9906076; Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2534.
163. Harada Kazuo, Matsuda Masanori, and Zheng Yu-Ming, “Liquid model of phase transition from quark-gluon phase to hadron phase on analogy of BCS-theory”, Commun. Theor. Phys. 33 (2000) 87.
164. C. Fuchs, Amand Faessler, E. Zabrodin, and Yu-Ming Zheng, “Probing the nuclear equation of state by K^+ production in heavy ion collisions”, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1974.
165. Yu-Ming Zheng, Zi-Li Chu, C. Fuchs, Amand Faessler, Wu Xiao, Da-Ping Hua, and Yu-Peng Yan, “Transverse flow of kaons in heavy-ion collisions”, Chin. Phys. Lett. 19 (2002) 926.
166. C. Fuchs, Amand Faessler, S. El-Basaouny, Kirril Shekhter, E. E. Zabrodin, and Yu-Ming Zheng, “The nuclear equation of state Probed by K^+ production in heavy ion collisions”, J. Phys. G 28 (2002) 1615.
167. Y. M. Zheng, Z. L. Chu, C. Fuchs, Amand Faessler, W. Xiao, and D. P. Hua, “Kaon flow in heavy ion collisions”, High Energy Phys. and Nucl. Phys. 26 Supp. (2002) 77.
168. Y. Yan, C. Cobdaj, W. Uchai, A. Faessler, T. Gutsche and Y.M. Zheng, “electron-positron annihilation into nucleon-antinucleon pairs”, Modern Physics Letter **A 18** (2003) 370.

169. Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. Shekhter, Pornrad Srisawad, Chinorat Kobdaj, and Y. P. Yan, “Influence of the chiral mean field on the kaon in-plane flow in heavy-ion collisions”, *Commun. Theor. Phys.* 41 (2004) 746-750.
170. Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. Shekhter, Y. P. Yan, and C. Kobdaj, “Covariant kaon dynamics and kaon flow in heavy-ion collisions”, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 034907.
171. Pornrad Srisawad, Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, Y. P. Yan, and Chinorat Kobdaj, “Sigma meson production in heavy ion collisions at intermediate energies”, to be published.
172. Y. M. Zheng, C. Fuchs, Pornrad Srisawad, Amand Faessler, Y. P. Yan, Yong-Zhong Xing, and Chinorat Kobdaj, “Probing sigma meson produced in nuclear reactions”, to be published.

บทความวิจัยที่ได้รับการตีพิมพ์

อิทธิพลของแรงลอเรนซ์ที่ขึ้นอยู่กับศูนย์กลางการไหลของเคออนในการชนของไอออนหนัก

Influence of the Lorentz force on the centrality dependence of the kaon flow in heavy ion collisions

Yong-Zong Xing, Yu-Ming Zheng, Pornrad Srisawad and Yupeng Yan

บทคัดย่อ

ในบทความฉบับนี้ศึกษาเกี่ยวกับศูนย์กลางของการไหลรวมของ K^+ มีซอน จากการชน Ru +Ru ที่พลังงาน $E = 1.69$ A GeV มีการศึกษาโดยใช้พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล ภายใต้พลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออน ผลการคำนวณของผู้วิจัยแสดงให้เห็นว่า แรงลอเรนซ์คำนวณจาก โควาเรียนซ์เคออน สามารถสังเกตการเปลี่ยนแปลงเห็นได้ชัดจากอิทธิพลต่อคุณสมบัติของศูนย์กลางที่ขึ้นอยู่กับ การไหลของ K^+ จากการชนไอออนหนักที่พลังงาน SIS โดยไม่รวมแรงลอเรนซ์ พารามิเตอร์ กระทบมีขนาดเล็กจะช่วยให้การไหลในระนาบลดลง และการไหลเพิ่มขึ้นเมื่อออกนอกระนาบ ถ้าแรงลอเรนซ์ได้ถูกนำมาพิจารณาขึ้นอยู่กับลักษณะของศูนย์กลางของ v_1 ซึ่งการลดลงของขนาดและศูนย์กลางการชนขึ้นอยู่กับ v_2 นอกจากนี้ขนาดมีการลดลงและเหตุการณ์มีการเปลี่ยนแปลงซึ่งแนวโน้มของพารามิเตอร์กระทบที่มีขนาดใหญ่ทำให้ไหลออกนอกระนาบเพิ่มขึ้น สำหรับการไหลเชิงตรง (v_1) ของ K^+ เมื่อคำนึงถึงแรงลอเรนซ์ ผลการคำนวณทางทฤษฎีจะมีค่าลดลงอย่างมากทำให้สอดคล้องกับ ข้อมูลการทดลอง ซึ่งหมายความว่าแรงลอเรนซ์ในพลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออน มีบทบาทสำคัญ ในการกำหนดการไหลรวมของเคออน

Influence of the Lorentz force on the centrality dependence of the kaon flow in heavy-ion collisions

YONG-ZHONG XING^{1,2(a)}, YU-MING ZHENG^{1,3}, PORNRAD SRISAWAD⁴ and YUPENG YAN⁵

¹ *Physics Department of Tianshui Normal University - Tianshui 741000, China*

² *College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University - Xi'an, 710062, China*

³ *China Institute of Atomic Energy - P.O. Box 275(18), Beijing 102413, China*

⁴ *Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University - Amphur Muang, Phitsanulok, 65000, Thailand*

⁵ *School of Physics, Institute of Science, Suranaree University of Technology - Muang District, Nakhon Ratchasima, 30000, Thailand*

received 22 September 2009; accepted in final form 24 March 2010

published online 4 May 2010

PACS 25.75.Ld – Collective flow

PACS 24.10.Jv – Relativistic models

PACS 25.75.Dw – Particle and resonance production

Abstract – In this letter, the centrality dependence of the collective flow of K^+ -mesons in Ru + Ru reactions at incident energy $E = 1.69$ AGeV is studied by using the quantum-molecular-dynamics model within the covariant kaon dynamics. Our calculated results show that the Lorentz force derived from the covariant kaon dynamics obviously influences the features of the centrality dependence of the K^+ flow in heavy-ion collisions at SIS energies. Without the Lorentz force, the smaller impact parameter gives the weaker in-plane flow and the stronger out-of-plane flow. If the Lorentz force is taken into account, the characteristic of the centrality dependence of v_1 is appreciably reduced on the magnitude, and property of the centrality dependence of v_2 is also reduced on the magnitude and even becomes to change its trend that the larger impact parameter gives the stronger out-of-plane flow. For the differential directed flow of K^+ , the same feature as the ones for the v_1 is obtained. After taking into account the Lorentz force, the theoretical results are considerably reduced, leading to reasonably reproduce the experimental data. This means that the Lorentz force in the covariant kaon dynamics plays an important role in the determination of the collective flow of kaons.



Copyright © EPLA, 2010

The collective flow of various particles in heavy-ion collisions has been extensively studied for several decades [1] since the flow reflects the collective motion of particles involved in reactions and the interaction characteristics between particles. These particles are nucleons and their fragments, mesons, hyperons and resonances, and even partons and their clusters [2]. In the energy region of 1 AGeV to 2 AGeV the pion, kaon, lambda and sigma are predominantly produced. Among these produced particles the kaon plays an important role in extracting the information about the nuclear equation of state (EOS) due to that the kaon has various special properties comparing to nucleon, such as association production, long mean free path, etc. In particular, the kaon is produced in dense and hot nuclear matter formed

at the early stage of nuclear collisions and carries the information about its interacting on nuclear medium, *i.e.* the in-medium effect of kaon, which is a key for understanding both chiral symmetry restoration and neutron star properties [3,4]. It is known from chiral models that the kaon mean field is closely related to chiral symmetry breaking [5–8]. According to the mean-field approximation the kaon inside the dense and hot nuclear medium feels a potential with scalar-vector structure. The scalar potential is attractive for both kaon and antikaon while the vector potential is repulsive for K^+ and attractive for K^- due to the G -parity conservation.

The collective flow data of kaons produced in intermediate-energy heavy-ion collisions are first given by FOPI [9] and cause wide interest [10–14]. Many approaches or theories have been applied to explore this issue. Theoretical analyses show that the kaon flow

^(a)E-mail: tsxyz@public.lz.gs.cn

pattern at the final stage of the reaction can be used as a sensitive probe for the kaon potential in nuclear matter.

In 1998, Fuchs *et al.* [15] studied theoretically the kaon production and propagation in heavy-ion collisions and pointed out that the kaon dynamics used before was noncovariant, namely a Lorentz-force-like contribution from a typical relativistic scalar-vector-type structure was missing. The Lorentz force, however, strongly counterbalances the influence of the vector potential on the K^+ in-plane flow. Its missing leads to be more difficult to draw definite conclusions from the transverse flow pattern. From the viewpoint of the covariant kaon dynamics, Zheng *et al.* [14] investigated the influence of chiral mean field on the K^+ transverse flow in heavy-ion collisions at SIS energy. Their studies show that a relatively strong repulsive K^+ potential can be reproduced in the colliding process and their results are very well consistent with the FOPI data [16] with improved precision. More recently, we further studied the collective flow of K^+ 's in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at the incident energy $E = 1.93$ AGeV within the covariant kaon dynamics [17]. Our calculations indicate that the rapidity distribution of K^+ -mesons is more sensitive to the nuclear equation of state (EOS) than the dependence of its differential directed flow on the EOS.

However, what role does the Lorentz force appearing in the covariant kaon dynamics play in the determination of the collective flow of K^+ ? What are the differences between the influences of the Lorentz force on the directed flow and differential directed flow of K^+ ? The centrality dependence of the flow pattern [18] is a feature of K^+ -mesons produced in heavy-ion collisions at intermediate energy. Does the Lorentz force affect this feature or not? In order to study these problems, we simulate the $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ reaction at the incident energy $E = 1.69$ AGeV by using the quantum-molecular-dynamics model within the kaon covariant dynamics and present our results here.

First of all, let us review the main points of the covariant kaon dynamics [14,19,20]. Starting from the chiral Lagrangian and using the mean-field approximation, the kaon meson field $\phi_{K^\pm}(x)$ fulfills the Klein-Gordon equation

$$[(\partial_\mu \pm iV_\mu)^2 + (m_K^*)^2]\phi_{K^\pm}(x) = 0. \quad (1)$$

Here the upper sign “+” is for the K^+ -meson and the lower sign “-” for K^- . V_μ and m_K^* are the vector potential and the effective mass of kaon, respectively, which read as

$$V_\mu = \frac{3}{8f_\pi^*} j_\mu, \quad (2)$$

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^*} \rho_s + V_\mu V^\mu}. \quad (3)$$

The covariant equation of motion in the classical (testparticle) limit for the K^+ can be derived from eq. (1), which

is analogous to the relativistic equations for baryons and reads

$$\frac{dq^\mu}{d\tau} = \frac{k^{*\mu}}{m_K^*}, \quad (4)$$

$$\frac{dk^{*\mu}}{d\tau} = \frac{k_\nu^{*\mu}}{m_K^*} F^{\mu\nu} + \partial_\mu m_K^*, \quad (5)$$

where $q_\mu = (t, \mathbf{q})$ is the coordinates in Minkowski space and $F^{\mu\nu} = \partial_\mu V^\nu - \partial_\nu V^\mu$ is the field strength tensor for K^+ . The spatial components of eq. (5) can be written transparently as

$$\frac{d\mathbf{k}^*}{dt} = -\frac{m_K^*}{E^*} \frac{\partial m_K^*}{\partial \mathbf{q}} - \frac{\partial V^0}{\partial \mathbf{q}} + \frac{\mathbf{k}^*}{E^*} \times \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{q}} \right) \times \mathbf{V}. \quad (6)$$

The term being proportional to the spatial component of the vector potential gives rise to a momentum dependence and can be attributed to a Lorentz force, *i.e.*,

$$F_L = \frac{\mathbf{k}^*}{E^*} \times \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{q}} \right) \times \mathbf{V}. \quad (7)$$

The Lorentz force which depends on the velocity ($\vec{v} = \frac{\mathbf{k}^*}{E^*}$) of K^+ is a genuine feature of relativistic dynamics when a vector field is involved.

The baryon dynamics are treated within framework of the quantum molecular dynamics in which each nucleon is represented by a coherent state of the form [14,17,21]

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4L}\right\} \exp\{i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\}, \quad (8)$$

where \mathbf{r}_0 is the center of Gaussian wave pocket and $L = 1.08 \text{ fm}^2$ is the width of the wave pocket. Consequently, the density of a system with N nucleons in coordinate space is given as follows:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L}\right\}. \quad (9)$$

The time evolution of the N -body distribution is determined by the motion of the centroid of Gaussian $\{\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{p}_{i0}\}$, which are propagated by the Poisson brackets,

$$\dot{\mathbf{r}}_{i0} = \{\mathbf{p}_{i0}, H\}, \quad (10)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_{i0} = \{\mathbf{r}_{i0}, H\}, \quad (11)$$

with

$$H = \sum_{i=1}^N \sqrt{\mathbf{p}_{i0}^2 + m_i^2} + \sum_{i<j}^N (U_{ij}^{Str} + U_{ij}^{Coul}). \quad (12)$$

Here U_{ij}^{Str} is nuclear mean field. U_{ij}^{Coul} is the Coulomb interaction.

The elementary production of K^+ is governed by the conservation of strangeness. Since the initial net strangeness is zero, the strange quark can only be produced

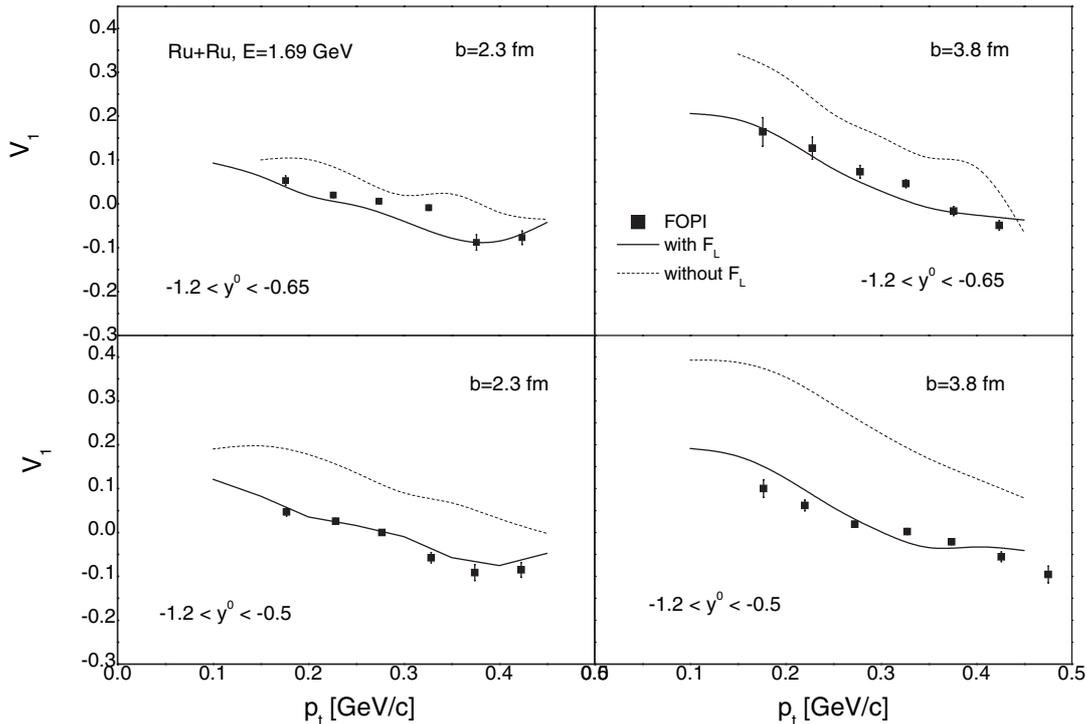


Fig. 1: The differential directed flow of K^+ in $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ collisions at $E = 1.69$ AGeV. The FOPI experiment data is taken from ref. [24].

together with strange anti-quark in the production process. Therefore, the hyperon will appear together with the K^+ -meson. At SIS energy, K^+ is produced mainly from the following reaction channels [19,21]: $BB \rightarrow BYK^+$ and $\pi B \rightarrow YK^+$. Here B stands for the baryon (n , p , Δ , N^*) and Y for the hyperon (Λ , Σ). These production channels can be subclassified into 1) $NN \rightarrow BYK^+$, 2) $N\Delta \rightarrow BYK^+$, 3) $\Delta\Delta \rightarrow BYK^+$ for $BB \rightarrow BYK^+$; 4) $\pi N \rightarrow YK^+$, and 5) $\pi\Delta \rightarrow YK^+$ for $\pi B \rightarrow YK^+$.

According to the dynamics and reaction channels given above, we simulate the $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ collisions at the incident energy $E = 1.69$ AGeV with the same model parameters as used in refs. [14,17], *i.e.* the Kaplan-Nelson term $\Sigma_{KN} = 450$ MeV, $f_{\pi}^{*2} = 0.6f_{\pi}^2$ for the vector field in eq. (2) and $f_{\pi}^{*2} = f_{\pi}^2$ for the scalar part in eq. (3).

The transverse flow v_1 and elliptic flow v_2 are the coefficients of the Fourier expansion of azimuthal emission pattern [22,23]

$$\frac{dN}{d\phi}(\phi) \propto 1 + 2v_1 \cos(\phi) + 2v_2 \cos(2\phi). \quad (13)$$

The dipole term, $v_1 = \langle \omega p_x / \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \rangle$, arises from a collective sideward deflection of the particles in the reaction plane and characterizes the transverse flow in the reaction plane. The second harmonics term, $v_2 = \langle (p_x^2 - p_y^2) / (p_x^2 + p_y^2) \rangle$, describes the emission pattern perpendicular

to the reaction plane. Here the factor ω is taken as +1 for the K^+ rapidity $y_K > 0$ and -1 for $y_K < 0$.

The quantity that we want first to present here is the differential directed flow, *i.e.*, the momentum dependence of the transverse flow v_1 . Because the experimental data are available. This provides a criterion for checking the dynamical model and calculations incidentally. In fig. 1 v_1 is plotted as a function of the transverse momentum p_t of the K^+ -meson. In this figure the filled square points stand for the experimental data given by FOPI collaboration [24]. The top and bottom panels correspond to the rapidity window $(-1.2 < Y^0 < -0.65)$ and $(-1.2 < Y^0 < -0.5)$, respectively. The left and right panels are the results with impact parameters $b = 2.3$ fm and $b = 3.8$ fm, respectively. One notes that results with impact parameter $b = 2.3$ fm and $b = 3.8$ fm correspond, respectively, to the central and semi-central analyzed data under assuming a sharp cut-off approximation. (See table 1 of ref. [25].) The solid and dashed curves indicate our calculated results with and without the Lorentz force, respectively. We can see from these figures that the covariant kaon dynamics involving the Lorentz force can reproduce the differential directed flow of K^+ 's. However, there is a large discrepancy between calculated results and experimental data if the Lorentz force is not taken into account. In each panel of fig. 1, the theoretical results of v_1 without the Lorentz force are larger than the data at given transverse momentum p_t due to the strong vector potential.

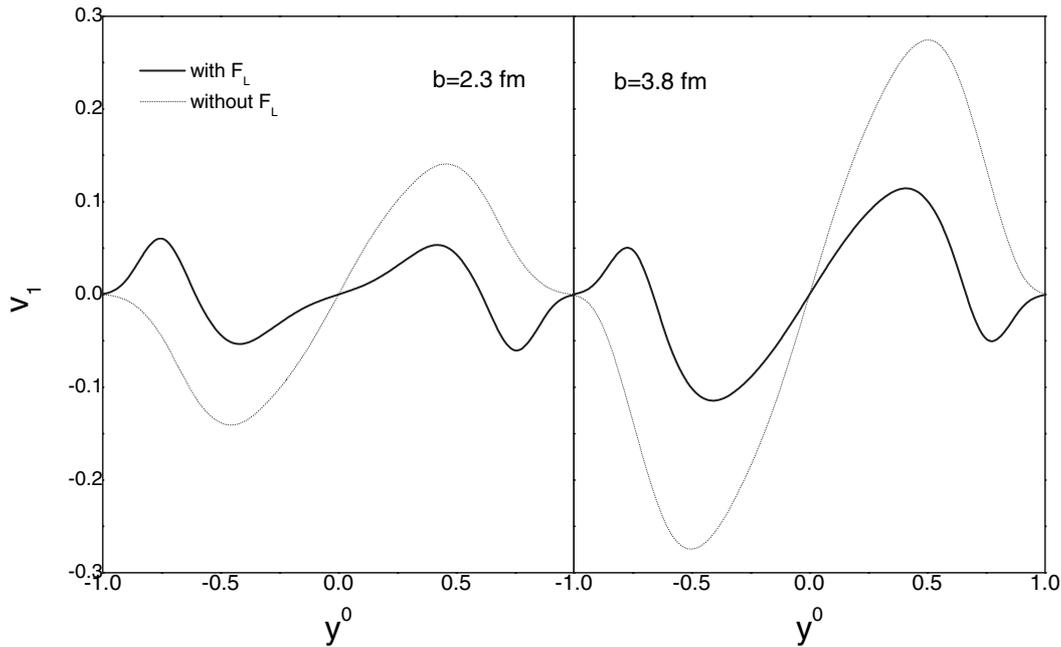


Fig. 2: The directed flow of K^+ in $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ collisions at $E = 1.69$ AGeV. The left panel is for $b = 2.3$ fm and the right one for $b = 3.8$ fm.

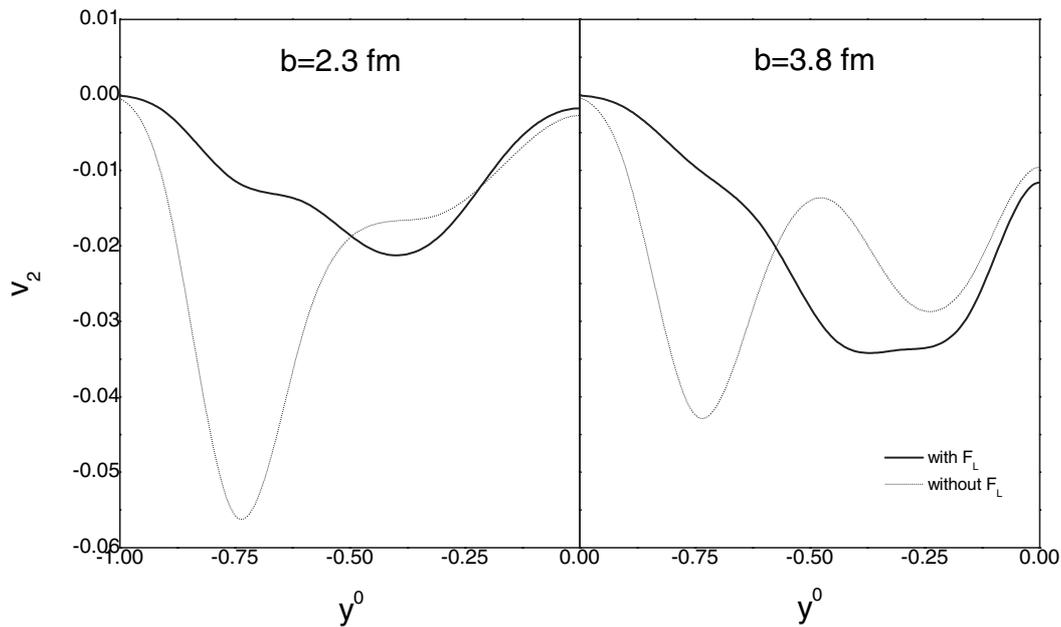


Fig. 3: The elliptic flow of K^+ -mesons in the target rapidity regime in $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ collisions at $E = 1.69$ AGeV.

Obviously, the difference between theoretical results and data is greatly reduced if the Lorentz force is considered since the Lorentz force strongly counterbalances the influence of the vector potential on the K^+ in-plane flow. In the same time, we can also see that the centrality dependence of the K^+ flow is appreciable. The deviation of the calculated results without the Lorentz force from data increases

with the increase of the impact parameter. The role of the Lorentz force in determining the v_1 of K^+ becomes more important with the increase of the impact parameter at given rapidity windows for reproducing the experimental data.

The directed flow with respect to the relative rapidity of K^+ is given in fig. 2. The solid line and dashed

line correspond, respectively, to v_1 with and without the Lorentz force. It is obviously shown that the Lorentz force reduces significantly v_1 at fixed rapidity. This conclusion has been pointed out by Zheng *et al.* [20] in the study for Ni + Ni collisions at energy 1.93 AGeV. The reason for the reduction is as follows: the scalar-vector-type structure of the kaon mean field implies the occurrence of a Lorentz-force-like in a moving frame which strongly counterbalances the influence of the time-like vector potential on the K^+ in-plane flow. It is clearly seen from this figure that the centrality dependence of the K^+ transverse flow is also obvious. The smaller is the impact parameter, the less apparent is the directed flow of K^+ .

The results shown in fig. 2 are called “modern” analysis of the transverse flow in some reference [18]. Correspondingly, “traditional” analysis for the flow, namely, the average transverse momentum, refers to the plot of $\langle p_x \rangle$ vs. the relative rapidity. We also study the $\langle p_x \rangle$ of K^+ as a function of the K^+ rapidity. Our analyzed results display the similar feature shown in fig. 2. Therefore, the same conclusion for the influence of the Lorentz force on the directed flow is made by the “modern” and the “traditional” analysis.

The elliptic flow, v_2 , describes the emission pattern perpendicular to the reaction plane. Figure 3 shows v_2 as a function of the relative rapidity of K^+ in target rapidity regime for Ru + Ru reaction at incident energy 1.69 AGeV and different impact parameters. It indicates that the Lorentz force also reduce the value of v_2 in the rapidity windows. However, the centrality dependence of v_2 is contrary to that of v_1 shown in fig. 2, *i.e.* the effect of the Lorentz force on v_2 at the smaller impact parameter, $b = 2.3$ fm, is more appreciable than that at the larger one, $b = 3.8$ fm. The magnitude of v_2 for $b = 2.3$ fm is larger than that for $b = 3.8$ fm if the Lorentz force is not considered due to the fact that the K^+ -meson feels stronger vector potential. When the Lorentz force is taken into account, the situation becomes the contrary, since the Lorentz force strongly counterbalances the action of the vector potential on the kaon elliptic flow.

In summary, in this letter, the Ru + Ru reaction is simulated by using the quantum-molecular-dynamics model within the covariant kaon dynamics. The collective flow of the produced K^+ -mesons is analyzed in detail. Special attention is paid to the influence of the Lorentz force on the centrality dependence of the directed and differential directed flow of K^+ -mesons. The calculated results show that the Lorentz-force-like derived from the covariant kaon dynamics obviously influences the features of the centrality dependence of the K^+ flow in heavy-ion collisions at SIS energies. Without the Lorentz force, the smaller impact parameter gives the weaker in-plane flow (v_1) and the stronger out-of-plane flow (v_2). If the Lorentz force is taken into account, the characteristic for the centrality dependence of the v_1 is appreciably reduced on the magnitude, and the property for the centrality dependence of the v_2 is also reduced on the magnitude and

even becomes to change its trend that the larger impact parameter gives the stronger out-of-plane flow. For the differential directed flow of K^+ , we obtain the same feature as the ones for the v_1 . After taking into account the Lorentz force, the theoretical results are considerably reduced, leading to reasonably reproduce experimental data. This means that the Lorentz force in the covariant kaon dynamics plays an important role in the determination of the collective flow of kaons.

This work is supported in part by the National Nature Science Foundation of China under Grant Nos. 10575075, 10447006, 10435080, and 10911140178, by the Thailand Research Fund, and by the Commission on Higher Education of Thailand (CHE-RES-RG Theoretical Physics).

REFERENCES

- [1] GYVLASSY M. *et al.*, *Phys. Lett. B*, **110** (1982) 185; LARIONOV A. B. and MOSEL U., *Phys. Rev. C*, **72** (2005) 014901.
- [2] MATTIELLO R., SORGE H., STOCKER H. and GREINER W., *Phys. Rev. C*, **55** (1997) 1443; LI BAO-AN., SUSTICH ANDREW T. and ZHANG BIN, arXiv:nucl-th/0108047; SHIN GHI R., arXiv:nucl-th/0704.3479; ZHU XIANGLEI, BLEICHER MARCUS and STOCKER HORST, arXiv:nucl-th/0509081.
- [3] KO C. M., KOCH V. and LI G. Q., *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **47** (1997) 1; FANG X. S., KO C. M., LI G. Q. and ZHENG Y. M., *Nucl. Phys. A*, **575** (1994) 766.
- [4] LI G. Q., LEE C.-H. and BROWN G. E., *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 5214; BANIK S., GREINER W. and BANDYOPADHYAY D., *Phys. Rev. C*, **78** (2008) 065804.
- [5] KAPLAN B. D. and NELSON A. E., *Phys. Lett. B*, **175** (1986) 57.
- [6] LUTZ M., STEINER A. and WEISE W., *Nucl. Phys. A*, **574** (1994) 755.
- [7] WAAS T., KAISER N. and WEISE W., *Phys. Lett. B*, **365** (1996) 12.
- [8] SCHAFFNER J., BONDORF J. and MISHUSTIN I. N., *Nucl. Phys. A*, **625** (1997) 325.
- [9] RITMAN J. L. and FOPI COLLABORATION, *Z. Phys. A*, **352** (1995) 355.
- [10] LI G. Q., KO C. M. and BAO-AN LI, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 235; LI G. Q. and KO C. M., *Nucl. Phys. A*, **594** (1995) 460.
- [11] BRATKOVSKAY E. L., CASSING W. and MOSEL U., *Nucl. Phys. A*, **622** (1997) 593; *Phys. Lett. B*, **424** (1998) 244.
- [12] WANG Z. S., FAESSLER AMAND., FUCHS C., MAHESWARI V. S. UMA and KOSOV D. S., *Nucl. Phys. A*, **628** (1998) 151.
- [13] DAVID C., HARTNACK C., KERVENO M., LE PALLEC J.-CH. and AICHELIN J., arXiv:nucl-th/9611016; DAVID

- C., HARTNACK C. and AICHELIN J., *Nucl. Phys. A*, **650** (1999) 358.
- [14] ZHENG Y. M., FUCHS C. and FAESSLER AMAND *et al.*, *Phys. Rev. C*, **69** (2004) 034907.
- [15] FUCHS C., KOSOV D. S., FAESSLER AMAND, WANG Z. S. and WAINZUCH T., *Phys. Lett. B*, **434** (1998) 245.
- [16] HERRMANN H. and FOPI COLLABORATION, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **42** (1999) 187.
- [17] XING YONG-ZHONG, ZHENG YU-MING, SRISAWAD PORNRAD, YAN YU-PENG and KOBDAJ CHINORAT, *Chin. Phys. Lett.*, **26** (2009) 022501.
- [18] LI G. Q. and BROWN G. E., *Nucl. Phys. A*, **636** (1998) 487.
- [19] FUCHS C., arXiv:nucl-th/0507017.
- [20] ZHENG Y. M., FUCHS C., FAESSLER AMAND, SHOKHTER K., SRISAWAD P., KOBDAJ C. and YAN Y. P., *Commun. Theor. Phys.*, **41** (2004) 746.
- [21] AICHELIN J., *Phys. Rep.*, **202** (1991) 233; HARTNACK C., arXiv:nucl-th/0507002.
- [22] OLLITRAULT J. Y., *Phys. Rev. D*, **46** (1992) 229; VOLOSHIN S. and ZHANG Y., *Z. Phys. C*, **70** (1996) 665; POSKANZER A. M. and VOLOSHIN S., *Phys. Rev. C*, **58** (1998) 1671.
- [23] ZHANG B., GYULASSY M. and KO C. M., arXiv:nucl-th/9902016.
- [24] FOPI COLLABORATION (CROCHET P. *et al.*), *J. Phys. G*, **27** (2001) 267.
- [25] FOPI COLLABORATION (CROCHET P. *et al.*), *Phys. Lett. B*, **486** (2000) 6.

การเกิดซิกมาเมซอนจากการชนโปรตอน-นิวเคลียส

Sigma meson production in proton-nucleus collisions

Pornrad Srisawad, Yu-Ming Zheng, Christian Fuchs, Amand Faessler, Yupeng Yan, Chinorat Kobdaj and Yong-Zong Xing.

บทคัดย่อ

การศึกษาคุณสมบัติการเกิดซิกมาเมซอนจากการชนของ $p + Ca$ และ $p + Pb$ ที่พลังงาน 1.5 GeV ภายใต้แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล การผลการจำลองแสดงความสัมพันธ์ของ เลขมวล A และการเกิดซิกมาเมซอน เมื่อเลขมวล A เพิ่มขึ้นภาคตัดขวางการเกิดเพิ่มขึ้น เราพบว่าการเกิดซิกมาเมซอนขึ้นอยู่กับตัวกลาง และซิกมาเมซอนสลายตัวในตัวกลางที่มีความหนาแน่น มวลของซิกมามีการเปลี่ยนแปลงจากมากไปน้อย มวลที่หายไปนี้สังเกตได้จาก สถานะสุดท้ายของคู่ไพออน ที่ไม่ถูกดูดกลืนโดยสภาวะแวดล้อมนิวเคลียร์ จึงเป็นเรื่องที่แสดงให้เห็นว่าอัตราส่วนของวัดภาคตัดขวางของซิกมา เทียบกับฟังก์ชันของมวลแปรเปลี่ยนของซิกมาจากปฏิกิริยาต่างๆ เป็นตัวตรวจสอบที่ดีในการศึกษาการดำรงอยู่ของซิกมาในสภาพแวดล้อมที่นิวเคลียร์

SIGMA MESON PRODUCTION IN PROTON-NUCLEUS COLLISIONS

PORNRAD SRISAWAD*

*Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University
Amphoe Mueang, Phitsanulok, 65000, Thailand
pornrads@gmail.com*

YU-MING ZHENG

*China Institute of Atomic Energy, P.O. Box 275(18), Beijing, 102413, China
zhengymcn@yahoo.com.cn*

CHRISTIAN FUCHS and AMAND FAESSLER

*Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen,
Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany*

YUPENG YAN and CHINORAT KOBDAJ

*School of Physics, Suranaree University of Technology,
Nakhon Ratchasima 30000, Thailand and
Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP),
Commission on Higher Education,
Bangkok 10400, Thailand*

YONG-ZHONG XING

*Department of Physics, Tuanshui Normal University,
Gansu Tianshui, 741000, China*

The sigma meson production is investigated in $p + {}^{40}\text{Ca}$ and $p + {}^{208}\text{Pb}$ at the incident energy 1.5 GeV within the Quantum Molecular Dynamics model. The simulation results indicate a distinctive A dependence of the sigma production that the increase of A is followed by an increase of the production cross section. We find that the sigma meson production is strongly medium dependent and the produced sigma mesons decaying in a dense medium experience a stronger mass shift towards lower masses. This mass shift is an experimentally accessible observable in the final state pion pairs, which did not suffer absorption by the surrounding nucleons. It is pointed out that the ratio of measured sigma cross-sections as a function of the sigma invariant-mass from various reactions is a good probe to explore the existence of the sigma meson in dense nuclear environment.

*Corresponding author.

1. Introduction

The experimental situation for the sigma meson, which is responsible for the mid-range nucleon-nucleon attraction¹ and plays an important role in the Quantum Hadrodynamics (QHD)² and the nonlinear sigma model,³ is not so clear. What we know well is that the sigma meson is a broad scalar resonance and that it mainly decays into two pions in free space. The pole mass of the sigma meson has not been precisely determined so far. Therefore, the sigma meson is very difficult to identify from the experimental side. The sigma meson production has not yet been measured in heavy ion reactions.

Recently theoretical studies show that the sigma meson mass (m_σ) and width (Γ_σ) decrease dramatically with increasing of the nuclear density (ρ).⁴ This means that the sigma meson may exist in a dense nuclear environment. There are also number of experimental efforts to explore the existence of the sigma meson by pion and photon induced reactions on nuclei.⁵⁻⁹

The sigma meson cannot be detected directly in an experimental setup, but there are indications towards its existence through the information collected from two pions that are measured in coincidence. In the Quantum Molecular Dynamics (QMD) simulations every sigma and pion created are stored in some arrays and their evolutions are followed through the end of the reaction. So we are able to get the whole number of sigma meson and $\pi\pi$ pairs that are a direct product of the sigma decay. The primary interest is directed to the study of the sigma meson dynamics in nuclear matter. The simulations are examined on nuclei in order to determine the effects of medium modifications on the $\pi\pi$ -system. The total sigma meson distributions span the total energy interval available to the (p, $\pi\pi$) reaction, which ranges from $2m_\pi \leq M_{\pi\pi} \leq 0.70$ GeV. The properties of the sigma meson are highlighted by means of invariant mass, density, decay time, cross section, etc.

The results of the QMD model for the description of the sigma meson production in p + A reactions with A being nuclei ⁴⁰Ca and ²⁰⁸Pb at incident proton energies $E_p = 1.5$ GeV seem to confirm the importance of the 2π final state interaction in the scalar-isoscalar sigma channel in nuclear medium.

2. The Sigma Meson in the QMD Model

In the QMD model¹⁰⁻¹³ each nucleon is represented by a coherent state of the form (we set $\hbar, c = 1$)

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[i\mathbf{p}_0 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) - \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4L} \right], \quad (1)$$

where \mathbf{r}_0 is the time dependent center of the Gaussian wave packet in coordinate space. The width L is kept constant.

One uses Wigner density instead of working with wave function. The Wigner transformation of the coherent states is Gaussians in momentum and coordinate

space. Then, the Wigner density reads

$$\begin{aligned}
 f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}_{12}} \psi\left(\frac{\mathbf{r}+\mathbf{r}_{12}}{2}, t\right) \psi^*\left(\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_{12}}{2}, t\right) d^3\mathbf{r}_{12} \\
 &= \frac{1}{\pi^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^2}{2L} - (\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2 \cdot 2L\right].
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

The N body Wigner density is the direct product of the Wigner densities of N coherent states

$$f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\pi^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L} - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_{i0})^2 \cdot 2L\right].
 \tag{3}$$

The density in coordinate space is given by the momentum integral over the Wigner density,

$$\begin{aligned}
 \rho(\mathbf{r}, t) &= \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \int f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) d^3\mathbf{p}_1 \dots d^3\mathbf{p}_N d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_N \\
 &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{i0})^2}{2L}\right].
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Because we keep the width of the Gaussians fixed, the time evolution of the N -body distribution is determined by the motion of the centroids of the Gaussians $(\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{p}_{i0})$, which are propagated by the Poisson brackets

$$\dot{\mathbf{r}}_{i0} = \{\mathbf{r}_{i0}, H\}
 \tag{5}$$

and

$$\dot{\mathbf{p}}_{i0} = \{\mathbf{p}_{i0}, H\}.
 \tag{6}$$

H is the nuclear Hamiltonian

$$H = \sum_i \sqrt{\mathbf{p}_{i0}^2 + m_i^2} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (U_{ij}^{str} + U_{ij}^{cou}).
 \tag{7}$$

Here U_{ij}^{str} is the nuclear mean field. U_{ij}^{cou} the Coulomb interaction.

The sigma meson is produced via the decay of nucleon resonances N^* ($N^* \rightarrow N\sigma$). The N^* 's can be created via $B_1 B_2 \rightarrow B_3 N^*$ (B_i stands $N, \Delta,$ or N^*) and $\pi B_1 \rightarrow N^*$. In the $N^* \rightarrow N\pi\pi$ decay the pion pair can occur in an isospin singlet s-wave state $(\pi\pi)_{s\text{-wave}}^{I=0}$ with corresponding branching ratio. This state has the same quantum numbers as the σ -meson and is therefore identified with the σ -meson. The σ -mass is randomly chosen according to the Breit–Wigner distribution

$$dW_\sigma(\mu) = \alpha \frac{\mu \Gamma_\sigma^2 d\mu}{(\mu - m_\sigma)^2 + \mu \Gamma_\sigma},
 \tag{8}$$

where m_σ and μ are the pole mass and the running mass of the σ -meson, Γ_σ is the σ -width. The normalization constant α is determined by the available phase space, i.e. the mass of the decaying N^* resonance:

$$\frac{1}{\alpha} = \int_{2m_\pi}^{m_R - m_N} dW_\sigma(\mu),
 \tag{9}$$

where m_R is the resonance mass and m_N is the nucleon mass. Here one can see that the σ -meson can be assigned a value between the two-pion-threshold and the resonance minus nucleon mass. It is noted that pole mass (m_σ) and the width (Γ_σ) are constants in the vacuum; in the nuclear medium, however, these value depend on the nuclear density,⁴ i.e. $m_\sigma = m_\sigma(\rho)$ and $\Gamma_\sigma = \Gamma_\sigma(\rho)$. The $m_\sigma(\rho)$ and $\Gamma_\sigma(\rho)$ decrease with increase of the ρ .

The survival probability of the sigma meson, i.e. the probability that it lives for a time Δt or greater before decaying is given by

$$P(\Delta t) = e^{-\Delta t \Gamma_\sigma / \gamma} = e^{-\Delta t \Gamma_\sigma m_\sigma / E_\sigma}, \quad (10)$$

where Γ_σ , m_σ and E_σ are the width, mass and energy of the σ meson, respectively. If this σ meson lives for a time Δt or greater, it propagates as a free particle in the vacuum. However, its propagation in the medium should be described by the equation of motion

$$\frac{d\mathbf{r}_\sigma}{dt} = \frac{\mathbf{p}_\sigma}{m_\sigma}, \quad (11)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_\sigma}{dt} = -\nabla_{r_\sigma} U_\sigma(t), \quad (12)$$

where the mean field $U_\sigma(t)$ is given as follows:⁴

$$U_\sigma(t) = a \frac{\rho}{\rho_0} + b \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2, \quad (13)$$

where $a = -358$ MeV and $b = 140$ MeV. $\rho_0 = 0.16$ $f m^{-3}$ is the nuclear saturation density. The ρ is given by Eq.(4).

If this sigma meson decays into two pions within the time Δt , we also consider the propagation, rescattering, and absorption of the pions in a medium.

3. Results and Discussions

For the elementary ($p, \pi\pi$) reaction which couple pions to the sigma meson, we take nucleons and resonances Δ (1232), N^* (1440), N^* (1520), N^* (1535), N^* (1650), N^* (1680) and N^* (1710) into account.

The density distribution of the sigma meson creation and decay in $p + {}^{40}\text{Ca}$ at incident energy 1.5 GeV and impact parameter $b = 0$ fm is given in Fig. 1, in which the dot-dashed and dashed lines are the sigma creation and decay in vacuum, respectively; the solid and dotted lines are the sigma creation and decay in nuclear medium, respectively. One can see from this figure that the characteristic of sigma decay is obviously modified by the nuclear environment. In the medium there are more sigma's that decay at the places with higher densities. In the medium of nucleus the produced sigma mesons live longer due to the reduction of the m_σ , Γ_σ , and E_σ [see Eq.(10)] and are decelerated see [Eqs. (12) and (13)], bringing a longer stay of these produced sigma mesons in the region with higher densities.

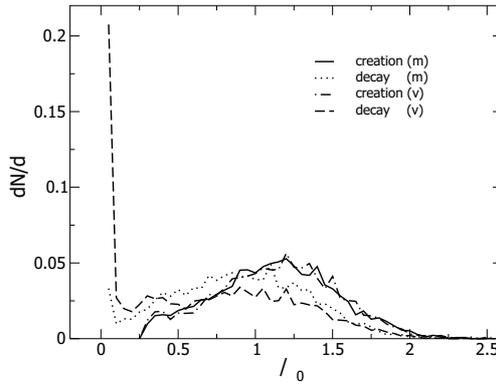


Fig. 1. The density distribution of the sigma meson creation and decay in $p + {}^{40}\text{Ca}$ reactions at incident energy 1.5 GeV and impact parameter $b = 0$ fm.

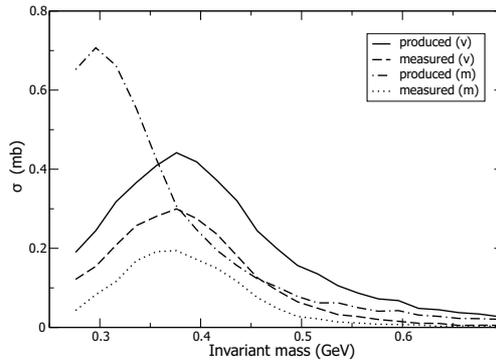


Fig. 2. The invariant mass distributions of the sigma cross sections in the $p + {}^{40}\text{Ca}$ reactions at the incident energy 1.5 GeV.

Shown in Fig. 2 are the invariant mass distributions of the sigma cross-sections in the $p + {}^{40}\text{Ca}$ reactions at incident energy 1.5 GeV. The solid and dot-dashed curves in Fig. 2 are the produced sigma meson without and with medium modification, respectively. It is seen clearly that there is an appreciable shift to strength to the low invariant mass region due to the medium modifications. The dashed and dotted curves in this figure are the measured sigma mesons without and with medium modification of the sigma cross section, respectively. We can also see the similar results for the shift of strength to the lower invariant mass region due to the medium modifications.

In the nuclear medium the produced sigma mesons have longer lifetime and are decelerated. This makes the produced curve to shift again to the low invariant mass region. On the other hand, however, pions produced from the decay of sigma mesons

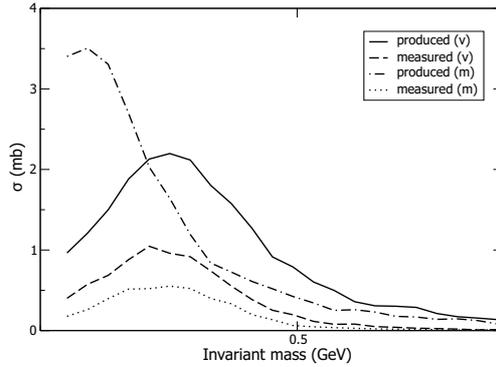


Fig. 3. The same as in Fig. 2 but for the $p + {}^{208}\text{Pb}$ reactions at the incident energy 1.5 GeV.

with lower invariant mass are more absorbed in their propagation and rescattering in the nuclear medium. Besides, pions coming from the decay of sigma mesons at places with higher densities (see Fig.1) need longer time to go through the dense environment and thus are more absorbed by the surrounding nucleons. If one or two pions, which come from a sigma decaying, are absorbed, this sigma cannot be measured due to that its existence is distinguished by the information of these two pions that are measured in coincidence. In a word, these total in-medium effects result in the final feather that the curve for the measured sigma mesons with medium modifications is lower than one without medium modification, with a slight shift of strength to the lower invariant mass region.

The same tendency that the invariant mass distribution, for both the produced and measured sigma mesons shift to the lower mass region is also seen in $p + {}^{208}\text{Pb}$ reactions as shown in Fig. 3.

Comparison between the simulation results in Fig. 2 and the ones in Fig. 3 displays a distinctive A dependence of the sigma productions: the increase of A is followed by increase of the sigma production cross sections.

Ratios of the sigma cross sections as a function of the sigma invariant-mass in $p + {}^{40}\text{Ca}$ and $p + {}^{208}\text{Pb}$ reactions are shown in Fig. 4, where the solid and the dot-dashed lines are produced sigma without and with medium modifications, respectively; the dashed and dotted lines are measured sigma without and with medium modification, respectively. It is found from the larger values of the sigma production ratios $\sigma(p + \text{Pb})/\sigma(p + \text{Ca})$ that the sigma meson production in $p + A$ collisions is strongly medium-dependent. Without additional medium effects the ratio is almost constant as a function of the invariant sigma mass when the shift of the sigma mass is taken into account.

The ratios for the measured sigma mesons show a significant enhancement at low invariant masses if the medium modification is considered. It indicates that the produced sigma mesons decaying in a denser medium experience a stronger mass

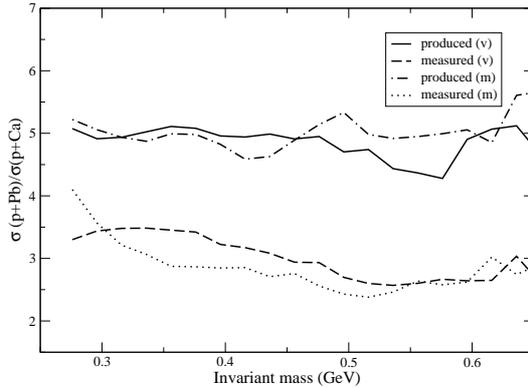


Fig. 4. Ratios of the sigma cross sections as a function of the sigma invariant-mass in $p + {}^{40}\text{Ca}$ and $p + {}^{208}\text{Pb}$ reactions.

shift towards lower masses since the medium has large size in a heavier nucleus. It should be stressed that this mass shift is an experimentally accessible observable in the final state pion pairs, which did not suffer from reabsorption and rescattering by the surrounding nucleons. The ratio of measured sigma mesons from various reactions opens the possibility to explore the existence of the sigma meson in a dense nucleus environment.

Acknowledgments

This work was supported in part by the National Research Council of Thailand and the National Natural Science Foundation of China under Grant Nos. 10611140542 and 10575075.

References

1. R. Machleidt, K. Holinde and Ch. Elster, *Phys. Rep* **149**, 1 (1987).
2. J. D. Walecka, *Ann. Phys. (N.Y.)* **83**, 491 (1974).
3. N. Pertropoulos, *arXiv:hep-ph/0402136*.
4. M. J. Vicente Vacas and E. Oset, *Nucl. Phys. A* **721**, 301 (2002).
5. F. Bonutti et al. (CHAOS Collab.), *Phys. Rev. Lett* **77**, 603 (1996); *Phys. Rev. C* **60**, 018201 (1999); *Nucl. Phys. A* **677**, 213 (2000).
6. P. Camerini, N. Grion, R. Rui and D. Vetterli, *Nucl. Phys. A* **552**, 451 (1993).
7. A. Starostin et al. (Crystal Ball Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5539 (2000).
8. J. G. Messchendorp et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 222302 (2002).
9. M. Wolf et al., *Eur. Phys. J. A* **9**, 5 (2000).
10. J. Aichelin, *Phys. Rep* **202**, 233(1991).
11. Y. M. Zheng et al., *Chin. Phys. Lett.* **6**, 117 (1989); *Phys. Rev. C* **69**, 034907 (2004).
12. C. Fuchs, A. Faessler, E. Zabrodin, and Y. M. Zheng, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1974 (2001).
13. Y. M. Zheng, C. Fuchs, Amand Faessler, K. shekhter, Pornrad Srisawad, Chinarat Kobdaj, and Y. P. Yan, *Commun. Theor. Phys. (Beijing, China)* **41**, 740 (2004).

การไหลรวมของ K^+ เมซอนภายใต้พลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออน

Collective Flow of K^+ Meson within Covariant Kaon Dynamics

Pornrad Srisawad, Yu-Ming Zheng, Yupeng Yan, Chinorat Kobdaj and Young Zhong Xing

บทคัดย่อ

การไหลรวมของ K^+ จากการชนของไอออนหนักที่พลังงาน SIS ถูกตรวจสอบภายใต้ พลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออน ผลทางทฤษฎีคำนวณโดยใช้พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุลทำให้เกิดการสอดคล้องกับคุณสมบัติการไหลกลับ (anti-flow) ของ K^+ ซึ่งหมายความว่าคุณสมบัติไหลรวมของ K^+ แสดงให้เห็นถึงการดำรงอยู่ของ K^+ ในตัวกลางของสัณฐานแบบผลึก นอกจากนี้ยังแสดงให้เห็นว่าการกระจายแรพิดิตีของ K^+ เมซอนมีความไวต่อสมการสถานะนิวเคลียร์มากกว่าการไหลเชิงตรง



Collective Flow of K^+ Meson within Covariant Kaon Dynamics *

P. Srisawad^{a†}, Y. M. Zheng^b, Y. Yan^{cd} and Y. Z. Xing^e

^aDepartment of Physics, Faculty of Science, Naresuan University, Phitsanulok 65000, Thailand

^bChina Institute of Atomic Energy, P.O. Box 275(18), Beijing 102413, China

^cSchool of Physics, Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima 30000, Thailand

^dThailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Commission on Higher Education, Bangkok 10400, Thailand

^eDepartment of Physics, Tianshui Normal University, Tianshui 741000, China

Collective flow of K^+ mesons in heavy ion collisions at SIS energies is investigated within the covariant kaon dynamics. The theoretical results calculated by using quantum molecular dynamics reasonably reproduce properties of the K^+ anti-flow. This means that the features of K^+ collective flow clearly favor the existence of an in-medium repulsive potential for K^+ meson. It is also shown that the rapidity distribution of K^+ meson is more sensitive to the nuclear equation of state than the differential directed flow.

1. INTRODUCTION

The production and properties of kaon in dense hadronic matter is a subject of considerable current interest [1,2]. They can give insight into the fundamental aspects of chiral symmetry restoration at high baryon density and/or temperature as well as the information relevant to neutron stars [3–6]. In this research, we study further the collective flow of K^+ produced in nuclear collisions at SIS energy.

2. PRELIMINARY RESULTS AND DISCUSSIONS

We start our analysis with a comparison of our calculations for kaon production with available K^+ data for $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at 1.93 AGeV. The results of K^+ directed flow v_1 as a function of the normalized rapidity $y^{(0)} = \frac{y_{cm}}{y_{proj}}$, where y_{cm} is the kaon rapidity in the center-of-mass system and y_{proj} is the projectile rapidity in the laboratory frame, are

*This work is supported by the Thailand Research Fund (TRF) under grant number MRG5180142, Office of the National Research Council of Thailand (NRCT), The Commission on Higher Education of Thailand (CHE-RES-RG Theoretical Physics), and the National Nature Science Foundation of China under Nos 10611140542, 10575075 and 10435080.

[†]pornrads@gmail.com

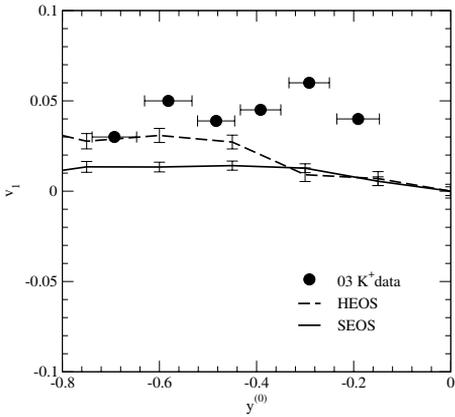


Figure 1. The directed flow of K^+ s in $^{58}Ni + ^{58}Ni$ collisions at energy 1.93 AGeV with impact parameter $b = 2.33$ fm. The circles stand for the experimental data, which are taken from [7].

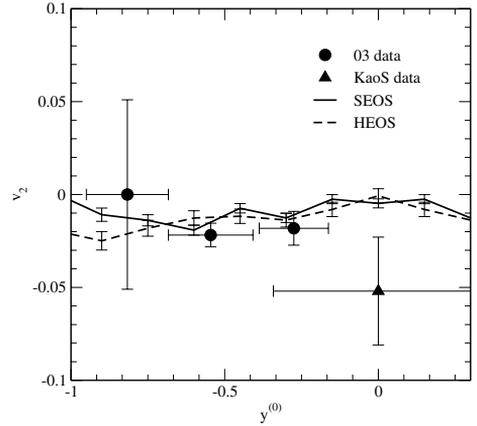


Figure 2. Elliptic flow of K^+ s in $^{58}Ni + ^{58}Ni$ collisions at energy 1.93 AGeV with impact parameter $b = 2.33$ fm. The full circles and full triangle up stand for the experimental measurement taken from [7].

displayed in Fig. 1. It is observed that K^+ meson shows a slight anti-flow. Similar trends are predicted by the QMD calculations for the existence of an in-medium repulsive K^+ mean field. This means that our theoretical model including the in-medium K^+ potential can reasonably describe experimental data.

Fig. 2 shows the elliptic flow of K^+ , v_2 , as a function of the normalized rapidity $y^{(0)}$ in $^{58}Ni + ^{58}Ni$ collisions at energy 1.93 AGeV with impact parameter $b = 2.33$ fm. In this figure the full triangle up is the KaoS data [8], the full circles are 03data. They show a clear behavior of out-of-plane emission of K^+ mesons ($v_2 < 0$). One sees clearly from this figure that our theoretical results reasonably reproduce the features of the K^+ elliptic flow and are in good agreement with 03data. However, the magnitude of the elliptic flow is increased from target to mid-rapidity and then is failed to fit the KaoS data. In a word, our model can describe the squeezed out property of the K^+ emission.

The differential directed flow of K^+ in $^{58}Ni + ^{58}Ni$ collisions at energy 1.93 AGeV with impact parameter $b = 1.7$ fm is shown in Fig. 3. In this figure the dashed and solid curves symbols indicate calculated results with hard EOS and soft EOS within the covariant kaon dynamics. The continuous curves are the connection between calculated points. It is seen clearly that the K^+ mesons are anti-flowing at low and high p_t while their v_1 is compatible with 0 only at mid p_t . That is, the results for two cases, with soft and hard EOS, show anti-flow of produced K^+ at spectator rapidity.

The rapidity distribution of K^+ mesons in $^{58}Ni + ^{58}Ni$ collisions at energy 1.93 AGeV with impact parameter $b = 2.33$ fm, or 2.0 fm, or 1.7 fm is shown in Fig. 4. It is also shown that the rapidity distribution of K^+ mesons is more sensitive to the nuclear equation of state than the differential directed flow.

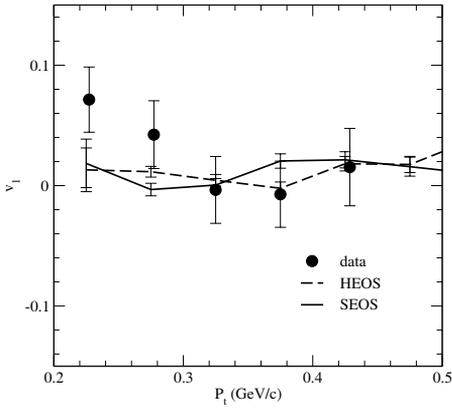


Figure 3. Differential directed flow of K^+ s in the rapidity range $-1.2 < y^{(0)} < -0.65$ in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at $E = 1.93$ AGeV and $b = 1.7$ fm. The experiment data are taken from Ref.[9].

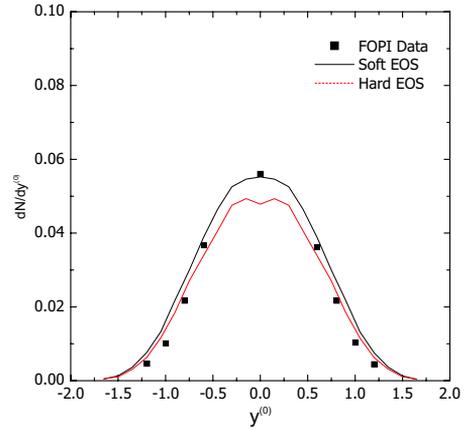


Figure 4. The rapidity distribution of K^+ mesons in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at energy 1.93 AGeV with impact parameter $b = 2.33$ fm, or 2.0 fm, or 1.7 fm

3. CONCLUSION

In this work we have presented a detailed study of collective flow of K^+ in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at 1.93 AGeV within the coupled channel QMD approach. The data near target rapidity reveal a K^+ anti-flow. The calculated results of the QMD model can reasonably describe properties of the K^+ anti-flow. It is also shown that the rapidity distribution of K^+ mesons is more sensitive to the nuclear equation of state than the differential directed flow. It is concluded that the features of K^+ collective flow clearly favor the existence of an in-medium repulsive potential of K^+ mesons.

REFERENCES

1. C. M. Ko and G. Q. Li. J. Phys. G 22 (1996) 1673; X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li, and Y. M. Zheng, Nucl. Phys. A575 (1994) 766.
2. S. A. Bass, et al., J. Phys. G25 (1999) R1.
3. G. E. Brown et al. Nucl. Phys. A567 (1994) 937.
4. G. Q. Li et al., Nucl. Phys. A625 (1997) 372.
5. V. Thorsson et al., Nucl. Phys. A572 (1994) 693.
6. J. W. Harris et al., Annu. Rev. Part. Sci. 46 (1996) 71.
7. F. Uhlig et al. (KaoS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 012301.
8. F. Uhlig et al. (KaoS Collaboration), Phys.Rev.Lett. 95 (2005) 012301;
9. P. Crochet et al., Phys. Lett. B486 (2000) 6.

โมเมนตัมตามขวางขึ้นอยู่กับของดิฟเฟอเรนเชียลการไหลเชิงตรงของ hyperons Λ ภายใต้ พลศาสตร์โควา
เรียนซ์เคออน

Transverse momentum dependence of differential directed flow of Λ hyperons within kaon
covariant dynamics

Yong-Zong Xing, Yu-Ming Zheng, Pornrad Srisawad and Yupeng Yan

บทความย่อ

การกระจายโมเมนตัมตามขวางของอนุภาค Λ และโปรตอน ของการไหลโดยตรงถูกตรวจสอบโดยใช้แบบจำลอง
พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) ภายใต้กรอบของ พลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออน ผลการคำนวณแสดงให้เห็น
ว่าโมเมนตัมตามขวาง การกระจายตัวของการไหลโดยตรงของ Lambda hyperons ขึ้นอยู่ สมการสถานะ
นิวเคลียร์ (EOS) ค่าการไหลเชิงตรงของ Lambda hyperons เมื่อคำนวณด้วย soft EOS สอดคล้องกับข้อมูลการ
ทดลอง ในขณะที่ผลที่ได้ขัดแย้งกับ hard EOS และข้อมูลการทดลองเพิ่มขึ้นเมื่อเพิ่มโมเมนตัมตามขวาง แม้ว่า
อันตรกิริยาของอนุภาค Λ กระทบต่อนิวคลีออนเป็นแรงดูด ในตัวกลางที่มีความหนาแน่น การวิเคราะห์แสดงให้เห็น
ว่าการกระจายโมเมนตัมขวางการไหลเชิงตรง ของโปรตอนมีผลต่อ EOS ผลที่ได้รับมีทั้ง hard และ soft
EOS สอดคล้องกับข้อมูลผลการทดลอง

Transverse momentum dependence of differential directed flow of Λ hyperon within kaon covariant dynamics

XING YongZhong^{1,2*}, ZHENG YuMing^{2,3}, SRISAWAD Pornrad⁴ & YAN YuPeng⁵

¹Physics Department of Tianshui Normal University, Tianshui 741000, China;

²College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China;

³China Institute of Atomic Energy, P.O. Box 275(18), Beijing 102413, China;

⁴Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University Amphoe Mueang, Phitsanulok 65000, Thailand;

⁵School of Physics, Institute of Science, Suranaree University of Technology Nakhon, Ratchasima 65000, Thailand

Received October 30, 2008; accepted June 19, 2009

The transverse momentum distributions of Λ 's and proton's directed flows are investigated by using Quantum Molecular Dynamics model (QMD) within the framework of covariant kaon dynamics. The calculated results show that the transverse momentum distribution of differential directed flow of Lambda hyperons is dependent appreciably on the nuclear matter equation of states (EOS). The differential directed flow of Lambda hyperons calculated with soft EOS is consistent with the experimental data, whereas the discrepancy between the results obtained with hard EOS and experimental data increases with increasing the transverse momentum. Although the interaction acting on Λ 's by nucleons in the dense medium is attractive, the analysis indicates, that the transverse momentum distribution of proton's directed flow is insensitive to the EOS. The results obtained with both hard and soft EOS are all roughly in agreement with the corresponding data.

lambda hyperon, differential directed flow, kaon meson, covariant dynamics

1 Introduction

The production and propagation of the hyperons such as Λ , Σ , Ξ , which have strangeness, in nuclear collisions have been widely investigated because they measure the interactions between particles in hot and dense nuclear matter. Potentials of such hyperons in a nuclear environment have generated considerable interest not only in nuclear physics, but also in astrophysics. It is understood that hyperons will appear in the dense core of neutron stars where the conversion of nucleons to hyperons through the weak interaction is energetically favored because at the Fermi surface the total energy of the nucleons will otherwise exceed the mass of hyperons [1,2]. The presence of hyperons significantly softens the equation of state in dense hadronic matter. This leads to the prediction of a lower neutron star mass, which is closer to astrophysical measurements, than that given previously for a hyperon-free neutron star [2,3]. According to the quark

model, a hyperon interacts with nucleons predominately through its non-strange quark content [4]. However, this speculation should be confronted with precise experimental tests.

Heavy ion collisions provide the only way to study in laboratories hyperon properties in a nuclear environment which is much denser and hotter than in nuclei in their ground states. A great number of studies [5–7] have shown that the collective flow of particles is an effective observable for probing the nuclear matter equation of state. These particles are nucleons and their fragments, mesons, hyperons and resonances, and even partons and their clusters. At the energy of 1 AGeV to 2 AGeV the pions, kaons, lambdas and sigmas are predominantly produced particles. Among them the kaon plays an important role in extracting the information of the EOS since it has various special properties compared to nucleons, such as associated production, longer mean free path, etc. They also reflect the properties and law of fundamental interaction of matter microscopically. For example, the chiral symmetry breaking and restoration, and the conservation and violation

* Corresponding author (email: tsxyz@public.lz.gs.cn)

of parity and CP are closely related to the production and decay of kaons [8]. And thus, The kaon meson has been intensively studied for its production and collective flow by means of heavy ion collisions [9].

In 1998, Fuchs et al. [10] made a close study of the kaon dynamics in hot and dense nuclear environment which is produced during heavy ion collision within the frame of chiral means field. They pointed out that the kaon meson, in addition to being regarded as a quasi-particle with effective mass and momentum induced by environment, feels a momentum-dependent interaction of Lorentz-like force. The in-plane flow of K^+ was greatly reduced due to the existence of the Lorentz-like force. In 2004, In line with Fuchs' covariant kaon dynamics Zheng et al. [11] investigated the influence of the chiral mean field on the K^+ transverse flow in heavy ion collisions at SIS energy. Their studies show that a relatively strong repulsive K^+ potential can be reproduced in the colliding process and their results are consistent with experimental data, but with improved precision. Most recently, based on the work of ref. [11], we have investigated the collective flow of positively charged kaons in heavy ion reactions at SIS energy within the frame of covariant kaon dynamics. Our calculated results by using Quantum Molecular Dynamics(QMD) show that the rapidity distribution of K^+ 's is more sensitive to the nuclear equation of state than the differential directed flow [12].

The Λ hyperon is an associated production particle with K^+ in the process of heavy ion collision at SIS energy due to the conservation of strangeness. However, the collective flow pattern of Λ and K^+ is very different because they feel different interactions in nuclear environment. Therefore, a problem arises, what is the Λ 's flow pattern in the frame of covariant kaon dynamics? In the present contribution, we investigate the directed flow of Λ hyperon within covariant kaon dynamics by using the QMD model. Our theoretical results show that the distribution of direct flow of lambda hyperon, as an associated production particle with K^+ , depends on the nuclear matter equation of state (EOS): The differential directed flow of lambda hyperon calculated with soft EOS is consistent with experimental data, whereas the discrepancy between the results obtained with hard EOS and experimental data becomes larger with the increase of transverse momentum of Λ hyperon. Although interaction acting on Λ hyperon by nucleons in dense medium is attractive, the analysis indicates, however, that the transverse momentum distribution of proton's directed flow is insensitive to the EOS. The results with both hard EOS and soft EOS are more or less coincide with the data.

In the next section we briefly review the covariant kaon dynamics and the QMD model. For the detailed discussions please refer to refs. [10,11] and the references within those studies. Then we present our calculated results and discussions, followed by a short summary.

2 A review of kaon covariant dynamics and Λ production

From chiral Lagrangian and using the mean field approximation, the kaon meson field $\phi_{K^\pm}(x)$ fulfills the Klein-Gordon equation [13]

$$[(\partial_\mu \pm iV_\mu)^2 + m_K^*] \phi_{K^\pm}(x) = 0. \quad (1)$$

Here the upper sign '+' is for K^+ meson and the lower sign '-' for K^- . V_μ and m_K^* are the vector potential and effective mass of kaon, respectively, which read as

$$V_\mu = \frac{3}{8f_\pi^2} j_\mu, \quad (2)$$

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^2} \rho_s + V_\mu V^\mu}. \quad (3)$$

The covariant equations of motion in the classical (testparticle) limit for the K^+ 's can be derived from eq. (1), which is analogous to the relativistical equations for baryons and reads [14]

$$\frac{dq^\mu}{d\tau} = \frac{k^{*\mu}}{m_K^*}, \quad (4)$$

$$\frac{dk^{*\mu}}{d\tau} = \frac{k_v^{*\mu}}{m_K^*} F^{\mu\nu} + \partial_\mu m_K^*. \quad (5)$$

Here $q_\mu = (t, \mathbf{q})$ is the coordinate in Minkowski space and $F^{\mu\nu} = \partial_\mu V^\nu - \partial_\nu V^\mu$ is the field strength tensor for K^+ . The spatial component of eq. (5) involves a term depending on the velocity of K^+ , called the Lorentz force, so called, because they share the action feeling by a charged particle in the electromagnetic field [10,11,14].

The cheapest way to produce the K^+ meson is the reaction $NN \rightarrow NK^+\Lambda$, which has a threshold of $E_{\text{Lab}} = 1.58$ GeV for the incident nucleon in free space. Here N stands for nucleon and Y for hyperon. In real reactions induced by heavy ion collision, however, the nuclear matter can be highly compressed to 2 to 3 times density of nuclei in ground state at incident energy of 1–2 GeV per nucleon. Such a compression effect allows of a kaon production below its threshold, i.e. subthreshold kaon production. This is in particular interesting since it ensures that the kaon meson originates from the high density phase of the reaction. At SIS energy, the K^+ meson is produced mainly from the following reaction channels: $BB \rightarrow BYK^+$ and $\pi B \rightarrow YK^+$. Here B stands for the baryons (n, p, Δ, N^*) and Y for hyperons (Λ, Σ). These production channels can be subclassified into (1) $NN \rightarrow BYK^+$, (2) $N\Delta \rightarrow BYK^+$, (3) $\Delta\Delta \rightarrow BYK^+$ for $BB \rightarrow BYK^+$; (4) $\pi N \rightarrow YK^+$, and (5) $\pi\Delta \rightarrow YK^+$ for $\pi B \rightarrow YK^+$.

The Quantum Molecular Dynamics (QMD) model is an effective theoretical transport model in studying heavy ion collisions [15]. In QMD each nucleon is treated as a coherent state of the form

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4L}\right\} \exp\{i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\}, \quad (6)$$

where r_0 is the center of Gaussian wave packet and L is the width of the wave packet. Consequently, the density in coordinate space in a system with N nucleons is given as follows:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{0i})^2}{2L}\right\}. \quad (7)$$

The time evolution of N -body distribution is determined by the motion of the centroids of Gaussians, $\{\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i\}$, which are governed by the classical Hamiltonian equation,

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} \quad (8)$$

with

$$H = \sum_{i=1}^N \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2} + \sum_{i<j}^N (U_{ij}^{Str} + U_{ij}^{Coul}). \quad (9)$$

Here U_{ij}^{Str} and U_{ij}^{Coul} are nuclear mean field and the coulomb interaction of nucleons.

The propagation of Λ produced in the process of collision is similar to the evolution of a nucleon but the interaction felt by a Λ is 2/3 time that of a nucleon [4].

3 Calculated results and discussion

According to the above-mentioned dynamical model and reaction channels involved at SIS energy, we simulate the collision system $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ at the incident energy $E = 1.93$ AGeV. Our special attention is paid to the analysis of flow of Λ and nucleon in the final stage of reaction.

Figure 1 shows the rapidity distribution of K^+ meson, $dN/dY^0 = \sum_{i=1}^5 dN(i)/dY^0$, generated in this system. Here the summation from $i = 1$ to 5 means the total contribution of different channels listed above. The disconnected square points in the figure are experimental measurements [16]. The smooth curves are our calculated results with the solid line and dashed line corresponding to the soft and hard nuclear equation of state (EOS), respectively. It is clearly shown that the value with soft EOS is larger than that with hard EOS for the whole rapidity region and the difference between the two lines is enlarged with the decrease of absolute value of rapidity. In comparison, the value with soft EOS is in better agreement with the data. This indicates that the rapidity distribution of K^+ meson is sensitive to the EOS at central rapidity region. The sensitivity can be explained by comparing the incompressibility of the soft and hard EOS, $K = 9\rho_0^2 de^2/d\rho^2$. Here e and ρ are the energy per nucleon and the density of nuclear matter, $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. The values of K chosen here are respectively 200 MeV for the soft EOS and 380 MeV for hard EOS [11]. Therefore, the yield corresponding to soft EOS is larger than that with hard EOS because the former nuclear matter is more compressed than the latter during collision [15].

The collective flow of particles is an important observable quantity that reflects the collective motion of the particles. The flow is usually characterized by the moments of the

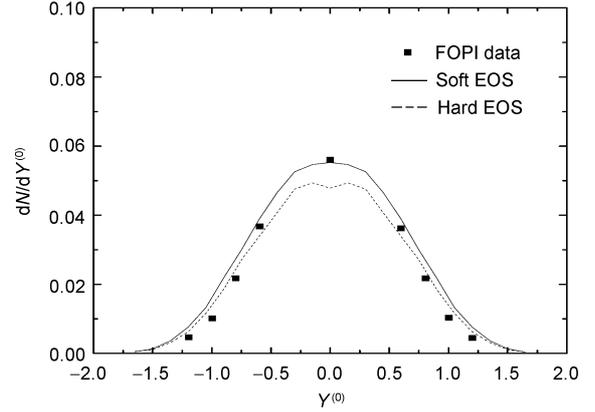


Figure 1 The rapidity distribution of K^+ meson in $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ collisions at $E = 1.93$ AGeV and $b = 2.0$ fm.

Fourier analysis of the azimuthal distribution [17]. The directed flow is defined as

$$v_1 = \left\langle \frac{\omega p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \right\rangle. \quad (10)$$

Here p_x, p_y, p_z are the momentum of the particle considered and ω is a weight, which is taken as “+1” for particle with rapidity $y > 0$ and “-1” for $y < 0$. v_1 is usually a function of transverse momentum $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ and y . After integrating over y , one gets the transverse momentum dependence of the directed flow, alternatively called the differential directed flow [18].

The lower panel in Figure 2 shows the differential directed flow of Λ hyperon in $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ collisions at $E = 1.93$ AGeV and $b = 2.0$ fm within the window $-1.2 < y^0 < -0.5$. In Figure 2 all symbols are the same as those in Figure 1. We can see from the lower panel of Figure 2 that the flow pattern is consistent with the data, i. e., the slopes of the two curves are both negative. The difference between these two lines is also obvious; the differential directed flow of Λ hyperon calculated with soft EOS is consistent with the experimental data, whereas the discrepancy between the results obtained with hard EOS and experimental data increases with increasing transverse momentum.

In order to analyze the different dependence of Λ flow on EOS, we depict the $\langle p_x \rangle$ as a function of p_t and put the picture on the upper panel of Figure 2. By comparing the panels we can see that the $\langle p_x \rangle$ with soft EOS is visibly larger than that with hard EOS. We give the following reasons. (a) As mentioned before, the nuclear matter with soft EOS is more easily compressed than that with hard EOS, which leads to significant momentum dissipation from the longitudinal to the transverse direction. This feature has been revealed in fragmentation of heavy-ion collisions at lower incident energy [20,21]. (b) The different degrees of stiffness of the EOS influence differently the threshold of kaon production and lead to various yields [11,12]. Consequently, the number of K^+

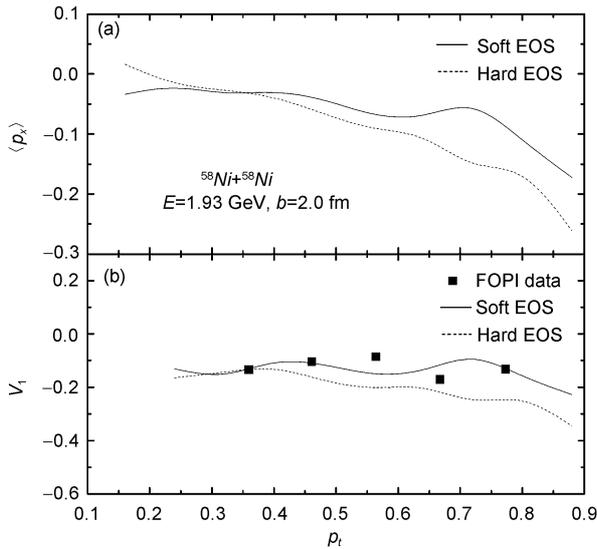


Figure 2 Dependence of the directed flow of Λ hyperon on transverse momentum in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at $E = 1.93$ AGeV and $b = 2.0$ fm within the window $-1.2 < y^0 < -0.5$.

meson corresponding to the soft EOS is more than that corresponding to the hard EOS in the same rapidity region as shown in Figure 1. Additionally, the distribution of nucleons in the process of collision is non-isotropic in the reaction plane because of the non zero impact parameter, which is taken in the x axis in our calculation. The attractive interaction acting on the Λ particle by nucleons makes the $\langle p_x \rangle$ varied for different stiffness of the EOS at a same value of $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ (see Figure 3 below).

However, the features of Λ flow shown in Figure 2 are not completely seen in the flow of nucleons. In Figure 3 the momentum dependence of proton flow is plotted for two rapidity windows for which the data are available. All symbols in this figure are identical to those in Figure 1, but the data (square points) are taken from ref. [19]. It is seen from this figure that the pattern of two calculated results with soft and hard EOS is more or less consistent with experimental data and their flow magnitude is slightly higher than data at large p_t . But, the sensitivity for the EOS shown in the Λ flow is almost vanished here. This conclusion about the dependence of nucleonic differential directed flow on the EOS is the same as that given in the studies on the lower energy heavy-ion collisions where the nucleon flow is sensitive to the two-body cross section but insensitive to the EOS [22].

4 Summary

In this paper we have simulated the collision system $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at the incident energy $E = 1.93$ AGeV and impact parameter $b = 2.0$ fm by using the quantum molecular dynam-

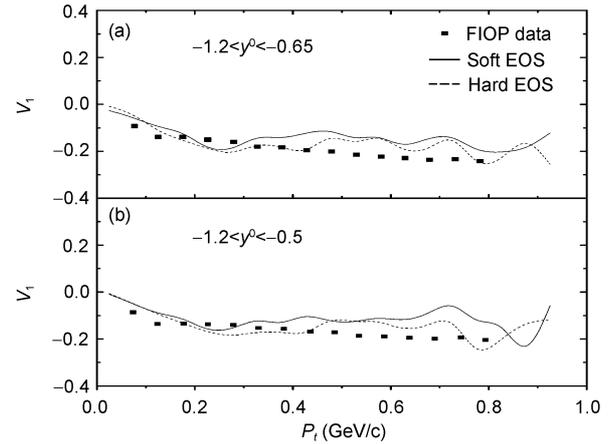


Figure 3 The transverse momentum distribution of the directed flow of protons in the final stage of reaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at $E = 1.93$ AGeV and $b = 2.0$ fm.

ics model within Kaon covariant dynamics. The rapidity distributions of K^+ meson and the flow of Λ hyperon and nucleon in the final stage of reaction have been analyzed. Our special attention is paid to the differential directed flow of Λ hyperon, which is associated with K^+ meson in the reaction. Our calculated results reproduce the dependence of K^+ rapidity distribution on the EOS at central rapidity region. The transverse momentum distribution of directed flow of Λ hyperon is dependent appreciably on the EOS. The results calculated with soft EOS are consistent with experimental data, whereas the discrepancy between the results obtained with hard EOS and experimental data increases with increasing transverse momentum of Λ hyperon. The sensitivity for the EOS that has appeared in the Λ flow has almost vanished in the results of nucleon flow. These features indicate that how much the differential directed flow of Λ hyperons and nucleons depends on the EOS vary at intermediate energy heavy-ion collisions.

This work was supported in part by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10575075, 10447006, 10435080, 10611140542 and 10811240295) and the Commission on Higher Education of Thailand (CHE-RES-RG Theoretical Physics).

- 1 Pandharipande V R. Hyperonic matter. Nucl Phys A, 1971, 178: 123–144; Bethe H A, Johnson M. Dense baryon matter calculations with realistic potentials. Nucl Phys A, 1974, 230: 1–58
- 2 Glendenning N K, Moszkowski S A. Reconciliation of neutron-star masses and binding of the Λ in hypernuclei. Phys Rev Lett, 1991, 67: 2414–2417
- 3 Balberg S, Gal A. An effective equation of state for dense matter with strangeness. Nucl Phys A, 1997, 625: 435–472
- 4 Saito K, Tsushima K, Thomas A W. Variation of hadron masses in finite nuclei. Phys Rev C, 1997, 55: 2637–2648; Moszkowski S A. Energy of neutron-star matter. Phys Rev D, 1974, 9: 1613–1625

- 5 Petersen H, Qing F L, Zhu X L, et al. Directed and elliptic flow in heavy-ion collisions from $E_{\text{beam}} = 90$ MeV/nucleon to $E_{\text{c.m.}} = 200$ GeV/nucleon. *Phys Rev C*, 2006, 74: 064908
- 6 Liu J B, Zhang J B, Tang G X, et al. Surface emission and elliptic flow. *Phys Rev C*, 2008, 78: 034911
- 7 Shin Ghi R. Elliptic flow and jet quenching of a Parton system after relativistic heavy ion collision. arXiv: nucl-th/0704.3479v1, 2007; Zhu X L, Bleicher M, Stoecker H. Elliptic flow analysis at RHIC: Fluctuations vs. non-flow effects. arXiv: Nucl-th/0509081v2, 2005
- 8 Buras Andrzej J. Theoretical review of K-physics. arXiv:hep-ph/960932-4v1 1996; Brown G E, Lee C H, Rho M. Kaon condensation, black holes, and cosmological natural selection. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 091101
- 9 Fang X S, Ko C M, Li G Q, et al. The relativistic transport model description of subthreshold kaon production in heavy-ion collisions. *Nucl Phys A*, 1994, 575: 766–790; Li G Q, Ko C M, Li B A. Kaon flow as a probe of the kaon potential in nuclear medium. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 235–238; Li G Q, Lee C-H, Brown G E. Kaon production in heavy-ion collisions and maximum mass of neutron stars. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 5214–5217; Li B-A, Zhan B, Sustich Andrew T, et al. Kaon differential flow in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 1999, 60: 034902; Hartnack C, Oeschler H, Aichelin J. Kaon production at subthreshold energies what do we learn about the nuclear medium. arXiv:nucl-th/0712.0316,2007
- 10 Fuchs C D, Kosov S, Faessler A, et al. Consequences of covariant kaon dynamics in heavy ion collisions. *Phys Lett B*, 1998, 434: 245–250
- 11 Zheng Y M, Fuchs C, Faessler A, et al. Covariant kaon dynamics and kaon flow in heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2004, 69: 034907
- 12 Xing Y Z, Zheng Y M, Srisawad P, et al. Differential directed flow of K^+ meson within covariant kaon dynamics. *Chin Phys Lett*, 2009, 26: 022501
- 13 Lutz M, Steiner A, Weise W. Kaons in baryonic matter. *Nucl Phys A*, 1994, 574: 755–787
- 14 Fuchs C. Kaon production in heavy ion reactions at intermediate energies Part Prog. *Nucl Phys*, 2006, 56: 1–103
- 15 Aichelin J. ‘Quantum’ molecular dynamics: A dynamical microscopic n body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions. *Phys Rep*, 1991, 202: 233–360; Fuchs C, Faessler A, Zabrodin E, et al. Probing the nuclear equation of state by K^+ production in heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 1974–1977
- 16 Best D, Herrmann N, Hong B, et al. K^+ production in the reaction $Ni-58 + Ni-58$ at incident energies from 1-A/GeV to 2-A/GeV. *Nucl Phys A*, 1997, 625: 307–324
- 17 Ollitrault J Y. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys Rev D*, 1992, 46: 229–245; Poskanzer A M, Voloshin S A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys Rev C*, 1998, 58: 1671–1678
- 18 Appelshauser H, Bächler J, Bailey S J, et al. Directed and elliptic flow in 158-GeV/nucleon Pb + Pb collisions. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 4136–4140; Li B A, Sustich A T. Differential flow in heavy-ion collisions at balance energies. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 5004–5007
- 19 Alard J P, Andronic A, Averbek R, et al. Development and application of intelligent detectors. *J Phys G*, 2001, 27: 267–273
- 20 Aichelin J, Hartnack C. Kaon production at subthreshold and threshold energies. arXiv:nucl-th/0011050v1 14 Nov 2000
- 21 Xing Y Z, Liu J Y, Guo W J. Influence of medium correction of nucleon-nucleon cross-section on the fragmentation and nucleon emission. *Nucl Phys A*, 2003, 723: 483–495
- 22 Zheng Y M, Ko C M, Li B A, et al. Elliptic flow in heavy ion collisions near the balance energy. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 2534–2539

แบบจำลองการขนส่งเพื่อศึกษาศักย์เคออนในตัวกลางในการชนของไอออนหนัก

Transport model study of in-medium kaon potential in heavy ion collisions

Pornrad Srisawad

บทคัดย่อ

การเกิดของเคออนจากการชนของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลางใช้เพื่อศึกษาการตรวจสอบคุณสมบัติของฮาดรอนในตัวกลาง คุณสมบัติของเคออนในสสารฮาดรอนิกที่มีความหนาแน่นมีความสำคัญต่อการเข้าใจที่เป็นไปได้ของการแก้ไข chiral symmetry ในสสารฮาดรอนิกที่มีความหนาแน่น และ คุณสมบัติของสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่นสูง เป็นที่ทราบกันดีว่า chiral model สนามเฉลี่ยเคออนเกี่ยวข้องกับ chiral symmetry breaking ศักย์ของสสารเฉลี่ย K^\pm มีบทบาทสำคัญ การประมาณลำดับต่ำสุด ถึง chiral Lagrangian ศักย์

สเกลาร์ ของ K^\pm เป็นแบบดิ่งจุดและศักย์เวกเตอร์ของ K^+ เป็นแบบผลัก ศักย์เวกเตอร์ของ K^- เป็นแบบดิ่งจุด ผลการทดลองและแบบจำลองการขนส่งใช้ศึกษาศักย์ในตัวกลางของเคออนที่เกิดขึ้นจากการชนของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลางได้ถูกนำมาเขียนในบทความนี้

TRANSPORT MODEL STUDY OF IN-MEDIUM KAON POTENTIAL IN HEAVY ION COLLISIONS

Pornrad Srisawad^{1,2*}

Received: Aug 24, 2011; Revised: Jun 6, 2011; Accepted: Dec 7, 2011

Abstract

The kaon production in heavy ion collisions at intermediate energies provides a sensitive probe to study the in-medium properties of hadrons. Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both a possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. It is known from chiral models that the kaon mean field is related to chiral symmetry breaking. The K^+ and K^- mean field potentials play a crucial role. In the lowest order approximation to the chiral Lagrangian, the kaon (antikaon) potential has an attractive scalar and a repulsive (attractive) vector part. Experimental and transport model studies on the in-medium potential of kaon produced in heavy ion collisions at intermediate energies are reviewed.

Keywords: Kaon production, heavy ion collisions, the in-medium kaon potential, transport study

Introduction

The strangeness production in heavy-ion collisions is a hot topic of theoretical and experimental studies. Because of rather high energy thresholds in NN collisions ($E_{\text{beam}} = 1.58$ GeV for $NN \rightarrow KAN$ and $E_{\text{beam}} = 2.5$ GeV for $NN \rightarrow NNKK$), the secondary processes $\Delta N \rightarrow KYN$, $\pi N \rightarrow \bar{K}Y$ and $\pi Y \rightarrow \bar{K}N$ which require high baryon density are important in the case of nucleus-nucleus collisions at 1–2 AGeV. Moreover, the relatively low K^+N scattering cross section is estimated at about 10 milibarn, and the absence of the absorption channel of a K^+ meson on a nucleon in strong interactions cause nuclear matter to be practically transparent for K^+ meson (Randrup and Ko, 1980). The analysis

of sub-threshold kaon production is used to obtain information on the properties of strange mesons in dense nuclear matter. Especially the relation of the optical potential of K^+ and K^- in the nuclear medium to experimental observables such as mesonic in-plane flow and azimuthal distribution of kaons is a subject of vivid discussions.

Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both a possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. It is known from chiral models that the kaon mean field is related to chiral symmetry breaking (Kaplan and Nelson, 1986; Nelson and Kaplan, 1987). The K^+ and K^- mean

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University, Phitsanulok 65000, Thailand. Fax 055-963501. E-mail: pornrads@gmail.com

² Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Commission on Higher Education, Bangkok 10400, Thailand

* Corresponding author

field potentials play a crucial role. In the lowest order approximation to the chiral Lagrangian, the kaon (antikaon) potential has an attractive scalar and a repulsive (attractive) vector part. The calculations by Zheng *et al.* (2004) corroborated their earlier analysis (Fuchs *et al.*, 1998) and have demonstrated that the new FOPI data on the kaon in-plane flow (Herrmann, 1999) are best described by using the kaon potential given by the Brown-Rho (BR) parameterization (Brown and Rho, 1996) [$U_k(\rho_0) \approx 30 \text{ MeV}$, where $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$]. At $\rho \leq \rho_0$ the kaon potential in the BR parameterization is close to the one in the impulse approximation (Li *et al.*, 1995; Schaffner-Bielich *et al.*, 1997). Following Zheng *et al.* (2004), similar results are also obtained by RBUU calculations (Larionov and Mosel, 2005). Recent self-consistent calculations of Korpa and Lutz (2005) and Tolos *et al.* (2006) have shown even stronger repulsive potential for K^+ meson $U_k(\rho_0) \approx 36 \text{ MeV}$ in Korpa and Lutz (2005) and $U_k(\rho_0) \approx 36 \text{ MeV}$ in Tolos *et al.* (2006).

This paper intends to give a comprehensive overview of kaon properties in dense matter formed in heavy ion reactions in the incident energy range from 0.6 to 2A GeV. Section 2 gives an overview of kaons in dense matter. Probing the in-medium kaon potential is discussed in Section 3. In Section 4, a summary is given.

Kaons in Dense Matter

The natural framework to study the interaction between pseudoscalar mesons and baryons at low energies is chiral perturbation theory (ChPT). From the chiral Lagrangian, the field equations for the K^\pm mesons are derived from the Euler-Lagrange equations (Li *et al.*, 1995; Ko, 2001).

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu \pm \frac{3i}{4f_\pi^*} j_\mu \partial^\mu + \left(m_K^2 - \frac{\sum_{KN}}{f_\pi^{*2}} \rho_s \right) \right] \phi_{K^\pm}(x) = 0 \quad (1)$$

In equation 1, j_μ is the baryon four-vector current, ρ_s is the baryon scalar density, f_π^* is the in-medium pion decay constant. Introducing the kaonic vector potential

$$V_\mu = \frac{3}{8f_\pi^{*2}} j_\mu \quad (2)$$

Equation 1 can be rewritten in the form (Fuchs, 2006)

$$\left[(\partial_\mu \pm iV_\mu)^2 + m_K^2 \right] \phi_{K^\pm}(x) = 0 \quad (3)$$

Thus, the vector field is introduced by minimal coupling into the Klein-Gordon equation. The effective mass m_K^* of the kaon is then given by

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\sum_{KN}}{f_\pi^{*2}} \rho_s + V_\mu V^\mu} \quad (4)$$

where $m_K = 0.496 \text{ GeV}$ is the bare kaon mass. The parameters in equations 1 and 4 are taken as follows: the kaon-nucleon sigma term $\sum_{KN} = 0.450 \text{ GeV}$, the in-medium pion decay constant at normal nuclear matter density (ρ_0) $f_\pi^* = \sqrt{0.6} f_\pi$ (Brown and Rho, 1996) and the vacuum pion decay constant $f_\pi = 0.093 \text{ GeV}$.

The K^\pm single-particle energies are expressed as

$$\omega_{K^\pm}(\mathbf{k}) = \pm V^0 + \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^{*2}} \quad (5)$$

where $\mathbf{k}^* = \mathbf{k} \mp V$ is the kaon effective momentum, $V^\mu = (V^0, \mathbf{V})$, the kaon vector field is introduced by minimal coupling into the Klein-Gordon with opposite signs for K^+ and K^- , and m_K^* is the kaon effective (Dirac) mass.

The kaon (antikaon) potential U_{K^\pm} is defined as

$$U_{K^\pm}(\mathbf{k}) = \omega_{K^\pm}(\mathbf{k}) - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2} \quad (6)$$

In Zheng *et al.* (2004), they use the Brown and Rho parameterization (Brown and Rho, 1996): $\sum_{KN} = 450 \text{ MeV}$, $f_\pi^{*2} = 0.6 f_\pi^2$ for the vector field and $f_\pi^{*2} = f_\pi^2$ for the scalar part given by $-\sum_{KN} / f_\pi^{*2} \rho_s$. This accounts for the fact that the enhancement of the scalar part using f_π^{*2} is compensated by higher-order corrections in the chiral expansion. In another group, a weaker potential with $\sum_{KN} = 350 \text{ MeV}$ and $f_\pi^{*2} = f_\pi^2$ is also applied. This parametrization is called the Ko and Li parametrization (KLP) (Li and Ko, 1995; Li *et al.*, 1995; Ko, 2001). For the nuclear forces, they use the standard momentum dependent Skyrme interactions corresponding to a soft

(hard) equation of state (EOS) (k is compression modulus, $k = 200 \text{ MeV}$ and $k = 380 \text{ MeV}$ for soft and hard EOS, respectively). For the determination of the kaon mean field, they adopt the corresponding covariant scalar-vector description of the nonlinear $\sigma\omega$ model.

Probing In-medium Kaon Potential

The potentials given in equation 6 by the BRP and KLP are shown in Figure 1, where the KLP and BRP stand for the Ko and Li parameterization and the Brown and Rho parameterization, respectively. In this Figure 1 shows the kaon potential determined from the kaon-nucleon scattering length using the impulse approximation (IA) (Brown *et al.*, 1994). In IA, the energy $\omega(\rho, \mathbf{k})$ is given as:

$$\omega(\rho, \mathbf{k}) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2 - 4\pi \left(1 + \frac{m_K}{m_N}\right) \bar{a}_{KN} \rho} \quad (7)$$

where m_N is the nucleon mass and $\bar{a}_{KN} \approx -0.255 \text{ fm}$ is the isospin-averaged kaon-nucleon scattering length in free space (Barnes and Swanson, 1994). We can see from this figure that the potentials predicted by the BRP with the soft EOS (solid curve) and by the KLP with soft EOS (dashed line) are slightly stronger

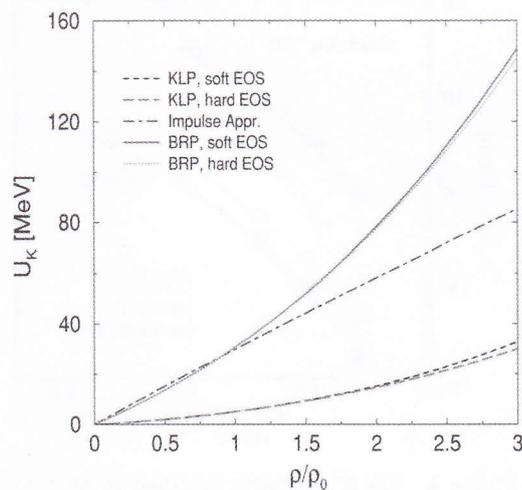


Figure 1. Density dependence of the in-medium kaon potential at zero momentum. This Figure is taken from Zheng *et al.* (2004)

than those with the hard EOS (see the dot curve and long-dashed line, respectively). Up to saturation density, the IA and the BR potentials almost coincide [$U_k(\rho_0) \approx 30 \text{ MeV}$], but at supra-normal densities the BR potential rises much steeper than the one of the IA. The KL potential [$U_k(\rho_0) \approx 5 \text{ MeV}$] (dashed line and long-dashed line), on the other hand, is much weaker than those of the BR and the IA.

In order to investigate the influence of covariant dynamics on the K^+ in-plane flow, one considers the $1.93 \text{ AGeV } ^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at impact parameter $b = 4 \text{ fm}$, which corresponds to the FOPI centrality cut.

Figure 2 shows the K^+ transverse flow as a function of rapidity $Y^{(0)}$ in $1.93 \text{ AGeV } ^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ reactions at impact parameter $b = 4 \text{ fm}$. It is seen from this figure that the strongly repulsive static potential tends to push the kaons dramatically

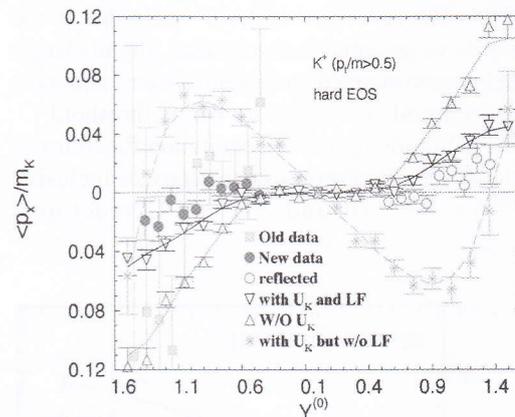


Figure 2. The K^+ transverse flow as a function of rapidity Y_0 in $1.93 \text{ AGeV } ^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ reactions at impact parameter $b = 4 \text{ fm}$. The full squares represent the FOPI data from Ref. (Ritman *et al.*, 1995), full circles are more recent FOPI data (Herrmann, 1999), their reflections with respect to midrapidity are shown by the open circles. The calculations are performed using the BRP K^+ in-medium potential with a soft EOS. The open down triangles denote the calculated results with U_k and the Lorentz-force (LF) contribution. The open up triangles indicate the results without U_k . The stars stand for the results with U_k but without LF. This figure is taken from Zheng *et al.* (2004)

away from the spectator matter, leading to a strong anti-flow around midrapidity (stars). The effect of the Lorentz-force (LF) contribution in the covariant kaon dynamics pulls the kaons back to the spectator matter, resulting in a finally reasonable pattern of the K^+ transverse flow, which is in good agreement with the FOPI data (See the open down triangles).

For K^+ mesons, the various transport models provide a relatively coherent picture concern the potential that has effect on kaon multiplicities. The repulsive mean field leads to a reduction of the yields by about 30-50%, depending on the potential, the system size and the energy of the reaction.

The potential effect in central $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ and $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reactions as a function of beam energy is given in Figure 3. Throughout this work, the calculations which include an in-medium potential are based on the K^+ mean field. The reduction of the K^+ yield due to the repulsive potential is, as expected, slightly larger in heavy systems than in light systems and most pronounced at energies far below threshold.

Figure 4 gives the excitation functions of the K^+ production cross sections in inclusive $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ and $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reactions.

Calculations were performed with $b_{\text{max}} = 11$ fm for $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ and $b_{\text{max}} = 5$ fm for $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. The comparison to data from KaoS (Laue *et al.*, 1999) clearly supports the existence of such a repulsive K^+ potential.

The K^+ rapidity distributions dN / dY^0 ($Y^0 = Y_{\text{lab}} / Y_{\text{cm}} - 1$) for this reaction is shown in Figure 5. The description of the data requires this repulsive mean field.

The same conclusions are obtained from QMD, IQMD (Hartnack and Aichelin, 2002) and the RBUU (Stochmeier *et al.*, 2001). The RBUU calculations are based on a chiral mean field evaluated in the relativistic Hartree approximation with $\Sigma_{KN} = 450$ MeV and the mean field is close to that used in the QMD calculations. The IQMD calculations are based on the RMF kaon optical potential of Schaffner (Schaffner Bielich *et al.*, 1997). The kaon production by the repulsive in-medium potential is most pronounced at mid-rapidity, which is understandable from kinematical reasons. It is seen from Figure 5 that the in-medium effect shown in the IQMD calculation is slightly stronger than that given in the QMD and RBUU calculations. Both RBUU calculations use a slightly weaker in-medium potential (The RBUU Giessen is based on the

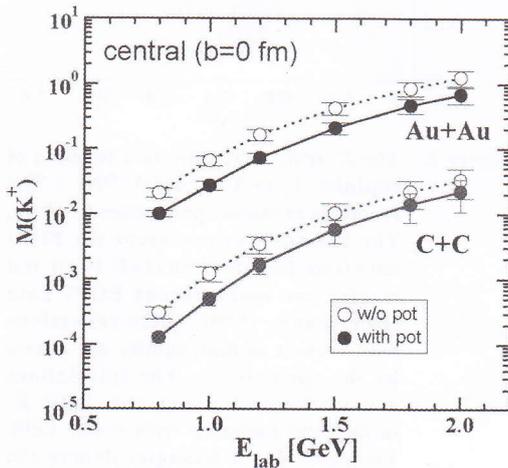


Figure 3. Influence of in-medium K^+ potential on the kaon yields for central ($b=0$) $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ and $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ reactions. This Figure is taken from Fuchs (2006)

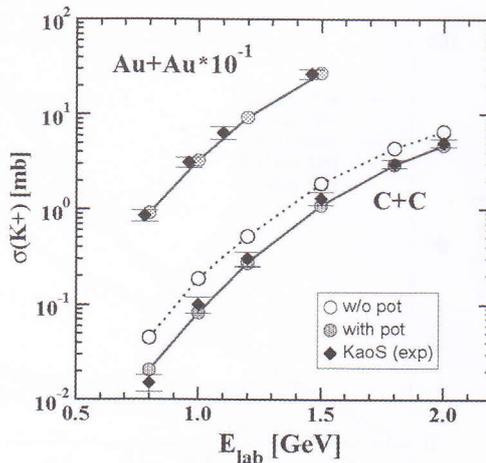


Figure 4. The K^+ excitation functions in Au + Au and C + C reactions are compared to data from KaoS (Laue *et al.*, 1999; Larionov *et al.*, 2002). This Figure is taken from Fuchs (2006)

chiral RHA potential of Mishra *et al.* (2004) and the RBUU Texas is based on the empirical potential of Chen *et al.* (2004). In the QMD calculation, the in-medium potential leads not only to suppression but also to a slight broadening of the rapidity distribution because the covariant dynamics also includes the Lorentz force. The theoretical calculations show the same results for the in-medium effect. Data support the existence of with in-medium kaon potential 1.

The situation should become clear if one considers the K^- / K^+ ratio, in particular its phase space dependence. This is done in Figure 6 where FOPI data (Wisniewski *et al.*, 2000) for the K^- / K^+ ratio as a function of rapidity are compared to transport results from Li and Brown (1998) and Cassing and Bratkovskaya (1999). Without in-medium effects, the distributions are predicted to be flat, as also expected, within a statistical approach. The presence of the repulsive K^+ potential pushes the kaons outwards to higher rapidities while the attractive antikaon potential binds K^- 's at mid-rapidity. Both effects lead to an increase of the K^- / K^+ ratio around mid-rapidity-

ity as also seen in the data. Supplementary data from KaoS (Menzel *et al.*, 2000) show that K^- / K^+ ratio reaches in Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV a value of about 0.04 at mid-rapidity, which is in good agreement with the predictions from Cassing and Bratkovskaya (1999) (with pot.) but in contrast to those of Li and Brown (1998) where the in-medium effects are over estimated. However, more recent calculations which include in-medium modifications of the pion induced K^- productions cross sections $\pi Y \rightarrow NK^-$ and the corresponding absorption cross sections have not such a clear picture (Schaffner-Bielich *et al.*, 2000; Tolos *et al.*, 2001). The K^- chemistry and the freeze-out time depend crucially on the magnitude of the strangeness exchange cross sections, and this seems also to be reflected in the corresponding rapidity distributions.

To see influence of the in-medium K^+ potential on the out-of-plane flow, the azimuthal distribution of K^+ mesons is solved in Figure 7 (Srisawad *et al.*, 2011), for semi-central Au + Au collisions at 1.5 A GeV. In this figure, the full circles are the KaoS data (Uhlir *et al.*, 2005), which are

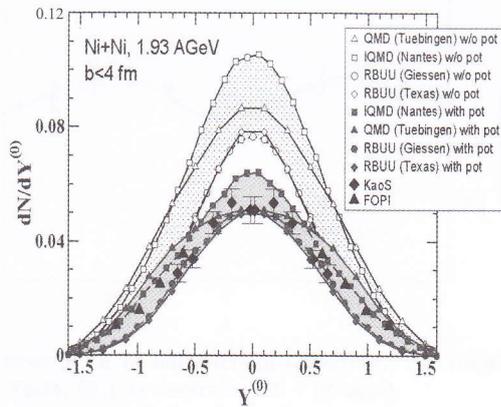


Figure 5. K^+ rapidity distributions in 1.93 A GeV $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ reactions at impact parameter $b \leq 4$ fm. The calculations are performed with and without an in-medium kaon potential using QMD, IQMD (Hartnack and Aichelin, 2002), and RBUU of Giessen (Mishra *et al.*, 2004) and Texas (Chen *et al.*, 2004). Calculations are compared to data from FOPI (Best *et al.*, 1997) and KaoS (Menzel *et al.*, 2000). This Figure is taken from Fuchs (2006)

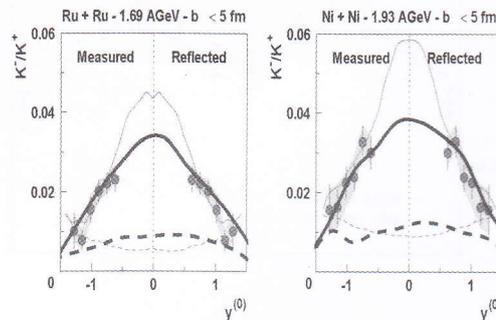


Figure 6. K^- / K^+ ratio as a function of rapidity in Ru + Ru reactions at 1.69 A GeV and Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV. RBUU calculations (Thick lines: (Cassing and Bratkovskaya, 1999), thin lines: (Li and Brown, 1998) are compared to FOPI data (Wisniewski *et al.*, 2000). Solid lines include in-medium potential, dashed lines refer to calculations without in-medium potential. This Figure is taken from Wisniewski *et al.* (2000)

corrected for the resolution of the reaction plane and refer to impact parameter of $5.9 \text{ fm} < b < 10.2 \text{ fm}$, rapidity of $0.3 < y/y_{\text{beam}} < 0.7$, and momentum of $0.2 < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$. The lines represent results calculated by the QMD model with covariant kaon dynamics (Zheng *et al.*, 2004). The theoretical calculations have the same conditions as the ones in experiments. The dashed line and solid line stand for the results without and with an in-medium K^+N potential, respectively. Both calculations take into account the kaon-nucleon rescattering. It is clear from this figure that the KaoS data can be reasonably reproduced by the QMD calculations if an additional repulsive in-medium K^+N potential is taken into account (solid line).

For the light collision system shown in Figure 8, the effect of the in-medium K^+ potential is also obvious. After taking into account the in-medium K^+ potential, theoretical results (solid line) are in good agreement with experimental

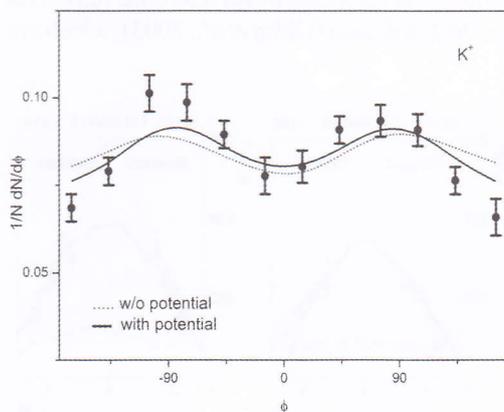


Figure 7. Azimuthal distribution of K^+ mesons for semi-central Au + Au collisions at 1.5A GeV. The full circles are the KaoS data (Unlig *et al.*, 2005), which are corrected for the resolution of the reaction plane and refer to impact parameter of $5.9 \text{ fm} < b < 10.2 \text{ fm}$, rapidity of $0.3 < y/y_{\text{beam}} < 0.7$, and momentum of $0.2 < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$. The lines represent results calculated by the QMD model with covariant kaon dynamics. The dashed line and solid line stand for results without and with an in-medium K^+N potential, respectively. This Figure is taken from Srisawad *et al.* (2011)

data. Similar results are also obtained by the IQMD calculations (Uhlir *et al.*, 2005).

Conclusions

In heavy ion collisions at intermediate energies, i.e. at energies around the threshold region, strangeness is generally produced in the early and high density phase of the reaction. However, the freeze-out conditions for kaons and antikaons are completely different. Due to strangeness conservation, K^+ mesons cannot be reabsorbed by the surrounding nucleons and their chemical freeze-out takes place early. Final state interactions, i.e. elastic scattering or charge exchange reactions and the influence of the optical kaon-nucleon potential change their dynamical pattern but not the abundances. This makes K^+ mesons a suitable 'penetrating' probe to study the in-medium properties of hadrons and the dense nuclear matter created in a heavy ion reaction.

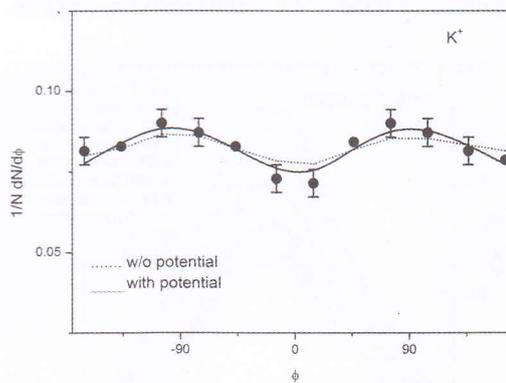


Figure 8. Azimuthal distribution of K^+ mesons from Ni + Ni reactions at 1.93 AGeV. The data are corrected for the resolution of the reaction plane and refer to impact parameter of $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$, rapidity of $0.3 < y/y_{\text{beam}} < 0.7$, and momentum of $0.2 < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$. The lines represent results of QMD calculations. The solid line and dashed line stand for the result with and without an in-medium K^+N potential, respectively. This Figure is taken from Srisawad *et al.* (2011)

Two types of in-medium potentials with different parametrization have been applied. The theoretical results show that in the kaon covariant dynamics the new FOPI data can be reasonably described by using a parametrization proposed by Brown and Rho (1996) which partially accounts for higher-order corrections in the chiral expansion. The reproduction of the more recent FOPI data, in particular at spectator rapidities, requires a relatively strong repulsive K^+ potential, which is in good agreement with those determined from the kaon-nucleon scattering length using the impulse approximation. Most transport simulations reproduce corresponding data only when in-medium K^+ potentials are included.

Acknowledgments

I would like express my thanks to Prof. Yu-Ming Zheng and Prof. Yupeng Yan for useful discussions. This work was supported in part by the National Research Council of Thailand (NRCT).

References

- Barnes, T. and Swanson, E.S. (1994). Kaon-nucleon scattering amplitudes and Z^+ enhancements from quark Born diagrams. *Phys. Rev. C*, 49(2):1166-1184.
- Best, D., Pelte, D., Eskef, M., Goebels, G., Hafele, E., Herrmann, N., Korolija, M., Merlitz, H., Mohren, S., Trzaska, M., Alard, J.P., Amouroux, V., Andronic, A., Basrak, Z., Bastid, N., Belyaev, I., Best, D., Biegansky, J., Buta, A., Caplar, R., Cindro, N., Coffin, J.P., Crochet, P., Dupieux, P., Dzelalija, M., Ero, J., Fintz, P., Fodor, Z., Genoux-Lubain, A., Gobbi, A., Guillaume, G., Hildenbrand, K.D., Hong, B., Jundt, F., Kecskemeti, J., Kirejczyk, M., Koncz, P., Korchagin, Y., Kotte, R., Kuhn, C., Lambrecht, D., Lebedev, A., Legendre, I., Leifels, Y., Manko, V., Mosner, J., Moisa, D., Neubert, W., Petrovici, M., Pinkenburg, C., Pras, P., Rami, F., Ramillien, V., Reisdorf, W., Ritman, J.L., Roy, C., Schuell, D., Seres, Z., Sikora, B., Simion, V., Siwek-Wilczynska, K.V., Smolyankin, V., Sodan, V.U., Vasiliev, M.A., Wagner, P., Wang, G.S., Wienold, Wohlfarth, T.D., Zhilin, A. (1997). K^+ production in the reaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at incident energies from 1 to 2 A GeV. *Nucl. Phys. A*, 625 (1-2):307-324.
- Brown, G.E., Lee, C.H., Rho, M., and Thorsson, V. (1994). From kaon-nuclear interactions to kaon condensation. *Nucl. Phys. A*, 567(4): 937-956.
- Brown, G.E. and Rho, M. (1996). From chiral mean field to Walecka mean field and aon condensation. *Nucl. Phys. A*, 596(3-4):503-514.
- Cassing, W. and Bratkovskaya, E.L. (1999). Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter. *Phys. Rep.*, 308(2-3):65.
- Chen, L.W., Ko, C.M., and Tzeng, Y. (2004). Cascade production in heavy-ion collisions at SIS energies. *Phys. Lett. B*, 584(3-4):269-275.
- Fuchs, C. (2006). Kaon production in heavy ion reactions at intermediate energies. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 56(1):1-103.
- Fuchs, C., Faessler A., Zabrodin, E., and Zheng, Y.M. (2001). Probing the nuclear equation of state by K^+ production in heavy-ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 86(10):1974-1977.
- Fuchs, C., Kosov, D.S., Faessler, A., Wang, Z.S., and Waindzoeh, T. (1998). Consequent of covariant kaon dynamics in heavy ion collisions. *Phys. Lett. B*, 434(3-4):245-250.
- Stochmeier, M.R., Reisdorf, W., Herrmann, N., Merschmeyer, M., Pelte, D., and Wisniewski, K. (2001). Gesellschaft fuer Schwerionenforschung (GSI). Report of GSI Scientific Report Darmstadt, p. 35.
- Hartnack, C. and Aichelin, J. (2002). Analysis of kaon production around the threshold. *J. Phys. G*, 28(7):1649.
- Herrmann, H. (1999). Strangeness production and propagation in relativistic heavy ion collisions at SIS energies. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 42:187-196.
- Kaplan, D.B. and Nelson A.E. (1986). Strange going on in dense nucleonic matter. *Phys. Lett. B*, 175(1):57-63.
- Ko, C.M. (2001). Medium effects on the flow of strange particles in heavy ion collisions. *J. Phys. G*, 27: 327.
- Korpa, C.L. and Lutz, M.F.M. (2005). Kaon and antikaon properties in cold nuclear medium. *Acta Phys. Hungarica A*, 22:21-28.
- Larionov, A.B., Effenberger, M., Leupold, S., and Mosel, U. (2002). Resonance lifetime in Boltzmann-Uhlenbeck theory: Observable consequences. *Phys. Rev. C*, 66(5):054604.
- Larionov, A.B. and Mosel, U. (2005). Kaon production and propagation at intermediate relativistic energies. *Phys. Rev. C*, 72(1):014901.
- Laue, F., Sturm, C., Bottcher, I., Debowski, M., Forster, A., Grosse, E., Koczon, P., Kohlmeyer, B., Mang, M., Naumann, L., Oeschler, H., Puhlhofer, F., Schwab, E., Senger, P., Shin, Y., Speer, J., Strobele, H., Surowka, G., Uhlig, F., Wagner, A., and Walus, A. (1999). Medium effects in kaon and antikaon production in nuclear collisions at subthreshold beam energies. *Phys. Rev. Lett.*, 82(8):1640-1643.

- Li, G.Q. and Brown, G.E. (1998). K^-/K^+ ratios in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C.*, 58(3):1698-1705.
- Li, G.Q. and Ko, C.M. (1995). Kaon flow in heavy-ion collisions. *Nucl. Phys. A.*, 594(4):460-482.
- Li, G.Q., Ko, C.M., and Li, B.-A. (1995). Kaon flow as a probe of the Kaon potential in nuclear medium. *Phys. Rev. Lett.*, 74(2):235-238.
- Menzel, M., Böttcher, I., Dębowski, M., Dohrmann, F., Förster, A., Grosse, E., Koczoń, P., Kohlmeyer, B., Laue, F., Naumann, L., Oeschler, H., Pühlhofer, F., Schwab, E., Senger, P., Shin, Y., Ströbele, H., Sturm, C., Surówka, G., and Uhlig, F. (2000). First measurement of antikaon phase-space distributions in nucleus-nucleus collisions at subthreshold energies. *Phys. Lett. B.*, 495(1-2):26-32.
- Mishra, A., Bratkovskaya, E.L., Schaffner-Bielich, J., Schramm, S., and Stocker, H. (2004). Kaons and antikaons in hot and dense hadronic matter. *Phys. Rev. C.*, 70(4):044904.
- Nelson, A.E. and Kaplan, D.B. (1987). Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett. B.*, 192(1-2):193-197.
- Randrup, J. and Ko, C.M. (1980). Kaon production in relativistic nuclear collisions. *Nucl. Phys. A.*, 343:519-544.
- Ritman, J.L., Herrmann, N., Best, D., Alard, J.P., Amouroux, V., Bastid, N., Belyaev, I., Berger, L., Biegansky, J., Buta, A., Caplar, R., Cindro, N., Coffin, J.P., Crochet, P., Dona, R., Dupieux, P., Dzelalija, M., Fintz, P., Fodor, Z., Genoux-Lubain, A., Gobbi, A., Goebels, G., Guillaume, G., Grigorian, Y., Höafele, E., Hildenbrand, K.D., Hölbling, S.H., Jundt, F., Kecsckemeti, J., Kirejczyk, M., Korchagin, Y., Kotte, R., Kuhn, C., Lambrecht, D., Lebedev, A., Lebedev, A., Legrand, A., Leifels, Y., Maazouzi, C., Manko, V., Matulewicz, T., Möosner, J., Mohren, S., Moisa, D., Neubert, W., Pelte, D., Petrovici, M., Pinkenburg, C., Rami, F., Ramillien, V., Reisdorf, W., Roy, C., Schuell, D., Seres, Z., Sikora, B., Simion, V., Siwek-Wilczyńska, K., Smolyankin, V., Sodan, U., Tizniti, L., Trzaska, M., Vasiliev, M.A., Wagner, P., Wang, G.S., Wienold, T., Wohlfarth, D., and Zhilin, A. (1995). On the transverse momentum distribution of strange hadrons produced in relativistic heavy ion collisions. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei.*, 352(4):355-357.
- Schaffner-Bielich, J., Koch, V., and Effenberger, M. (2000). Medium modified cross sections, temperature and finite momentum effects for antikaon production in heavy ion collisions. *Nucl. Phys. A.*, 669(1-2):153-172.
- Schaffner-Bielich, J., Mishustin, I.N., and Bondorf, J. (1997). In-medium kaon production at the mean-field level. *Nucl. Phys. A.*, 625(1-2):325-346.
- Srisawad, P., Zheng, Y.M., Katsungnoen, O., Limpirat, A., and Yan, Y. (2011). Azimuthal distributions of strange mesons in heavy-ion collisions. *Few-body Systems.* "In press."
- Tolos, L., Cabrera, D., Ramos, A., and Polls, A. (2006). The effect of the in-medium pentaquark on the kaon optical potential. *Phys. Lett. B.*, 632(2-3):219-225.
- Tolos, L., Ramos, A., Polls, A., and Kuo, T.T.S. (2001). Partial wave contributions to the antikaon potential at finite momentum. *Nucl. Phys. A.*, 690(4):547-566.
- Uhlig, F., Förster, A., Böttcher, I., Dębowski, M., Dohrmann, F., Grosse, E., Koczon, P., Kohlmeyer, B., Laue, F., Menzel, M., Naumann, L., Oeschler, H., Scheinast, W., Schwab, E., Senger, P., Shin, Y., Stroöbele, H., Sturm, C., Suroówka, G., Wagner, A., and Walus, W. (2005). Observation of different azimuthal emission patterns of K^+ and of K^- mesons in heavy-ion collisions at 1-2 A GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 95(1):012301.
- Wisniewski, K., Crochet, P., Herrmann, N., Andronic, A., Auerbeck, R., Devismes, A., Finck, C., Gobbi, A., Hartmann, O., Hildenbrand, K.D., Koczon, P., Kress, T., Kutsche, R., Leifels, Y., Reisdorf, W., Schüll, D., Alard, J.P., Barret, V., Basrak, Z., Bastid, N., Belyaev, I., Bendarag, A., Berek, G., Caplar, R., Cindro, N., Dupieux, P., Dzelalija, M., Eskef, M., Fodor, Z., Grishkin, Y., Hong, B., Kecsckemeti, J., Kim, Y.J., Kirejczyk, M., Korolija, M., Kotte, R., Kowalczyk, M., Lebedev, A., Lee, K.S., Manko, V., Merlitz, H., Mohren, S., Moisa, D., Neubert, W., Nianine, A., Pelte, D., Petrovici, M., Plettner, C., Rami, F., de Schauenburg, B., Seres, Z., Sikora, B., Sim, K. S., Simion, V., Siwek-Wilczyńska, K., Smolyankin, V., Somov, A., Stockmeier, M., Stoicea, G., Vasiliev, M., Wagner, P., Wohlfarth, D., Yang, J.T., Yushmanov, I., Zhilin, A. (2000). Direct comparison of phase-space distributions of K^- and K^+ mesons in heavy-ion collisions at SIS energies-evidence for in-medium modifications of kaons. *Euro. Phys. J. A.*, 9(4):515-519.
- Zheng, Y.M., Chu, Z.L., Fuchs, C., Faessler, A., Xiao, W., Hua, D.P., and Yan, Y.P. (2002). Transverse flow of kaon in heavy-ion collisions. *Chinese Phys. Lett.*, 19(7):926.
- Zheng, Y.M., Fuchs, C., Faessler, A., Shekhter, K., Yan, Y.P., and Kobdaj, C. (2004). Covariant kaon dynamics and kaon flow in heavy ion collisions. *Phys. Rev. C.*, 69(3):034907.

การกระจายอะซิมุทอลของ K^+ เมซอนในการชนไอออนหนัก

Azimuthal distributions of K^+ Mesons in Heavy-Ion collisions

P.Srisawad, Y.M Zheng, O. Katsungnoen, A. Limphirat and Y. Yan

บทคัดย่อ

เมซอนแปลกใช้เป็นตัวตรวจวัดการเปลี่ยนแปลงในตัวกลาง ในทางทฤษฎีได้ทำนายศักย์ K^+N เป็นแรงผลักและศักย์ K^-N เป็นแรงดูดในสสารที่มีความหนาแน่น ศักย์ K^+N เป็นแรงผลักระหว่าง K^+ และนิวคลีออน ดังนั้นจึงเป็นสาเหตุเกิดการปลดปล่อยของ K^+ ออกนอกระนาบที่ความเร็วศูนย์กลาง และทิศทางการไหลจะมีทิศตรงข้ามกับเป้านิวคลีออนและแรพิดิตี้ของโปรเจกไทล์ ฉะนั้นในการสังเกตการตรวจสอบผลในตัวกลางคือรูปแบบการปลดปล่อยอะซิมุทอลของ K^+ มีซอน ในการชนของไอออนหนัก การทำงานของกลุ่ม KaoS ได้ทำการวัดการกระจายอะซิมุทอลของ K^+ มีซอน ในการชนของ Au+Au ที่ระดับพลังงาน 1.5 GeV และ Ni+Ni ที่ระดับพลังงาน 1.93 GeV ซึ่งข้อมูลที่แสดงใน K^+ มีซอน จะแสดงให้เห็นว่าที่มุม $\varphi = 90^\circ$ จะมีค่าตั้งฉากกับระนาบปฏิกิริยา ซึ่งข้อมูลที่ได้จะถูกฟิตค่าโดยใช้องค์ประกอบสองเทอมแรกของอนุกรมฟูเรียร์ซึ่งค่าที่ได้จะเป็นค่าการไหลเชิงตรง (v_1) และค่าการไหลเชิงวงรี (v_2) ผู้วิจัยได้ใช้แบบจำลองพลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) บนพื้นฐานของพลศาสตร์ควอนตัมเพื่อที่จะจำลองการชนของ Au+Au ที่ระดับพลังงาน 1.5 GeV และ Ni+Ni ที่ระดับพลังงาน 1.93 GeV ดังนั้นจากการวิเคราะห์การกระจายอะซิมุทอลของ K^+ มีซอนและการคำนวณค่า v_1 และ v_2 ซึ่งจะได้จากการคำนวณศักย์ในตัวกลางของ K^+N เป็นแรงผลักมีผลสอดคล้องกับกลุ่ม KaoS ซึ่งแสดงให้เห็นว่าการกระจายอะซิมุทอลเป็นตัวตรวจวัดที่สำคัญในการศึกษาข้อมูลคุณสมบัติในตัวกลางที่มีความหนาแน่นสูง

P. Srisawad · Y. M. Zheng · O. Katsungnoen · A. Limphirat
Y. Yan

Azimuthal Distributions of K^+ Mesons in Heavy-Ion Collisions

Received: 20 September 2011 / Accepted: 24 December 2011 / Published online: 25 March 2012
© Springer-Verlag 2012

Abstract Strange mesons are considered to be sensitive to in-medium modifications. Theory predicts a repulsive K^+N potential and an attractive K^-N potential in dense matter. A repulsive K^+N potential would repel the K^+ mesons from the bulk of the nucleons and therefore cause a preferred out-of-plane emission of K^+ mesons at midrapidity and a directed flow opposite to the nucleons at target and projectile rapidity. One of observables to probe in-medium effects is the azimuthal emission pattern of K^+ mesons in heavy ion collisions. KaoS collaboration has measured the azimuthal distributions of K^+ mesons in Au + Au reactions at 1.5 A GeV and Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV. Data show that K^+ mesons exhibit a pronounced enhancement at $\phi = 90^\circ$, i.e. perpendicular to the reaction plane. The data have also been fitted using the first two components of a Fourier series to get the directed flow v_1 and elliptic flow v_2 . We used the quantum molecular dynamics model based on the covariant kaon dynamics to simulate the Au + Au collisions at 1.5 A GeV and the Ni + Ni collisions at 1.93 A GeV, to analyze the azimuthal distributions of K^+ mesons, and to calculate v_1 and v_2 of K^+ mesons. Calculated results with a repulsive in-medium K^+N potential can reasonably describe the features of KaoS data. This indicates that the azimuthal distribution is one of sensitive probes to extract information on in-medium properties at high densities.

1 Introduction

Intermediate and high energy heavy ion collisions provide a unique opportunity to investigate the properties of hadrons in dense nuclear matter. Strange mesons are interesting tool to investigate the properties of hadrons inside nuclear matter. In particular, K^+ 's seem to be a quite promising tool for probing the dense interior of the

P. Srisawad (✉) · O. Katsungnoen
Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University, Phitsanulok 65000, Thailand
E-mail: pornrads@gmail.com

P. Srisawad · O. Katsungnoen · A. Limphirat · Y. Yan
Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Commission on Higher Education, Bangkok 10400, Thailand

Y. M. Zheng
China Institute of Atomic Energy, P.O. Box 275(18), Beijing 102413, China

A. Limphirat
Department of Applied Physics, Faculty of Sciences and Liberal Arts, Rajamangala University of Technology Isan,
Nakhon Ratchasima 30000, Thailand

Y. Yan
School of Physics, Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima 30000, Thailand

collision zone as their mean free path is long enough to escape without further interactions. Theory predicts kaon–nucleon potentials in nuclear matter which are repulsive for K^+ but attractive for K^- mesons.

Microscopic transport calculations simulating heavy-ion collisions predict measurable consequences of the in-medium modifications of strange mesons. A repulsive K^+N potential would repel the K^+ mesons from the bulk of the nucleons and therefore causes a preferred out-of-plane emission of the K^+ mesons at midrapidity and a directed flow opposite to the nucleons at target and projectile rapidity. These effects were found in experiments [1, 2].

In this paper we present microscopic transport calculations simulating the azimuthal distributions of K^+ mesons in nucleus–nucleus collisions. We have calculated two systems: Ni + Ni at 1.93 A GeV and Au + Au at 1.5 A GeV. The bombarding energy is well below the K^+ production threshold ($E_{thres}^{NN} = 1.58$ GeV).

2 Quantum Molecular Dynamics

In the quantum molecular dynamics (QMD) model [3] each nucleon is represented by a coherent state of the form. (we set $\hbar, c=1$)

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[i\mathbf{p}_0 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) - \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4L} \right] \quad (1)$$

where \mathbf{r}_0 is the time dependent center of the Gaussian wave packet in coordinate space. The width L is kept constant. One uses Wigner density instead of working with wave function. Then, the Wigner density reads

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_{12}} \varphi \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}_{12}}{2}, t \right) \varphi^* \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_{12}}{2}, t \right) d^3\mathbf{r}_{12} \\ &= \frac{1}{\pi^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{2L} - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 \cdot 2L \right] \end{aligned} \quad (2)$$

The N-body Wigner density is the direct product of the Wigner densities of N coherent states

$$f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\pi^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L} - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_{i0})^2 \cdot 2L \right] \quad (3)$$

The Wigner representation of our Gaussian wave packets obeys the uncertainty relation $\Delta r_x \Delta p_x = \hbar/2$. The density in coordinate space is given by the momentum integral over the Wigner density,

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}) &= \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \int f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) d^3\mathbf{p}_1 \dots d^3\mathbf{p}_N d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_N \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

The next step is to determine the local potential $U(r)$ generated by all the other nucleons at the centers of the Gaussian. Finally the momenta of all particles are chosen randomly, the time evolution of the N-body distribution is determined by the motion of the centroids of the Gaussian ($\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{p}_{i0}$), which are propagated by the Poisson brackets

$$\dot{\mathbf{p}}_{i0} = \{\mathbf{r}_{i0}, H\} \quad (5)$$

and

$$\dot{\mathbf{r}}_{i0} = \{\mathbf{p}_{i0}, H\} \quad (6)$$

H is the nuclear Hamiltonian

$$H = \sum_i \sqrt{\mathbf{p}_{i0}^2 + m_i^2} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (U_{ij}^{str} + U_{ij}^{cou}) \quad (7)$$

Here U_{ij}^{str} is the nuclear mean field. U_{ij}^{cou} is the Coulomb interaction. The strength of the nuclear compression is quoted normally in terms of the incompressibility constant K . A soft equation of state (EOS) is represented by a value of $K = 200$ MeV, while a hard EOS is represented by a value of $K = 380$ MeV.

3 Results and Discussion

The experiments were performed with the Kaon Spectrometer (KaoS) at the heavy-ion synchrotron (SIS) at GSI in Darmstadt [4]. The elliptic flow v_2 is very sensitive to the strength of the interaction of K^+ and K^- mesons with the nuclear environment. In the case of a repulsive potential (as for K^+) one expects $v_2 < 0$, i.e., a dominant out of plane emission of kaons due to the repulsive interaction with the nucleon spectators. The situation is opposite for antikaons, which are attracted by the nucleon. K^+ mesons exhibit a pronounced enhancement at $\phi = \pm 90^\circ$ perpendicular to the reaction plane.

The results of the QMD calculations based on covariant kaon dynamics [5] for Au + Au collisions at 1.5 A GeV are shown in Fig. 1 (solid line) together with the data taken around midrapidity $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$. Experimental data are reproduced by the calculations if an additional repulsive in-medium K^+N potential is taken into account (solid line in Fig. 1). Similar conclusion is obtained from Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck (RBUU) calculation [6].

In order to quantitatively explain the azimuthal distributions of the K^+ mesons, we compare of the data from Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV with QMD model calculations. In Fig. 2 this transport calculations take into account both the space–time evolution of the reaction system and the in-medium properties of the strange mesons. The dashed and solid lines represent results of calculations without and with in-medium potentials, respectively. The model calculations have been made exactly according to experimental conditions selecting the corresponding laboratory angles and laboratory momenta. It is seen clearly again from this figure that theoretical results with in-medium K^+ potential can reasonably describe KaoS data.

We use $v_1 = \left\langle \frac{p_x}{p_t} \right\rangle$ and $v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle$ to calculate the direct and elliptic flow of K^+ mesons, which are shown in Table 1 for Au + Au collisions at 1.5 A GeV and Table 2 for Ni + Ni collisions at 1.93 A GeV, respectively. Here, one sees from the tables that calculated v_1 and v_2 with in-medium K^+ potential are in agreement with data.

4 Conclusions

We have analyzed the azimuthal emission patterns of K^+ mesons in heavy ion collisions at threshold beam energies. This observable can be described by the QMD calculations with taking into account a repulsive in-medium K^+N potential. This means that the azimuthal distribution of K^+ mesons is one of sensitive probes to extract information on the in-medium properties of strange mesons at high densities.

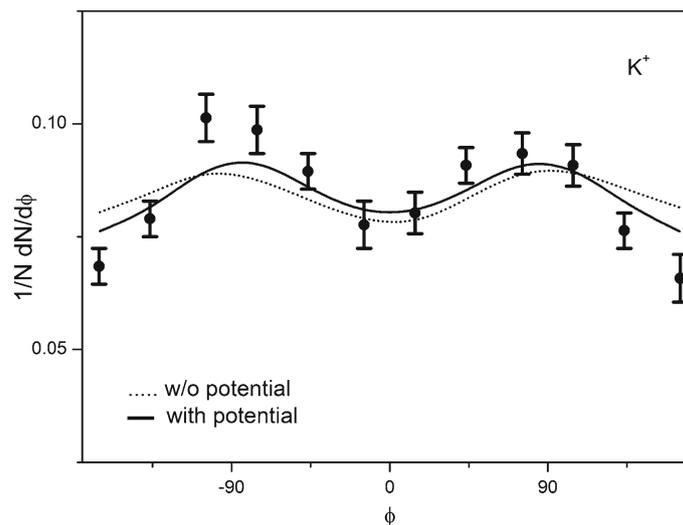


Fig. 1 Azimuthal distribution of K^+ mesons for semi-central Au + Au reactions at 1.5 A GeV. The data are corrected for the resolution of the reaction plane and refer to impact parameter of $5.9 < b < 10.2 fm$, rapidities of $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$, and momenta of $0.2 < p_t < 0.8 GeV/c$. The lines represent results of QMD calculations for without (dashed line) and with an in-medium potential (solid line). Both calculations take into account kaon nucleon rescattering

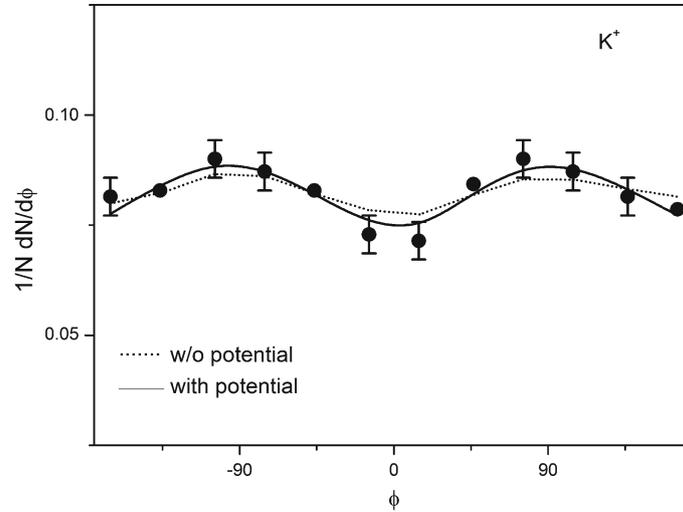


Fig. 2 Comparison of the data from Ni + Ni reactions at 1.93 A GeV with QMD model calculations. Data are corrected for the resolution of the reaction plane and refer to impact parameter of $3.8 < b < 6.5 fm$, rapidities of $0.3 < y/y_{beam} < 0.7$, and momenta of $0.2 < pt < 0.8 GeV/c$. The lines represent results of QMD calculations for without (dashed line) and with an in-medium potential (solid line). Both calculations take into account kaon nucleon rescattering

Table 1 The direct flow and elliptic flow of K^+ mesons in Au + Au collisions at 1.5 A GeV

First	Data	Calculation with K^+N potential	Calculation without K^+N potential
Direct flow (v_1)	0.04 ± 0.01	-0.041 ± 0.002	-0.008 ± 0.0013
Elliptic flow (v_2)	-0.09 ± 0.03	-0.042 ± 0.01	-0.03 ± 0.0013

Table 2 The direct flow and elliptic flow of K^+ mesons in Ni + Ni collisions at 1.93 A GeV

First	Data	Calculation with K^+N potential	Calculation without K^+N potential
Direct flow (v_1)	-0.01 ± 0.01	-0.013 ± 0.002	-0.006 ± 0.001
Elliptic flow (v_2)	-0.05 ± 0.03	-0.04 ± 0.002	-0.02 ± 0.001

Acknowledgments This work was supported in part by the National Research Council of Thailand (NRCT) and Faculty of Science, Naresuan University.

References

1. Shin, Y., et al.: Enhanced out-of-plane emission mesons of K^+ mesons observed in Au + Au collisions at 1 A GeV. Phys. Rev. Lett. **81**, 1576 (1998)
2. Crochet, P., et al.: Sideward flow of K^+ mesons in Ru + Ru and Ni + Ni reactions near threshold. Phys. Lett. B. **486**, 6 (2000)
3. Aichelin, J.: Quantum molecular dynamics a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions. Phys. Rep. **202**, 233 (1990)
4. Senger, P., et al.: The kaon spectrometer at SIS. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **327**, 393 (1993)
5. Zheng, Y.M., et al.: Covariant kaon dynamics and kaon flow in heavy ion collisions. Phys. Rev. C. **69**, 034907 (2004)
6. Uhlig, F., et al.: Observation of different azimuthal emission pattern of K^+ and of K^- meson in heavy-ion collision at 1–2 A GeV. Phys. Rev. Lett. **95**, 012301 (2005)

บทความวิจัยที่อยู่ระหว่างการส่งตีพิมพ์

ศักย์เคออนในตัวกลางและสมการสถานะนิวเคลียร์ที่วัดในการชนของนิวเคลียส-นิวเคลียส

In-Medium Kaon Potential and Nuclear Equation of state Measured in Nucleus-Nucleus
Collisions

P. Srisawad Y.M Zheng A. Suksri A. Harfield A. Limphirat Y. Yan

บทคัดย่อ

การเกิดของเคออนจากการชนกันของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลางเพื่อตรวจสอบความไวต่อการศึกษาคูณสมบัติในกลางและสมการสถานะนิวเคลียร์ของฮาดรอน คูณสมบัติของ kaons ในสสาร hadronic ที่มีความหนาแน่นมีความสำคัญสำหรับการแก้ไข chiral symmetry ในสสาร hadronic ที่มีความหนาแน่นและคูณสมบัติของสสารนิวเคลียร์ที่ความหนาแน่นสูง เราได้ตรวจสอบศักย์เคออนในตัวกลาง และสมการสถานะนิวเคลียร์ โดยใช้สเปกตรัมมวลขวางของ K^+ ในการชนของไอออนหนักโดยใช้พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) บนพื้นฐานพลศาสตร์โควาเรียนซ์เคออน เพื่อจำลองการชนของ $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV การวิเคราะห์สเปกตรัมมวลขวางของ K^+ ผลการคำนวณศักย์แบบผลึก K^+N ในตัวกลาง สอดคล้องกับข้อมูลผลการทดลอง KaoS แสดงให้เห็นว่าสเปกตรัมมวลตามขวางของ K^+ เมซอน ไวต่อการตรวจสอบศักย์ในตัวกลางของเคออนในสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่น

Few-Body Systems

In-Medium Kaon Potential and Nuclear Equation of State Measured in Nucleus-Nucleus Collisions --Manuscript Draft--

Manuscript Number:	FBSY-D-12-00239
Article Type:	SI: FB20 2012
Corresponding Author:	pornrad srisawad, Ph.D., Faculty of Science Naresaun University Muang, Phitsanulok THAILAND
First Author:	pornrad srisawad, Ph.D.,
Order of Authors:	pornrad srisawad, Ph.D., Yu-Ming Zheng, Master degree Ananya Suksri, Master degree Ayut Limphirat, Ph.D Yupeng Yan, Ph.D
Abstract:	<p>The kaon production in heavy ion collisions at intermediate energies provides a sensitive probe to study the in-medium properties and nuclear equation of state of hadrons. Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both, a possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. We observed the in-medium kaon potential and nuclear equation of state by transverse mass spectra K^+ mesons in heavy ion collisions. We use the quantum molecular dynamics (QMD) models based on the covariant kaon dynamics to simulate the collisions at 1.93 A GeV to analyze the transverse mass spectra of K^+. Calculated results with a repulsive in-medium $K+N$ potential can reasonably describe the features of KaoS data. They are also shown that the transverse mass spectrum of K^+ mesons are sensitive to the nuclear equation of state.</p>

Few-Body Systems (FB20) manuscript No.
(will be inserted by the editor)

In-Medium Kaon Potential and Nuclear Equation of State Measured in Nucleus-Nucleus Collisions

P. Srisawad · Y. M. Zheng · A. Suksri · A. Limphirat · Y. Yan

Received: date / Accepted: date

Abstract The kaon production in heavy ion collisions at intermediate energies provides a sensitive probe to study the in-medium properties and nuclear equation of state of hadrons. Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both, a possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. We investigated the in-medium kaon potential and nuclear equation of state by transverse mass spectra of K^+ mesons in heavy ion collisions. We use the quantum molecular dynamics (QMD) models based on the covariant kaon dynamics to simulate the $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A GeV, to analyze the transverse mass spectra of K^+ . Calculated results with a repulsive in-medium $K^+\text{N}$ potential can reasonably describe the features of KaoS data. They are also shown that the transverse mass spectrum of K^+ mesons is sensitive observable to probe the kaon in-medium potential in dense nuclear matter.

Keywords heavy ion collisions · in-medium properties · nuclear equation of state

1 Introduction

The strangeness production in heavy-ion collisions is interesting topic of theoretical and experimental studies. Because of rather high energy thresholds in nucleus-nucleus collisions ($E_{beam} = 1.58$ GeV for $NN \rightarrow K\Lambda N$ and $E_{beam} = 2.5$ GeV for $NN \rightarrow NNK\bar{K}$), the secondary

P. Srisawad · A. Suksri
Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University, 65000 Phitsanulok, Thailand
Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Commission on Higher Education, Bangkok 10400, Thailand
E-mail: pomrads@gmail.com

Y. M. Zheng
China Institute of Atomic Energy, P.O. Box 275(18), 102413 Beijing, China

Y. Yan · A. Limphirat
School of Physics, Suranaree University of Technology, 30000 Nakhon Ratchasima, Thailand
Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Commission on Higher Education, Bangkok 10400, Thailand

processes $\Delta N \rightarrow KYN$, $\pi N \rightarrow KY$ and $\pi Y \rightarrow \bar{K}N$, which require high baryon density, are important in the case of nucleus-nucleus collisions at 1 – 2 A GeV. Moreover, the relatively low K^+N scattering cross section is estimated at about 10 milibarn and the absence of the absorption channel of a K^+ meson on a nucleon in strong interactions cause nuclear matter to be practically transparent for K^+ meson [1].

Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both, the possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. It is known from chiral models that the kaon mean field is related to chiral symmetry breaking [2]. The K^+ and K^- mean field potentials play a crucial role. In the lowest order approximation to the chiral Lagrangian, the kaon (antikaon) potential has an attractive scalar and a repulsive (attractive) vector part. The calculations by Zheng et al.[3] demonstrated that the new FOPI data on the kaon in-plane flow [4] are best described by using the kaon potential given by the Brown-Rho (BR) parameterization [5] $U_k(\rho_0) \approx 30$ MeV, where $\rho_0 = 0.16 fm^{-3}$. At $\rho \leq \rho_0$ the kaon potential in the BR parameterization is close to the one in the impulse approximation [6]. Following Zheng et al., similar results are also obtained by RBUU calculations [7]. Recent self-consistent calculations show even stronger repulsive potential for ($U_k(\rho_0) \approx 36 MeV$ [8])

This paper intends to investigate the in-medium effects of K^+ mesons and nuclear equation of state in dense matter created in heavy ion collisions. We use the quantum molecular dynamics (QMD) model based on the covariant kaon dynamics to simulate the $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}Ni$ collisions at 1.93 A GeV.

2 The QMD model

In the QMD model each nucleon is described by a coherent states

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[i\mathbf{p}_0 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) - \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4L} \right] \quad (1)$$

where \mathbf{r}_0 is the time dependent center of Gaussian wave packet in coordinate space. The width $L = 10.8 fm^2$ is constant. The Wigner transform of the coherent state is Gaussian in momentum and coordinate space. Then, the Wigner density reads

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_{12}} \varphi\left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}_{12}}{2}, t\right) \varphi^*\left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_{12}}{2}, t\right) d^3\mathbf{r}_{12} \\ &= \frac{1}{\pi^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{2L} - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 \cdot 2L \right] \end{aligned} \quad (2)$$

The N-body Wigner density is the direct product of the Wigner densities of N coherent states.

$$f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\pi^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L} - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_{i0})^2 \cdot 2L \right] \quad (3)$$

The Wigner representation of our Gaussian wave packets consistent with the uncertainty relation $\Delta r_x \Delta p_x = \hbar/2$. The density in coordinate space is given by the momentum integral over the Wigner density.

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \int f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) d^3\mathbf{p}_1 \dots d^3\mathbf{p}_N d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_N \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L}\right] \end{aligned} \quad (4)$$

The next step is to determine the local potential $U(r)$ generated by all the other nucleons at the centers of the Gaussian. Finally the momentum of all particle is chosen randomly, the time evolution of the N-body distribution is determined by the motion of the centroids of the Gaussian ($\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{p}_{i0}$), which are propagated by the Poisson brackets

$$\dot{\mathbf{p}}_{i0} = \{\mathbf{p}_{i0}, H\} = \{p_{i0}, T + U\} \quad (5)$$

and

$$\dot{\mathbf{r}}_{i0} = \{\mathbf{r}_{i0}, H\} = \{r_{i0}, T + U\} \quad (6)$$

where the nuclear Hamiltonian

$$H = \sum_i \sqrt{\mathbf{p}_{i0}^2 + m_i^2} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (U_{ij}^{\text{str}} + U_{ij}^{\text{cou}}) \quad (7)$$

Here U_{ij}^{str} is the nuclear mean field. U_{ij}^{cou} is the coulomb interaction.

3 Results and discussions

The transverse mass spectra of K^+ 's as function of the transverse kinetic energy $m_T - m$ for three equally wide bins in rapidity is shown in Fig.1. The transverse mass is given by $m_T = (p_T^2 + m^2)^{(1/2)}$ with the transverse momentum p_T and the rest mass m of K^+ from the ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A GeV by using the soft and hard EOS, with and without kaon in-medium potential (U_K). It is seen clearly in Fig.1 that without the U_K , the transverse mass spectra of K^+ mesons are too narrow with too high small-momentum part and too low large-momentum part. After taking into account the U_K , which is positive for K^+ mesons, K^+ mesons are pushed away from nucleons. In other words, the K^+ mesons are accelerated during their propagation. Thus, the number of kaons with smaller momentum decreases and the number of kaons with larger momentum increases, leading to a good fit to the experiment data [9].

4 Conclusions

In heavy ion collisions at intermediate energies, i.e. at energies around the threshold region, strangeness is generally produced in the early and high density phase of the reaction. However, the freeze-out conditions for kaons and antikaons are completely different. Due to strangeness conservation K^+ mesons cannot be reabsorbed by the surrounding nucleons and their chemical freeze-out takes place early. Final state interactions, i.e. elastic scattering or charge exchange reactions and the influence of the optical kaon-nucleon potential change their dynamical pattern but not the abundances. This makes K^+ mesons to be a suitable probe to study the in-medium properties of hadrons and the nuclear equation of state for dense matter created in a heavy ion reaction. We have analyzed the transverse mass

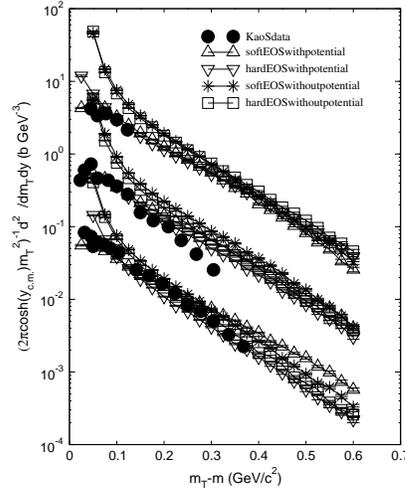


Fig. 1 The transverse mass spectra of K^+ mesons from the $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 AGeV by soft and hard EOS with and without kaon in-medium potential U_K at impact parameter $b \leq 4.5\text{fm}$. The spectra are extracted in the following c.m. rapidity intervals (from top to bottom): $-0.69 < y_{c.m.} < -0.54$, $-0.54 < y_{c.m.} < -0.39$ and $-0.39 < y_{c.m.} < -0.24$. The scaling factors 10^2 , 10^1 and 10^0 are applied to the spectra from top to bottom. Data are taken from [9].

spectrum of K^+ mesons from the $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A GeV. We found that this observable can be described by calculated results with the kaon in-medium potential. This means that the transverse mass spectrum of K^+ mesons is sensitive observable to probe the kaon in-medium potential in dense nuclear matter.

Acknowledgements This work was supported in part by the National Research Council of Thailand (NRCT) and Faculty of Science of Naresuan University.

References

1. Randrup, J., and Ko, C. M.: Kaon production in relativistic nuclear collisions. Nucl. Phys. A. **343**, 519 (1980).
2. Kaplan, D. B., and Nelson, A. E.: Strange going on in dense nucleonic matter. Phys. Lett. B. **175**, 57 (1986). Nelson, A. E., Kaplan, D. B.: Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions. Phys. Lett. B. **192**, 193 (1987).
3. Zheng, Y. M., Fuchs, C., Faessler, A., Shekhter, K., Yan, Y. P., Kobdaj, C.: Covariant kaon dynamics and kaon flow in heavy ion collisions. Phys. Rev. C. **69**, 034907 (2004).
4. Herrmann, H.: strangeness production and propagation in relativistic heavy ion collisions at SIS energies. Prog. Part. Nucl. Phys. **42**, 187 (1999).
5. Brown, G. E. and Rho, M.: From chiral mean field to Walecka mean field and kaon condensation. Nucl. Phys. A. **596**, 503 (1996).
6. Li, G. Q. and Ko, C. M.: Kaon flow in heavy-ion collisions. Nucl. Phys. A. **594**, 460 (1995); Schaffner-Bielich, J., Mishustin, I. N., and Bondorf, J.: In-medium kaon production at the mean-field level. Nucl. Phys. A. **625**, 325 (1997).
7. Larionov, A. B., Mosel, U.: Kaon production and propagation at intermediate relativistic energies. Phys. Rev. C. **72**, 014901 (2005).
8. Tolos, L., Cabrera, D., Ramos, A., and Polls, A.: The effect of the in-medium Θ^+ pentaquark on the kaon optical potential. Phys. Lett. B **632**, 219 (2006).
9. Senger, P., et al.: The kaon spectrometer at SIS. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. **327**, 393 (1993).

ศักย์เคออนในตัวกลางวัดในการชนของนิวเคลียส-นิวเคลียส

In-Medium Kaon Potential Measured in Nucleus-Nucleus Collisions

P. Srisawad Y.M Zheng A. Suksri S. Pholwiang A. Harfield A. Limphirat Y. Yan

การเกิดเคออนในการชนของไอออนหนักที่ระดับพลังงานปานกลางซึ่งไวต่อการตรวจวัดคุณสมบัติในตัวกลางของฮาดรอน คุณสมบัติของเคออนในสสาร hadronic มีความสำคัญต่อความเข้าใจสำหรับการแก้ไข chiral symmetry ในสสาร hadronic ที่มีความหนาแน่นและคุณสมบัติของสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่นสูง

เราได้ตรวจสอบศักย์เคออนในตัวกลาง และสมการสถานะนิวเคลียร์ โดยใช้สเปกตรัมมวลขวางของ K^+ ในการชนของไอออนหนักโดยใช้พลศาสตร์ควอนตัมเชิงโมเลกุล (QMD) บนพื้นฐานพลศาสตร์ควาเรียม์เคออน เพื่อจำลองการชนของ $^{58}_{28}Ni + ^{58}_{28}N$ ที่พลังงาน 1.93 A GeV การวิเคราะห์สเปกตรัมมวลขวางของ K^+ ผลการคำนวณศักย์แบบผลึก K^+N ในตัวกลาง สอดคล้องกับข้อมูลผลการทดลอง KaoS แสดงให้เห็นว่าสเปกตรัมมวลตามขวางของ K^+ เมซอน ไวต่อการตรวจสอบศักย์ในตัวกลางของเคออนในสสารนิวเคลียร์ที่มีความหนาแน่น

Modern Physics Letters A

In-medium kaon potential measured in nucleus-nucleus collisions

--Manuscript Draft--

Manuscript Number:	MPLA-D-12-00313
Full Title:	In-medium kaon potential measured in nucleus-nucleus collisions
Article Type:	Research Paper
Keywords:	nuclear equation of state; in-medium properties; quantum molecular dynamics
Corresponding Author:	Pornrad Srisawad, Ph.D., Naresuan University Phitsanulok, THAILAND
Corresponding Author Secondary Information:	
Corresponding Author's Institution:	Naresuan University
Corresponding Author's Secondary Institution:	
First Author:	Pornrad Srisawad, Ph.D.,
First Author Secondary Information:	
Order of Authors:	Pornrad Srisawad, Ph.D.,
Order of Authors Secondary Information:	
Manuscript Region of Origin:	THAILAND
Abstract:	<p>The kaon production in heavy ion collisions at intermediate energies provides a sensitive probe to study the in-medium properties of hadrons. Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both, a possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. We observed the in-medium effects and nuclear equation of state by transverse mass spectra and rapidity distributions of K^+ mesons in heavy ion collisions. We use the quantum molecular dynamics (QMD) model based on the covariant kaon dynamics to simulate the Ni + Ni collisions at 1.93 AGeV to analyze the transverse mass spectra and rapidity distributions of K^+. Calculated results with a repulsive in-medium $K+N$ potential can reasonably describe the features of KaoS data. They are also shown that the transverse mass spectrum and rapidity distributions of K^+ mesons are sensitive to the nuclear equation of state.</p>
Suggested Reviewers:	<p>Yu-Gang Ma, PhD Professor, Shanghai Institute of Applied Physics, China mayugang@public1.sta.net.cn He is a professional in the field of heavy ion.</p> <p>Yong-Zhong Xing, PhD Professor, Tianshui Normal University tsxyz@public.lz.gs.cn Prof. Yong-Zhong is famous in Heav ion collisions.</p> <p>Amand Faessler, PhD Professor, University Tuebingen, Germany Amand.faessler@uni-tuebingen.de Prof. Amand Faessler who specialize in Nucler and Particle Physics.</p> <p>Bing-Song Zou, PhD Professor, Institute of High Energy Physics, Beijing, zoubs@mail.ihep.ac.cn He is expert in nucler particle physics.</p> <p>Enguang Zhao, PhD Professor, Institute of Theoretical Physics, Beijing, China egzhao@itp.ac.cn</p>

In-Medium Kaon Potential Measured in Nucleus-Nucleus Collisions

PORNRAD SRISAWAD*, ANANYA SUKSRI AND SIRICHA PHOLWIANG

*Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University,
Phitsanulok, 65000, Thailand
Thailand Center of Excellence in Physics (ThEp), Commission on Higher Education,
Bangkok 10400, Thailand
pornrads@gmail.com*

ANTONY HARFIELD

*Department of Computer Science and Information Technology, Faculty of Science, Naresuan
University,
Phitsanulok, 65000, Thailand*

YU-MING ZHENG

*China Institute of Atomic Energy,
Beijing 102413, P.O. Box 275(18), China*

YUPENG YAN AND AYUT LIMPHIRAT

*School of Physics, Suranaree University of Technology,
Nakhon Ratchasima, 30000, Thailand
Thailand Center of Excellence in Physics (ThEp), Commission on Higher Education,
Bangkok 10400, Thailand*

Received (Day Month Year)

Revised (Day Month Year)

The kaon production in heavy ion collisions at intermediate energies provides a sensitive probe to study the in-medium properties of hadrons. Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both, a possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. We observed the in-medium effects and nuclear equation of state by transverse mass spectra and rapidity distributions of K^+ mesons in heavy ion collisions. We use the quantum molecular dynamics (QMD) model based on the covariant kaon dynamics to simulate the $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV to analyze the transverse mass spectra and rapidity distributions of K^+ . Calculated results with a repulsive in-medium K^+N potential can reasonably describe the features of KaoS data. They are also shown that the transverse mass spectrum and rapidity distributions of K^+ mesons are sensitive

*

2 *P. Srisawad et al.*

to the nuclear equation of state.

Keywords: nuclear equation of state; in-medium properties; quantum molecular dynamics

PACS Nos.: include PACS Nos.

1. Introduction

The strangeness production in heavy-ion collisions is a hot topic of theoretical and experimental studies. Because of rather high energy thresholds in NN collisions ($E_{beam} = 1.58$ GeV for $NN \rightarrow K\Lambda N$ and $E_{beam} = 2.5$ GeV for $NN \rightarrow NNK\bar{K}$) the secondary processes $\Delta N \rightarrow KYN$, $\pi N \rightarrow KY$ and $\pi Y \rightarrow \bar{K}N$ which require high baryon density are important in the case of nucleus-nucleus collisions at 1 – 2 A.GeV. Moreover, the relatively low K^+N scattering cross section is estimated at about 10 milibarn and the absence of the absorption channel of a K^+ meson on a nucleon in strong interactions cause nuclear matter to be practically transparent for K^+ meson.¹ The analysis of sub-threshold kaon production is used to obtain the information on properties of strange hadrons in dense nuclear matter. Especially the relation of the optical potential of K^+ and K^- in the nuclear medium to experimental observables like mesonic in-plane flow and azimuthal distribution of kaons is subject of vivid discussions.

Properties of kaons in dense hadronic matter are important for a better understanding of both, the possible restoration of chiral symmetry in dense hadronic matter and the properties of nuclear matter at high densities. It is known from chiral models that the kaon mean field is related to chiral symmetry breaking.² The K^+ and K^- mean field potentials play a crucial role. In the lowest order approximation to the chiral Lagrangian, the kaon (antikaon) potential has an attractive scalar and a repulsive (attractive) vector part. The calculations by Zheng et al.³ demonstrated that the new FOPI data on the kaon in-plane flow⁴ are best described by using the kaon potential given by the Brown-Rho (BR) parameterization⁵ $U_k(\rho_0) \approx 30 MeV$, where $\rho_0 = 0.16 fm^{-3}$. At $\rho \leq \rho_0$ the kaon potential in the BR parameterization is close to the one in the impulse approximation.⁶ Following Zheng et al., similar results are also obtained by RBUU calculations.⁷ Recent self-consistent calculations show even stronger repulsive potential for ($U_k(\rho_0) \approx 36 MeV$ ^{8,9})

One of the essential questions in nuclear physics is to study the nuclear equation of state (EOS), which is also very important for our understanding of nuclear physics as well as for astrophysics. Models which make predictions on the nuclear EOS can roughly be divided into three classes:

- (i) Phenomenological density functional, which are based on effective density dependent interactions such as Gogny or Skyrme forces¹⁰ or relativistic mean field (RMF) models.¹¹ The number of parameters, which are fine tuned to the nuclear chart, is large than 6 and less than 15.
- (ii) Effective field theory approaches where the effective interaction is determined within the spirit of effective field theory (EFT). Such approaches lead to a

more systematic expansion of the EOS in powers of density, respectively the Fermi momentum (K_F). They can be based on density functional theory¹² or on chiral perturbation theory.¹³ The advantage of EFT is the small number of parameters.

- (iii) Microscopic *Ab initio* approaches which is based on high precision free space nucleon-nucleon interactions. The nuclear many-body problem is treated microscopically. Examples are variational calculations,¹⁴ relativistic or non-relativistic Brueckner calculations,¹⁵ and Green function Monte Carlo approaches¹⁶. Predictions for the EOS is parameter free.

This paper intends to observe the in-medium effects of K^+ mesons and nuclear equation of state in dense matter created in heavy ion collisions. We use the quantum molecular dynamics (QMD) model based on the covariant kaon dynamics to simulate the ${}^{58}_{28}\text{Ni} + {}^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV and to analyze the transverse mass spectra and rapidity distributions of K^+ .

2. Kaons in Dense Matter

The natural framework to study the interaction between pseudoscalar mesons and baryons at low energies is chiral perturbation theory (ChPT). From the chiral Lagrangian the field equations for the K^\pm mesons are derived from the Euler-Lagrange equations.¹⁷

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu \pm \frac{3i}{4f_\pi^*} j_\mu \partial^\mu + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^{*2}} \rho_s \right) \right] \phi_{K^\pm}(x) = 0 \quad (1)$$

In Eq. (1) j_μ is the baryon four-vector current, ρ_s is the baryon scalar density, f_π^* is the in-medium pion decay constant. Introducing the kaonic vector potential

$$V_\mu = \frac{3}{8f_\pi^{*2}} j_\mu \quad (2)$$

Eq. (1) can be rewritten in the form¹⁸

$$\left[(\partial_\mu \pm iV_\mu)^2 + m_K^{*2} \right] \phi_{K^\pm}(x) = 0 \quad (3)$$

Thus, the vector field is introduced by minimal coupling into the Klein-Gordon equation. The effective mass m_K^* of the kaon is then given by

$$m_K^* = \sqrt{m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_\pi^{*2}} \rho_s + V_\mu V^\mu} \quad (4)$$

where $m_K = 0.496$ GeV is the bare kaon mass. The parameters in Eq. (1) and (4) are taken as follows: the kaon-nucleon sigma term $\Sigma_{KN} = 0.450$ GeV, the in-medium pion decay constant at normal nuclear matter density (ρ_0), $f_\pi^* = \sqrt{0.6} f_\pi$

4 *P. Srisawad et al.*

and the vacuum pion decay constant $f_\pi = 0.093 \text{ GeV}^{19}$.
The K^\pm single-particle energies are expressed as

$$\omega_{K^\pm}(\mathbf{k}) = \pm V^0 + \sqrt{\mathbf{k}^{*2} + m_K^{*2}} \quad (5)$$

where $\mathbf{k}^* = \mathbf{k} \mp V$ is the kaon effective momentum, $V^\mu = (V^0, \mathbf{V})$, the kaon vector field is introduced by minimal coupling into the Klein-Gordon with opposite signs for K^+ and K^- , and m_K^* is the kaon effective (Dirac) mass. The kaon (antikaon) potential U_{K^\pm} is defined as

$$U_{K^\pm}(\mathbf{k}) = \omega_{K^\pm}(\mathbf{k}) - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_K^2} \quad (6)$$

In Ref. 3 they use the Brown and Rho parameterization $\Sigma_{KN} = 450 \text{ MeV}$, $f_\pi^{*2} = 0.6f_\pi^2$ for the vector field and $f_\pi^{*2} = f_\pi^2$ for the scalar part given by $-\Sigma_{KN}/f_\pi^{*2}\rho_s$. This accounts for the fact that the enhancement of the scalar part using f_π^{*2} is compensated by higher-order corrections in the chiral expansion. In another group a weaker potential with $\Sigma_{KN}=350 \text{ MeV}$ and $f_\pi^{*2} = f_\pi^2$ is also applied. This parametrizations is called the Ko and Li parametrization (KLP)²⁰. For the nuclear forces they use the standard momentum dependent Skyrme interactions corresponding to a soft (hard) equation of state (EOS) (the compression modulus K is that $K = 200 \text{ MeV}$ and $K = 380 \text{ MeV}$ for soft and hard EOS, respectively). For the determination of the kaon mean field they adopt the corresponding covariant scalar-vector description of the nonlinear $\sigma\omega$ model. Up to saturation density the BR potential is ($U_k(\rho_0) \approx 30 \text{ MeV}$) and the KL potential is ($U_k(\rho_0) \approx 5 \text{ MeV}$).

3. The QMD model

In the QMD model each nucleon is described by a coherent states

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[i\mathbf{p}_0 \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) - \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4L} \right] \quad (7)$$

Where \mathbf{r}_0 is the time dependent center of Gaussian wave packet in coordinate space. The width $L = 10.8 \text{ fm}^2$ is constant. The Wigner transform of the coherent state is Gaussian in momentum and coordinate space. Then, the Wigner density reads.

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_{12}} \psi \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}_{12}}{2}, t \right) \psi^* \left(\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_{12}}{2}, t \right) d^3\mathbf{r}_{12} \\ &= \frac{1}{\pi^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{2L} - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 \cdot 2L \right] \end{aligned} \quad (8)$$

The N-body Wigner density is the direct product of the Wigner densities of n coherent states.

$$f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\pi^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L} - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_{i0})^2 \cdot 2L \right] \quad (9)$$

The Wigner representation of our Gaussian wave packets consistent with the uncertainty relation $\Delta r_x \Delta p_x = \hbar/2$. The density in coordinate space is given by the momentum integral over the Wigner density.

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \int f^N(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N; t) d^3\mathbf{p}_1 \dots d^3\mathbf{p}_N d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_N \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i0})^2}{2L}\right] \end{aligned} \quad (10)$$

The next step is to determine the local potential $U_{(r)}$ generated by all the other nucleons at the centers of the Gaussian. Finally the momentum of all particle is chosen randomly, the time evolution of the N-body distribution is determined by the motion of the centroids of the Gaussian $(\mathbf{r}_{i0}, \mathbf{p}_{i0})$, which are propagated by the Poisson brackets

$$\dot{\mathbf{p}}_{i0} = \{\mathbf{p}_{i0}, H\} = \{p_{i0}, T + U\} \quad (11)$$

and

$$\dot{\mathbf{r}}_{i0} = \{\mathbf{r}_{i0}, H\} = \{r_{i0}, T + U\} \quad (12)$$

is the nuclear Hamiltonian

$$H = \sum_i \sqrt{\mathbf{p}_{i0}^2 + m_i^2} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (U_{ij}^{str} + U_{ij}^{cou}) \quad (13)$$

Here U_{ij}^{str} is the nuclear mean field. U_{ij}^{cou} is the coulomb interaction.

4. Results and discussions

The transverse mass spectra of K^+ production as function of the transverse kinetic energy $m_T - m$ for three equally wide bins in rapidity is shown in Fig.1. The transverse mass is given by $m_T = (p_T^2 + m^2)^{(1/2)}$ with the transverse momentum p_T and the rest mass m of K^+ from the ${}^{58}_{28}Ni + {}^{58}_{28}Ni$ collisions at 1.93 A.GeV by using the soft EOS with and without kaon in-medium potential (U_K). It is seen clearly from this figure that without the U_K , the transverse mass spectra of K^+ mesons are too narrow with too high small-momentum part and too low large-momentum part. After taking into account the U_K , which is positive for K^+ mesons, K^+ mesons are pushed away from nucleons. In other words, the K^+ mesons are accelerated during their propagation. Thus, the number of kaons with smaller momentum decreases and the number of kaons with larger momentum increases, leading to good fit to the experiment data²².

This feature can also be seen from Fig. 2. This indicates that the U_K should be take into account in theoretical simulations of the kaon production in heavy ion collisions in order to reasonably describe the experimental data²².

The transverse mass spectra of K^+ mesons from the ${}^{58}_{28}Ni + {}^{58}_{28}Ni$ collisions at 1.93 A.GeV by soft and hard EOS with U_K is given in Fig.3. It is known from this

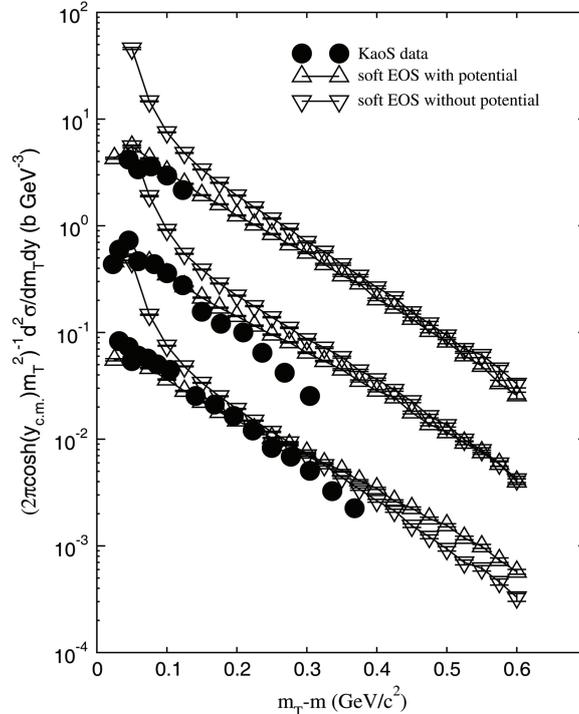


Fig. 1. The transverse mass spectra of K^+ mesons from the $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV by using the soft EOS with and without kaon in-medium potential U_K for impact parameter $b \leq 4.5\text{fm}$. The spectra are extracted in the following c.m. rapidity intervals (from top to bottom): $-0.69 < y_{c.m.} < -0.54$, $-0.54 < y_{c.m.} < -0.39$ and $-0.39 < y_{c.m.} < -0.24$. The scaling factors 10^2 , 10^1 and 10^0 are applied to the spectra from top to bottom. Data are taken from²².

figure that the theoretical results given by the soft EOS are in better agreement with data. This means that the dense matter created in this reactions have the property with the soft EOS.

Fig.4 shows the rapidity distribution of K^+ mesons as function of normalized rapidity $Y^{(0)} = Y_{c.m.}/Y_{proj}$ in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ reactions at 1.93 A.GeV with impact parameter $b \leq 4\text{fm}$. $Y_{c.m.}$ is the kaon rapidity in the center of mass system and Y_{proj} is the projectile rapidity in laboratory frame. One can see clearly that the data can only be described by calculation with an in-medium kaon potential. This means that the rapidity distribution of K^+ mesons is more sensitive to the inmedium kaon potential.

5. Conclusions

In heavy ion collisions at intermediate energies, i.e. at energies around the threshold region, strangeness is generally produced in the early and high density phase of the reaction. However, the freeze-out conditions for kaons and antikaons are completely different. Due to strangeness conservation K^+ mesons cannot be reabsorbed

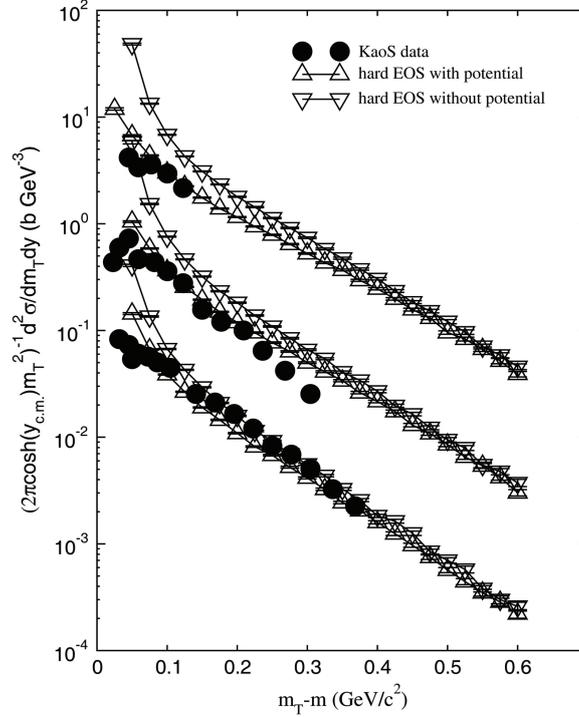


Fig. 2. The transverse mass spectra of K^+ mesons from the $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV by using the hard EOS with and without kaon in-medium potential U_K for impact parameter $b \leq 4.5 fm$. The spectra are extracted in the following c.m. rapidity intervals (from top to bottom): $-0.69 < y_{c.m.} < -0.54$, $-0.54 < y_{c.m.} < -0.39$ and $-0.39 < y_{c.m.} < -0.24$. The scaling factors 10^2 , 10^1 and 10^0 are applied to the spectra from top to bottom. Data are taken from²².

by the surrounding nucleons and their chemical freeze-out takes place early. Final state interactions, i.e. elastic scattering or charge exchange reactions and the influence of the optical kaon-nucleon potential change their dynamical pattern but not the abundances. This makes K^+ mesons to be a suitable penetrating probe to study the in-medium properties of hadrons and the dense nuclear matter created in a heavy ion reaction. We have analyzed the transverse mass spectrum of K^+ mesons and the K^+ rapidity distributions from the $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV. We found that these observables can be described by calculated results with the kaon in-medium potential and the soft EOS. This means that the transverse mass spectrum of K^+ mesons and K^+ rapidity distributions are sensitive observables to probe the kaon in-medium potential and the nuclear equation of state in dense nuclear matter.

8 REFERENCES

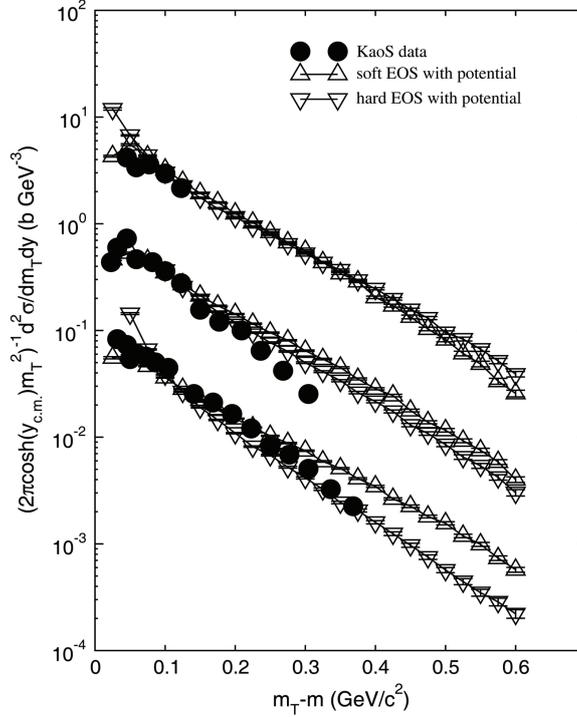


Fig. 3. The transverse mass spectra of K^+ mesons from the $^{58}_{28}\text{Ni} + ^{58}_{28}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV by soft and hard EOS with kaon in-medium potential U_K at impact parameter $b \leq 4.5 \text{ fm}$. The spectra are extracted in the following c.m. rapidity intervals (from top to bottom): $-0.69 < y_{c.m.} < -0.54$, $-0.54 < y_{c.m.} < -0.39$ and $-0.39 < y_{c.m.} < -0.24$. The scaling factors 10^2 , 10^1 and 10^0 are applied to the spectra from top to bottom. Data are taken from ²².

Acknowledgments

This work was supported by the National Research Council of Thailand (NRCT), the Thailand Research Fund under grant number MRG 5480210, Office of the Higher Education Commission and Faculty of Science Naresuan University.

References

1. J. Randrup, and C.M. Ko, *Nucl. Phys. A* **343**, 519 (1980).
2. D.B. Kaplan, and A. E. Nelson, *Phys. Lett. B* **175**, 57 (1986) ; A. E. Nelson, and D. B. Kaplan, *Phys. Lett. B* **192**, 193 (1987).
3. Y.M. Zheng, C. Fuchs, A. Faessler, K. Shekhter, Y.P. Yan, and C. Kobdaj, *Phys. Rev. C* **69**, 034907 (2004).
4. H. Herrmann, *Prog. Part. Nucl. Phys* **42**, 187 (1999).
5. G.E. Brown, and M. Rho, *Nucl. Phys. A* **596**, 503 (1996).
6. G.Q. Li, and C.M. Ko, *Nucl. Phys. A* **594**,460 (1995). ; J. Schaffner-Bielich, I.N. Mishustin, and J. Bondorf, *Nucl. Phys. A* **625**, 325 (1997).

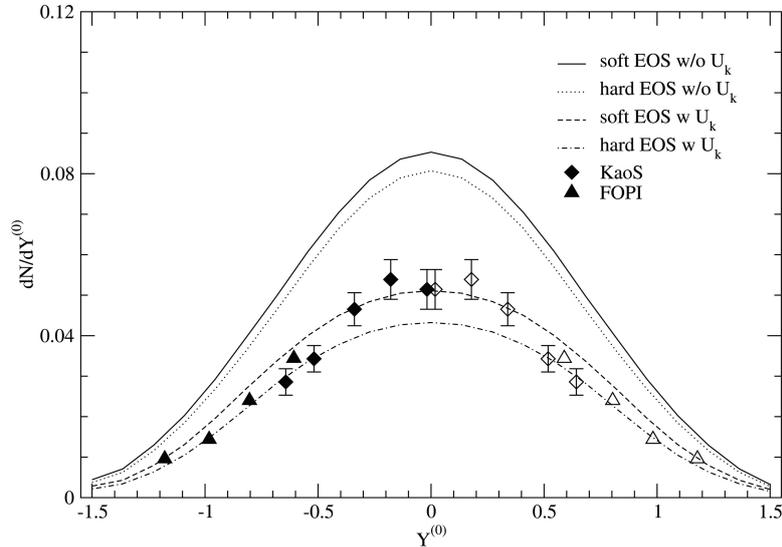


Fig. 4. The K^+ rapidity distributions in $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions at 1.93 A.GeV with impact parameter $b \leq 4\text{fm}$. The solid line is the calculated result using the soft EOS and without BRP K^+N potential. The dot line is the result with the hard EOS and without BRP K^+N potential. The dash line and the dash-dot line are results with BRP K^+N potential and using the soft and hard EOS respectively. Triangles are the FOPI data.²³ Diamonds represent the KaoS data.²⁴

7. A.B. Larionov, and U. Mosel, *Phys. Rev. C* **72**, 014901 (2005).
8. C.L. Korpa, and M.F.M Lutz, *Acta Phys. Hungarica A* **22**, 21 (2005).; L.Tolos, D. Cabrera, A. Ramos, and A. Polls, *Phys. Lett. B* **632**, 219 (2006).
9. L. Tolos, D. Cabrera, A. Ramos, and A. Polls, *Phys. Lett. B* **632**, 219 (2006).
10. P.G. Reinhard, M. Bender, *Lect. Notes Phys.* **641**, 249 (2004).
11. P. Ring, *Lect. Notes* **641**, 175 (2004).
12. B. D. Serot and J. D. Walecka, *Int. J. Mod. Phys E.* **6**, 515 (1997) ; R. J. Furnstahl, *Lect. Notes* **641**,1 (2004).
13. M. Lutz, B. Friman, *Ch. Appel. Phys. Lett. B* **474**, 7 (2000). ; P. Finelli, N. Kaiser, D. Vretenar, W. Weise, *Nucl. Phys. A* **735**, 449 (2004).
14. V.R. Pandharipande and R.B. Wiringa, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 821 (1979). ; A. Akmal, V.R. Pandharipande, D.G Ravenhall, *Phys. Rev. C* **58**, 1804 (1998).
15. T. Grose-Boelting, C. Fuchs, and Faessler, *Nucl. Phys. A* **648**, 105 (1999). ; C. Fuchs, *Lect. Notes.* **641**, 119 (2004).
16. H. Muther and A. Polls, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45**, 243 (2000).
17. G. Q. Li and Ko, C. M. *Nucl. Phys. A* **594**, 460 (1995). ; C.M. Ko, *J. Phys. G* **27**, 327 (2001).
18. C. Fuchs, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **56**, 1 (2006).
19. G.E. Brown and M. Rho, *Nucl. Phys. A* **596**, 503 (1996).
20. G. Q. Li, and C.M. Ko, *Nucl. Phys. A* **594**, 460 (1995). ; C.M. Ko, *J. Phys. G*

10 REFERENCES

- 27**, 327 (2001).
21. T. Barnes, and E.S. Swanson, *Phys. Rev. C* **49**, 1166 (1994).
 22. P. Senger et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **327**, 393 (1993).
 23. D. Best et al., FOPI Collaboration, *Nucl. Phys. A* **625**, 307 (1997).
 24. M. Menzel et al., KaoS Collaboration, *Phys. Lett. B* **495**, 26 (2000).

การเดินทางไปเสนอผลงานในต่างประเทศโดย นางสาว พรรรัตน์ ศรีสวัสดิ์

1. งานประชุม The National Conference on Nuclear Reactions NNRC2011
ที่ Xinxiang of China ระหว่างวันที่ 10-15 เมษายน 2011
นำเสนอแบบ บรรยาย เรื่อง Azimuthal distributions of strange mesons in heavy-ion
2. งานประชุม Sino-Thai Symposium on High Energy Physics
ที่ Wuhan, China ระหว่างวันที่ 22-27 เมษายน 2011
นำเสนอแบบ บรรยาย เรื่อง Transport study of in-medium kaon potential in heavy ion
3. งานประชุม The Fifth Asia-Pacific Conferences on Few Body problems in Physics 2011
ที่ Inha University Seoul, Incheon Republic of Korea ระหว่างวันที่ 22-26 สิงหาคม 2011
นำเสนอแบบ บรรยาย เรื่อง Azimuthal distributions of K^+ mesons in heavy ion collisions.
4. งานประชุม The Second Sino-Thai Symposium on High Energy Physics, Astrophysics and Beyond ที่ มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี ระหว่างวันที่ 30 กรกฎาคม -5 สิงหาคม 2012
นำเสนอแบบ บรรยาย เรื่อง Transport study of in-medium properties and Nuclear Equation of state measured in dense nuclear matter.
5. งานประชุม The 20 th International IUPAP Conference on Few Body Problems in Physics ที่ Fukuoka Japan ระหว่างวันที่ 20-25 สิงหาคม 2012
นำเสนอแบบบรรยาย In-medium Kaon potential and nuclear equation of state measured in nuclears-nucleus collisions.

Dear Dr. Pornrad Srisawad,

On behalf of the organizing committee, I would like to extend an invitation to you to participate in the National Conference on Nuclear Reactions (NNRC2011), which will be held on April 10-15 of 2011 in Xinxiang of China.

We look forward to seeing you in Xinxiang and expect your contribution to the conference.

Best regards
Sincerely yours

Prof. Ma, Chunwang
email: Nnrc2011@sina.cn, Tel. 15836181225

Co-chairman:
Jing, Genming email: jingm@impcas.ac.cn

Co-secretary:
Zhang, tonglin 18238623035
Qi, Changning 13673518907

Net address: <http://210.42.254.254>



pornrad srisawad <pornrads@gmail.com>

Invitation to Sino-Thai Symposium on High Energy Physics

3 messages

Yu-peng Yan <yupeng@sut.ac.th>

Tue, Jan 11, 2011 at 2:31 PM

Reply-To: yupeng@sut.ac.th

To: pornrad srisawad <pornrads@gmail.com>

Dear Dr. Pornrad

Greeting from Suranaree University of Technology (SUT), Thailand and Huazhong (Central China) Normal University (CCNU), China!

The First Sino-Thai Symposium on High Energy Physics and Beyond (STSP) will be jointly organized by SUT and CCNU in Wuhan, China on April 22-27, 2011. On behalf of the organizing committee, we would like to invite you to the conference and deliver an invited talk on your research work. We are very much confident that with your wide experience and expertise in nuclear and particle physics, all the participants would profit greatly from your participation.

For more information, please visit the conference website at

<http://conf.ccnu.edu.cn/~stsp2011>.

We are most grateful for your kind consideration and we look forward to your response to this invitation.

With best regards.

Yours sincerely,

Yupeng Yan

on behalf of the STSP Organizing Committee

Prof. Dr. Yupeng Yan
School of Physics
Suranaree University of Technology
111 University Avenue
Nakhon Ratchasima 30000
Thailand
Tel. 66 44 22 4289, Fax: 66 44 22 4185
Email: yupeng@sut.ac.th

pornrad srisawad <pornrads@gmail.com>

Tue, Jan 11, 2011 at 3:21 PM

To: yupeng@sut.ac.th

Dear Prof. Yan

Thank you very much for invite me to the conference STSP and deliver an invited talk on my research work. I will apply the fund from NRCT.



INHA UNIVERSITY

Department of Physics
Hadron Theory Group
Prof. Hyun-Chul Kim

Inha University Department of Physics
402-751 Incheon Republic of Korea

Building 5S-436D
Telephone: +82(32) 860-7652
Telefax: +82(32) 872-7562
E-mail: hchkim@inha.ac.kr

Dear Dr. Pornrad Srisawad,

The Fifth Asia-Pacific Conferences on Few-Body problems in Physics 2011 will be held during 22-26 August 2011 in Seoul. Detailed information about the conference can be found in the following homepage:

<http://www.apctp.org/conferences/2011/APFB2011/>

I would like to invite you to this conference and I would very much appreciate if you could accept this invitation.

Thank you very much in advance!

Sincerely yours,

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Hyun-Chul Kim'.

Prof. Hyun-Chul Kim
On behalf of the LOC members

July 21, 2011, Incheon

MOE: 5611(1)/628



Assoc. Prof. Dr. Prapun Manyum,
Dean, Institute of Science,
Suranaree University of Technology,
Nakhon Ratchasima 30000, Thailand
Tel: +66 44 224319
Fax: +66 44 224651

July 13, 2012

Dr. Pornrad Srisawad
Department of Physics,
Faculty of Science,
Naresuan University,
Phitsanulok 65000, Thailand

**REF: Invitation to the Second Sino-Thai Symposium on High Energy Physics,
Astrophysics and Beyond**

Dear Dr. Pornrad Srisawad

We would like to invite you to deliver a talk on the topic "Transport study of in-medium properties and Nuclear Equation of state measured in dense nuclear matter" in the Second Sino-Thai Symposium on High Energy Physics, Astrophysics and Beyond (STSP2012) to be held in Nakhon Ratchasima, Thailand on July 30 - August 5, 2012. The conference is jointly organized by Suranaree University of Technology (SUT), National Astronomical Research Institute of Thailand (NARIT), Synchrotron Light Research Institute (SLRI), Rajamangala University of Technology Isan (RMUTI), Thailand Center of Excellence in Physics (ThEP), Thailand and Huazhong (Central China) Normal University (CCNU), China. We are very much confident that with your wide experience and expertise in particle physics, all the participants would profit greatly from your participation.

We are most grateful for your kind consideration and we look forward to your response to this invitation.

With best regards,
Yours sincerely,

Prapun Manyum,
Executive Chair,
on behalf of the STSP Organizing Committee



FB20

The 20th International IUPAP Conference on
Few-Body Problems in Physics

June 5, 2012

Kenshi Sagara
Department of Physics, Kyushu University
Hakozaki 6-10-1, Higashi-ku, Fukuoka
812-8581 Japan
email: sagara@phys.kyushu-u.ac.jp

Dr. Pornrad Srisawad
Department of Physics, Faculty of Science
Naresuan University
Phitsanulok 65000 Thailand

Dear Dr. Pornrad Srisawad

Thank you for submitting abstract(s) for FB20 conference to be held at Fukuoka Japan on August 20-25, 2012. FB20 scientific program committee has selected your abstract entitled "In-medium Kaon Potential and Nuclear Equation of State Measured in Nucleus-Nucleus Collisions." for an oral presentation in a parallel session. Presentation time for the talk is 20 minutes including 5 minutes for discussion. FB20 tentative scientific program will be announced soon.

FB20 participants are requested to make registration and payment no later than July 20th 2012 for the early registration fee. The registration and payment can be made from "My Page", which you can open by pressing the "Go to the Registration Page" button in the following page: <http://www.phys.kyushu-u.ac.jp/fb20/registration.html>

If you have any problems, please contact us via email to fb20@phys.kyushu-u.ac.jp. We are looking forward to seeing you in Fukuoka.

Yours sincerely,

Prof. Dr. Kenshi Sagara
FB20 conference chairperson

