分类号_____ 密级_____

UDC _____ 编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

STAR 高级触发系统和 J/ψ 椭圆流

仇浩

指导教师 徐瑚珊、研究员、博士，中国科学院近代物理研究所

许长补、研究员、博士，布鲁克海文国家实验室

申请学位级别 理学博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2011 年 10 月 论文答辩日期 2011 年 11 月

培养单位 中国科学院近代物理研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 许怒

关于学位论文使用授权的声明

本人在导师指导下完成的论文及相关的职务作品，知识产权归属中国科学院近代物理研究所。本人完全了解中国科学院近代物理研究所有关保存、使用学位论文的规定，同意研究所保存或向国家有关部门或机构送交论文的纸制版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权中国科学院近代物理研究所可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用任何复制手段保存和汇编本学位论文。本人离所后发表、使用学位论文或与该论文直接相关的学术论文或成果时，第一署名单位仍然为中国科学院近代物理研究所。

保密论文在解密后应遵守此规定。

论文作者签名：仇浩 导师签名：[signature] 日期：2011 年 11 月

原创性声明

本人郑重声明：本人所呈交的学位论文，是在导师的指导下独立进行研究所取得的成果。学位论文中凡引用他人已经发表或未发表的成果、数据、观点等，均已明确注明出处。除文中已经注明引用的内容外，不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究成果做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名：仇浩　　日期：2011 年 11 月

STAR 高级触发系统和 J/ψ 椭圆流

摘要

宇宙大爆炸的最初阶段存在一种夸克解禁闭，局部达到热平衡的夸克胶子等离子体(QGP)。相对论重离子对撞机(RHIC)能通过极高能的重离子对撞来产生 QGP 并研究其特性。

由色荷德拜屏蔽效应导致的相对论重离子碰撞中粲偶素 J/ψ 的产额压低被认为是一个非常重要的 QGP 形成的信号。但实验上测得的 J/ψ 产额压低，也可能受到一些其它的热核物质效应和冷核物质效应的影响。特别是由介质中热化的$c\bar{c}$夸克对组合产生的 J/ψ，是理论和实验上至今很难确定的一个因素。测量 J/ψ 的椭圆流(v_2)可以区别原初 pQCD 过程产生和组合产生的 J/ψ。此外，粲夸克由于质量远大于轻夸克而不易热化，测量粲偶素 J/ψ 的椭圆流可以研究粲夸克是否参与集体运动，以及相对论重离子碰撞产生的物质的热化程度。

J/ψ 虽然是研究 QGP 很好的探针，但它产额很低，研究它需要较大的数据量。RHIC 上的螺线管径迹谱仪(STAR)是 RHIC 的四个实验装置之一。为了应对 STAR

越来越快的数据采集频率和 J/ψ 这样的低产额物理研究对大数据量的需要，一套高级触发系统(HLT)被开发出来。HLT 是一套与数据获取系统紧密结合的计算机硬件软件系统，能在线进行粒子径迹和事件重建，挑选出一些含低产额物理过程的事例，如高横动量、双轻子、轻核等，减小采集和存储的数据量，缩短离线数据计算的时间。在 2010 年，HLT 的运行对反物质的氦 4 核的发现，及时开始 J/ψ 椭圆流研究，以及束流能量扫描实验中的束流质量监测都做出了重要的贡献。我参与了 HLT 大部分软件的编写和 2009 到 2011 年的在线运行维护。本文从一个角度介绍了 STAR 高级触发系统的结构、特点和性能。

本文利用 STAR 在 2010 年 200 GeV 金金对撞实验中采集的数据，包括 HLT 选择的 J/ψ 富集的数据，使用 TPC、TOF 和 BEMC 相结合的电子鉴别方法，得到了多达 13000 个 J/ψ 的显著信号，测量了 J/ψ v_2 随中心度和横动量的变化。测量达到约 4 %的统计误差，是迄今为止高能重离子对撞实验中 J/ψ v_2 测量的最精确结果。

测量结果表明，在大于 2 GeV/c 的较高的横动量区间，J/ψ v_2 在误差范围内与 0 相符。这一结果与较高横动量的 J/ψ 主要由原初 pQCD 过程产生，而非$c\bar{c}$组合产生，或者粲夸克没有被介质充分热化的物理图像相符。

关键词：J/ψ, 椭圆流，高级触发系统，夸克胶子等离子体，重离子对撞

ABSTRACT

STAR High Level Trigger and *J/ψ* Elliptic Flow

Qiu Hao (particle physics and nuclear physics)

Directed by Hushan Xu and Zhangbu Xu

A deconfined and locally thermalized Quark-Gluon Plasma (QGP) state is believed to have existed at the early stage of universe. The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) is built to search for and study QGP in laboratory through high energy heavy ion collisions.

Suppression of the $c\bar{c}$ bound state *J/ψ* meson production in relativistic heavy-ion collisions arising from *J/ψ* dissociation due to color screening of the $c\bar{c}$ binding potential in the deconfined medium has been proposed as a signature of QGP formation. However, *J/ψ* suppression observed in experiments can also be affected by other hot and cold nuclear effects, among which the recombination production of *J/ψ* from thermal $c\bar{c}$ quarks is an important uncertain factor by now on both theoretical and experimental sides. Measuring *J/ψ* elliptic flow (v_2) can distinguish *J/ψ* produced from direct pQCD processes and from $c\bar{c}$ recombination. Besides, with much larger mass than light quarks, charm quark is more difficult to be thermalized. By measuring elliptic flow of charmonium *J/ψ* we can study the flow of charm quark and the extent of thermalization of the medium created by relativistic heavy ion collisions.

Although *J/ψ* is a very good probe to study QGP, measuring it in experiments demands a large amount of data due to its low production yield. The Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) is one of the four experiment set-ups at RHIC. To deal with increasing data taking speed of STAR and to meet the requirements of studies with

low production yield like J/ψ, a High Lever Trigger (HLT) is developed. HLT is a computer hardware and software system that can reconstruct TPC tracks and perform event reconstruction online. By selecting events with rare physics, such as high transverse momentum, di-lepton, and light nucleus, HLT reduces the data amount and speeds up offline processing and analysis. In year 2010, HLT was deployed and made essential contribution to the discovery of antimatter He^4 nucleus and jumped start the J/ψ elliptic flow study. HLT also monitored the beam quality during the RHIC Beam Energy Scan program. I have involved in most parts of HLT software and played an important role in maintaining HLT during year 2009 ~ 2011 data taking. In this thesis, the configuration, characteristics and performance of STAR HLT are introduced.

In this thesis J/ψ v_2 is measured as a function of centrality and p_T in 200 GeV Au+Au collisions. A significant J/ψ signal of about 13000 counts was obtained from e^+e^- pairs identified by TPC, TOF and BEMC from data taken by STAR in year 2010, including HLT selected data enriched with J/ψ. A statistic error of J/ψ v_2 as small as 4 % or so makes this measurement the most precise in relativistic heavy ion collisions by now.

The results show that J/ψ v_2 is consistent with 0 within errors for transverse momentum larger than 2 GeV/c. This result is consistent with physics pictures that J/ψ with high transverse momentum is dominantly produced by direct pQCD processes rather than recombination from $c\bar{c}$ quarks, or that charm quarks are not fully thermalized in the medium.

Key Words: J/ψ, elliptic flow, High Level Trigger, Quark Gluon Plasma, heavy ion collision

目录

第一章 引言 1

1．1 标准模型和量子色动力学 1

1．1．1 标准模型 1

1．1．2 量子色动力学 2

1．2 夸克胶子等离子体和相对论重离子碰撞 4

1．2．1 QCD 相变和夸克胶子等离子体 4

1．2．2 相对论重离子碰撞 5

1．3 *J/ψ* 椭圆流的研究意义 6

1．3．1 相对论重离子碰撞中的 *J/ψ* 6

1．3．2 椭圆流 10

1．3．3 *J/ψ* 椭圆流的研究意义 12

1．4 STAR 高级触发系统（High Level Trigger – HLT）的意义 15

第二章 RHIC-STAR 实验装置 17

2．1 相对论重离子对撞机-RHIC 17

2．2 STAR 实验装置 19

2．2．1 STAR 实验装置总述 19

2．2．2 时间投影室（Time Projection Chamber - TPC） 21

2．2．3 飞行时间探测器（Time Of Flight detector - TOF） 24

2．2．4 顶点位置探测器（Vertex Position Detector - VPD） 26

2．2．5 桶部电磁量能器（Barrel Electro-Magnetic Calorimeter - BEMC） 26

第三章 高级触发系统 30

3．1 总述 30

3．2 TPC 击中点位置修正和径迹重建 31
3．2．1 总述 31
3．2．2 击中点位置修正表 32
3．2．3 TPC 空间的网格划分 34
3．2．4 共形变换 34
3．2．5 性能 35
3．3 TOF 和 VPD 数据处理 39
3．4 BEMC 数据处理 41
3．5 事件重建 42
3．5．1 结点 42
3．5．2 原初顶点 42
3．6 事件选择 44
3．6．1 高横动量 44
3．6．2 轻核 45
3．6．3 双电子 47
3．6．4 能量扫描中的好事件 48
3．7 离线运行、模拟和质量控制 49
第四章 *J/ψ* 的鉴别 51
4．1 数据样本 51
4．2 电子的鉴别 52
4．2．1 *J/ψ* 的双轻子衰变道 52
4．2．2 径迹选择 53
4．2．3 使用 TOF 进行电子鉴别 53
4．2．4 使用 BEMC 进行电子鉴别 54
4．2．5 使用 TPC dE/dx 进行电子鉴别 55
4．3 *J/ψ* 的重建 60

4．3．1 *J/ψ* 的鉴别条件 60
4．3．2 *J/ψ* 不变质量和动量计算 62
4．4 *J/ψ* 的信号和分布 63
第五章 椭圆流的计算 66
5．1 事件平面 66
5．1．1 事件平面和基本重建方法 66
5．1．2 q 矢量归零修正 67
5．1．3 移动拉平 67
5．1．4 事件平面的分辨率 68
5．1．5 强子椭圆流 69
5．2 φ-Ψ 法计算椭圆流 70
5．3 不变质量法计算椭圆流 73
5．4 系统误差 74
5．4．1 不同方法和条件的差别 75
5．4．2 非流效应 76
5．4．3 其它可以忽略的系统误差 77
第六章 *J/ψ* 椭圆流的结果和讨论 78
6．1 0~80 %中心度范围的结果 78
6．2 不同中心度范围的结果 80
第七章 展望 81
7．1 HLT 的发展 81
7．1．1 神经元自动机 81
7．1．2 GPU 的使用 82
7．1．3 新探测器 83
7．2 *J/ψ* 椭圆流研究的拓展 84
7．2．1 新的数据集 84

7．2．2 *J/ψ*-强子方位角关联.....85
7．2．3 *D* 介子椭圆流 86
参考文献 88
附录一 *J/ψ* 椭圆流结果数据 91
发表文章 93
致谢 94

第一章 引言

1．1 标准模型和量子色动力学

1．1．1 标准模型

一尺之棰，日取其半，万世不竭——《庄子·天下篇》。

组成物质世界的基本单元是什么？这些基本单元有什么特性，它们如何进行作用形成我们的物质世界？这始终是人类知识体系中最基本的问题。标准模型囊括了所有已知的粒子，并可以描述它们之间除引力之外的所有已知相互作用。标准模型将粒子概括为两类：基本费米子和规范矢量波色子。费米子为拥有半整数自旋的遵守泡利不相容原理的基本粒子，包括 6 种夸克(上夸克 u、下夸克 d、奇异夸克 s、粲夸克 c、底夸克 b 和顶夸克 t)，和 6 种轻子（e、μ、τ 和相应的中微子 ν_e、ν_μ、ν_τ），以及这些夸克和轻子的反粒子。如图 1.1 所示，这些费米子分为 3 代，每一代的 4 种粒子与另一代相对应的 4 种粒子性质几乎一样，唯一的区别就是它们的质量。夸克带有色荷，参与强相互作用，它们也带有电荷和弱同位旋，因此它们也参与电磁相互作用和弱相互作用。而 6 种轻子不携带色荷，不参与强相互作用。e、μ、τ 携带电荷，参与电磁相互作用。中微子不带电，因此它们只参与弱相互作用。

这些费米子之间的相互作用力是通过规范矢量波色子来传递的。这些波色子如图 1.1 的最后一列所示。带电粒子之间的电磁相互作用通过零质量的光子 γ 传递，可以用量子电动力学(Quantum Electrodynamics – QED)理论来很好的描述。带不同味道的粒子之间通过 $W^{\pm}$粒子和 Z 粒子发生弱相互作用。而带色荷的夸克通过传递胶子发生强相互作用，形成具有两个夸克的介子和具有三个夸克的重子。描述强相互作用的量子色动力学(Quantum Chromodynamics – QCD)是人们认识物质世界基本构成的重要理论依据和工具。

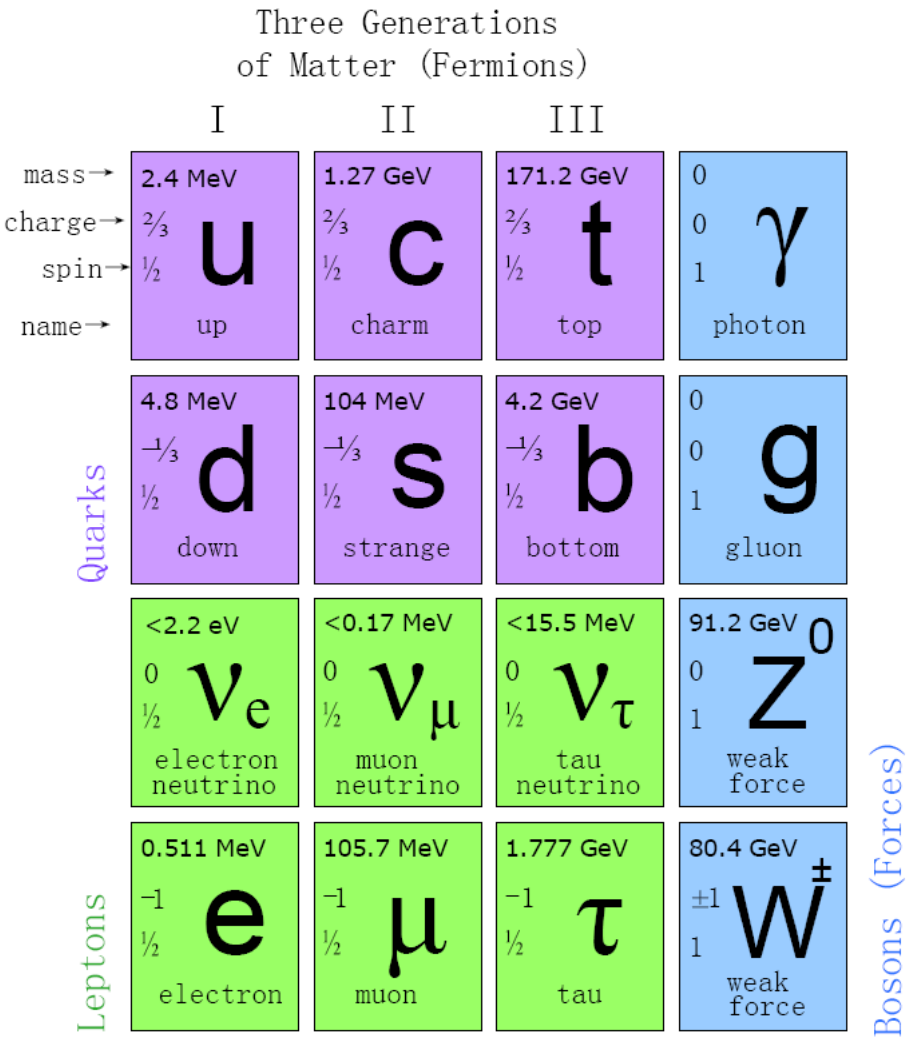


图 1.1 标准模型中的粒子

1．1．2 量子色动力学

量子色动力学(QCD)基于 $SU(3)_C$ 群。夸克之间的强相互作用通过 $SU(3)_C$ 的规范粒子胶子来传递。胶子共有 $3^2 - 1 = 8$ 种，由红、绿、蓝三种颜色和它们的反色的组合来标定。胶子的质量为零，且胶子和胶子可以相互作用。

与 QED 不同，QCD 的一个重要特性是渐近自由，即随着部分子作用距离的减少或者作用中交换动量的变大(能标的增加)，强相互作用的耦合常数(α_s)变小，

其解析形式如下[1]，

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)}[1 - \frac{2\beta_1 \ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\beta_0^2 \ln(\mu^2/\Lambda^2)}$$

$$+ \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu^2/\Lambda^2)}\left((\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2) - \frac{1}{2})^2 + \frac{\beta_0\beta_2}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4}\right)] \quad (1.1)$$

在大动量转移（Q^2）情形下，强相互作用的耦合常数(α_s)的首阶项可以表示为[2]：

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{\beta_0 \ln\left(Q^2/\Lambda_{QCD}^2\right)} \quad (1.2)$$

其中，β_0 和 Λ_{QCD} 是常数，图 1.2 给出不同能标下强相互作用耦合常数和 QCD 计算结果的比较。从公式 1.2 和图 1.2 可以看出，在高能量、大动量转移情形下可以利用微扰量子色动力学(pQCD)计算并预言物理结论，这样我们可以通过高能物理实验检验 QCD。

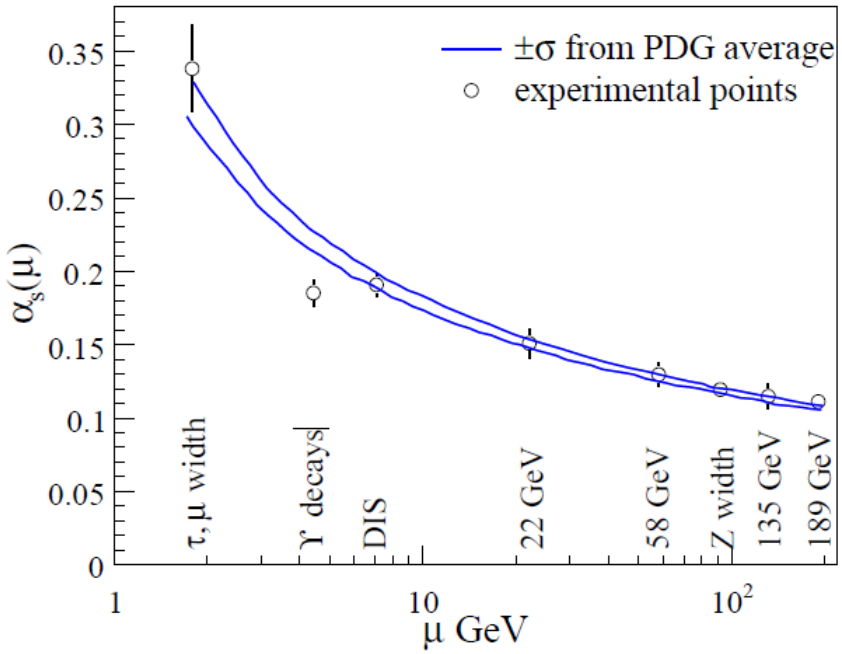


图 1.2 强相互作用耦合常数 QCD 计算结果和不同实验结果[1]

当动量转移比较小时，QCD 的耦合常数随着能标的减小将很快的接近 1，这使得高阶过程的贡献很大从而不能被忽略，因此 pQCD 在低动量转移或是长程

作用过程中不再使用。格点 QCD 是在这种情况下最成熟的方法。在格点 QCD 中，时空不是连续的，而是呈晶格状，由一些格点和它们之间的连线组成。格点代表夸克，而胶子则沿着格点之间的连线传播。当格点之间的距离趋近于 0 的时候，格点 QCD 就演变成连续的 QCD 了，但这在计算上是不可能实现的。通常可以选择一系列不同的格点大小来计算待分析的物理量随着格点大小的变化趋势，然后再外推得到连续 QCD 下的结果。但这只适用于低密度和高温的情况，在高密度环境下，如相对论重离子碰撞产生的高温高密物质，还需要其他非微扰计算。

除格点 QCD 以外，用非微扰方法来处理 QCD 的方法主要有 1/N 展开和等效理论等。1/N 展开首先在颜色种类是无限的假定下计算，然后通过增加一系列修正来减小这一假定的缺陷。AdS/CFT(Anti-de-Sitter/Conformal Field Theory)是目前很流行的一种 1/N 展开方法。它假定(p+1)维空间中的规范量子场论和(p+2)维空间中的超弦理论等价。从而通过研究一个弱耦合的弦理论来得到强耦合的场论中的一些信息。

1．2 夸克胶子等离子体和相对论重离子碰撞

1．2．1 QCD 相变和夸克胶子等离子体

当两个夸克之间的距离变大时，由于 QCD 的渐近自由特性，它们之间的作用力不会像电磁相互作用那样减小，而是通过胶子场产生一个色荷弦，形成迅速增强的吸引力来阻止它们的分离。当两个夸克具有足够大的能量而分离到一定程度时，它们更倾向于从真空中拉出一对新的正反夸克对，而不是继续分离。因此在 QCD 的理论框架下，核物质不能以色单态的形式存在，即不可能观测到孤立的夸克和胶子。这种色荷或者说带色荷的夸克都被禁闭在强子中，而不能在真空中自由存在的现象，叫做色禁闭。

格点 QCD 预言，在高温和高能量密度下，普通的 QCD 物质会转变为具有

新的色自由度的新物质–夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma–QGP)。在这种新的物质相中，介子和重子已经不复存在，都分解成液态的夸克和胶子。这些夸克和胶子也不再被禁闭在强子中，而是能在大范围内运动，这称为解禁闭。格点 QCD 理论也给出了达到这一新物质相 QGP 的一些条件，临界温度为 T_c 约 150-180 MeV，相变能量密度阈值 ε_c 为 1-3 GeV/fm^3（核物质对应的能量密度值约为 0.17 GeV/fm^3）[3]。

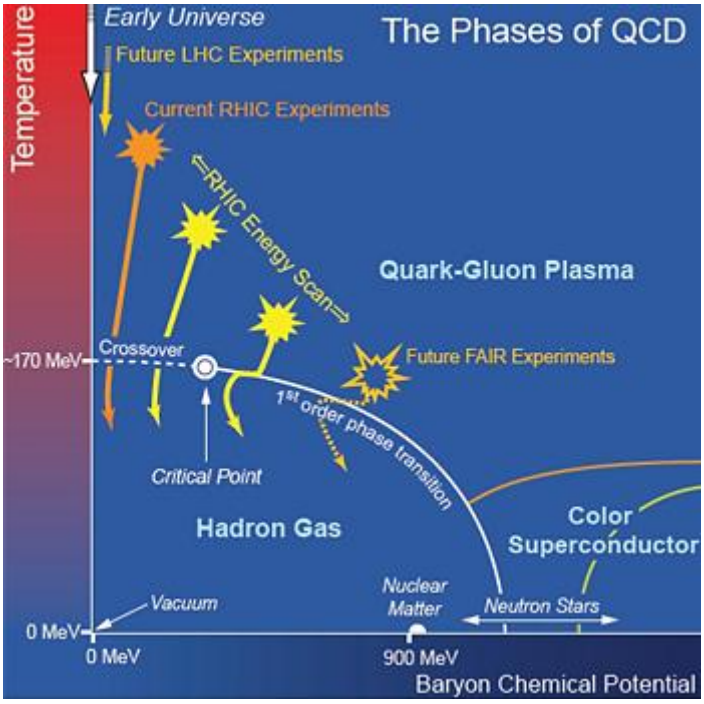


图 1.3 QCD 相图

图 1.3 为格点 QCD 计算得到的 QCD 相图。图中的相对论重离子碰撞实验将在下一小节提到。可以看出，研究 QGP 这种新的物质形态，对宇宙学也有重要的意义。根据宇宙大爆炸理论，宇宙早期的某一时段正是处在 QGP 对应的高温高密状态下。更好的了解 QGP 的性质，也能使人类更好地回答一个基本问题：我们和我们的宇宙从何而来，如何演化成今天的样子？

1．2．2 相对论重离子碰撞

研究夸克胶子等离子体物理，需要把大量的能量和核物质沉积到一个非常有限的空间内，从上世纪 70 年代开始，实验物理学家就开始试图利用重离子反应来形成这一高温高密度物质，这一方向上的实验相继有 LBNL 的 BEVALEC，GSI 的 SIS，BNL 的 AGS，CERN 的 SPS，BNL 的 RHIC 和 CERN 的 LHC。

位于美国纽约长岛布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC) 从 2001 年开始运行至今，取得了大量重要而有趣的结果。很多测量结果不能由强子自由度加以描述，具有部分子集体运动行为，展现出很多 QGP 的信号特征。这些结果包括椭圆流，喷注淬灭，重夸克等。下面一节将讨论到其中部分测量结果。

1．3 *J/ψ* 椭圆流的研究意义

1．3．1 相对论重离子碰撞中的 *J/ψ*

由粲夸克和反粲夸克组成的束缚态称为粲偶素。*J/ψ* 是第一个被发现的粲偶素，由 BNL 和 CERN 的两个实验在 1974 年同时发现。*J/ψ* 的发现导致了粲夸克被引入标准模型，翻开了标准模型的新篇章。图 1.4 是粲偶素的谱图。*J/ψ* 的 $J^{PC}=1^{--}$，$^{2S+1}L_j=^3S_1$，是粲偶素中第二低的态，也是被研究最多的态。它有相当一部分产额来自高激发态的衰变，包括 χ_c，ψ’等。还有一部分 *J/ψ* 从含有底夸克的 B 强子衰变而来。

由于高温高密介质的存在，粲偶素在高能重离子碰撞中的产额（核子碰撞对数归一后）会与高能强子碰撞中的产额不同。上世纪 80 年代，Matsui 和 Satz 的计算[4]与同时期的格点 QCD 的计算结果都预言，由于大量带色荷的自由夸克的存在，粲偶素束缚态会由于色荷的德拜屏蔽效应而融化，这会导致粲偶素在夸克胶子等离子中的产额被压低。这一产额压低被建议为 QGP 形成的最清晰的标志之一。

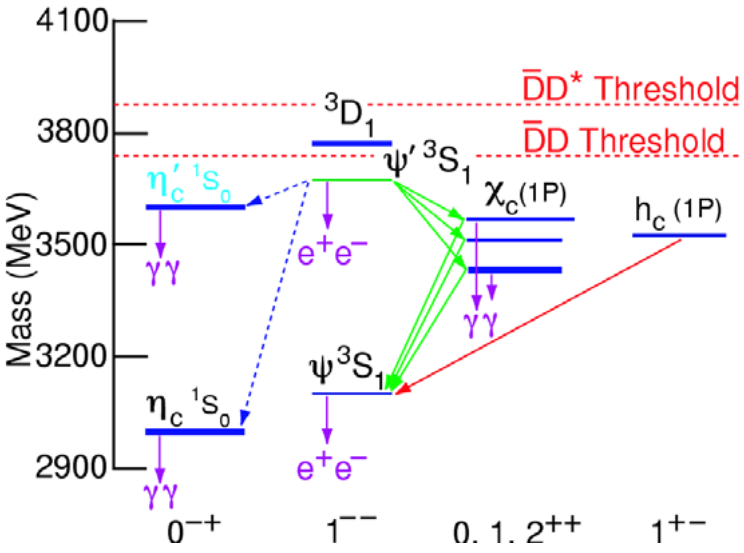


图 1.4 粲偶素谱

然而随着理论和实验的发展，人们发现一些其它的介质效应也会影响重离子碰撞中粲偶素的产额，这些介质效应可分为两类：1）QGP 及其之后的热核物质效应；2）QGP 形成之前的核物质造成的影响，这些效应并不要求 QGP 的形成，因而被称为冷核物质效应(Cold Nuclear Matter Effects, CNM)。

热核物质效应可能的贡献有：

1. QGP 中携带色荷的自由的热部分子造成的德拜屏蔽效应；
2. QGP 中没有关联的$c\bar{c}$夸克对通过再组合引起粲偶素产额的增加；
3. 粲偶素末态与同行强子反应而分解。

CNM 效应可能的贡献有：

1. 重核中部分子分布函数的改变；
2. $c\bar{c}$的准共振态与反应核之间的相互作用，通常称为核吸收；
3. 重核中部分子的多次散射，通常称为 Cronin 效应。

前面已经介绍了 QGP 中的德拜屏蔽效应，下面简单介绍一下其它几种影响重离子碰撞中粲偶素产额的介质效应。

RHIC 上测量到重味夸克衰变的电子有椭圆流，这预示着粲夸克可能达到了热平衡。如果确实如此，原生的粲夸克和反粲夸克与轻夸克一起运动，空间接

近的正反粲夸克在动量也接近，可能在 QGP 向强子物质相变时在统计上存在一定的几率重新组合形成束缚态。

同行粒子吸收是 J/ψ 的另一种吸收效应，它是通过与同行的强子相互作用而分解，发生在强子化阶段。

除了上述热核物质效应，一些初态的 CNM 效应也会影响 J/ψ 的产生。

原子核中夸克与反夸克的分布函数是决定 J/ψ 产额的因素之一。轻子与原子核之间的深度非弹性散射实验测得，原子核中的部分子分布函数与质子中的部分子分布函数不一样。在低 x（部分子携带的动量份额）区域，原子核中的部分子分布函数与质子中的部分子分布函数的比值小于 1 并随 x 上升；在 0.1<x<0.3 范围，该比值大于 1；当 x>0.3，该比值重新小于 1 并继续减小。

除了对部分子分布函数的改变，对撞核中的核子也有一定几率将还没来得及形成最终的粲偶素的准共振态打碎，分解成$D\overline{D}$。

在 J/ψ 产生之前，部分子还受到穿越原子核时发生的多次散射的影响，这会导致 J/ψ 的 p_T 分布要比在 p+p 碰撞中要宽一些。这就是所谓的 Cronin 效应。

除了理论计算，上述这些 CNM 效应也可以通过 p+A 实验来验证，而热核物质效应只可能在 A+A 实验中存在。

一般用核修正因子 R_{AA} 来描述核介质对粒子产额的影响，其定义为 A+A 对撞中平均每一对核子-核子碰撞的粒子产额与 p+p 对撞中粒子产额之比。对于没有核介质效应的硬过程，R_{AA} 为 1。

图 1.5 汇总了 RHIC 上由 PHENIX 和 STAR 实验组测得的 200 GeV 金金碰撞中，不同横动量 p_T 和中心度的 J/ψ R_{AA}。从中可以看出，低 p_T 的 J/ψ 被明显压低，并且中心碰撞的压低强于边缘碰撞。但即使在中心碰撞中，J/ψ R_{AA} 也不为零。随着 p_T 增加，压低逐渐减弱。

如前所述，由于重离子碰撞中 J/ψ 的产额可能受到很多因素的影响，如何解释实验观测到的产额部分压低仍然是一个悬而未决的问题。其中，是否存在本来没有关联的$c\bar{c}$夸克对由于在介质中热化而重新组合而成的 J/ψ，成为解释测得

的重离子碰撞中 J/ψ 的产额，以及测定介质温度和热化程度的关键。

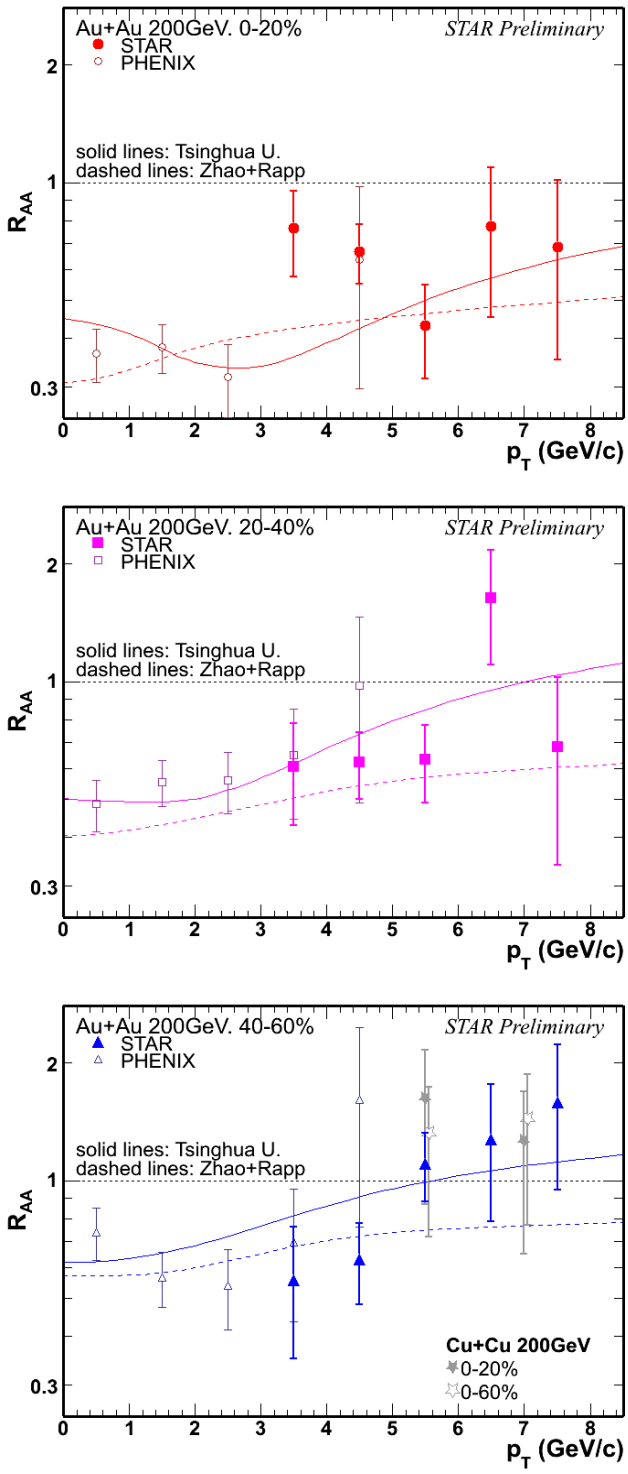


图 1.5 200 GeV 金金碰撞中不同中心度的 J/ψ $R_{AA}(p_T)$ [5]

如果 200 GeV 的金金碰撞产生的介质足以将粲夸克热化，那么实验观测到的部分压低的 *J/ψ* 有可能全部是在强子化时重新组合而成。也就是说，初始产生的 *J/ψ* 全部由于 QGP 的德拜屏蔽效应而融化。格点 QCD 计算表明，使 *J/ψ* 融化的温度大约为 2.1 T_c。这就说明碰撞产生的介质达到过很高的温度。另一方面，由于粲夸克质量比轻夸克大的多，其热化也要困难得多，粲夸克热化本身也说明碰撞产生的介质热化非常充分。

反之，如果实验观测到的部分压低的 *J/ψ* 主要是初始产生的，那么可能被融化的只是会衰变为 *J/ψ* 高激发态的粲偶素，如 χ_c，ψ'等。χ_c 和 ψ'的融化温度分别约为 1.16 和 1.12 T_c。因此这个图像与通常认为的 200 GeV 金金碰撞产生的温度（~1.5 T_c）更加符合。

1．3．2 椭圆流

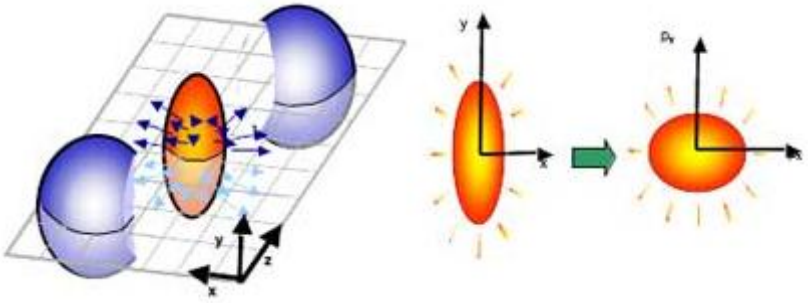


图 1.6 椭圆流的形成

如图 1.6 所示，在非中心重离子碰撞中，两个原子核的重叠区是空间各向异性的，各向异性的压力梯度将通过碰撞产生的部分子之间的散射，形成末态动量空间的各向异性。这种各向异性可以进行如下傅里叶展开：

$$E\frac{d^3N}{dp^3}=\frac{d^2N}{2\pi p_T dp_T dy}\left(1+\sum_{n=1}^{\infty}2v_n\cos\left[n\left(\phi-\Psi_{rp}\right)\right]\right) \tag{1.6}$$

$$v_n=<\cos\left[n\left(\phi-\Psi_{rp}\right)\right]> \tag{1.7}$$

其中 Ψ_{rp} 表示反应平面的方向。第二谐振系数 v_2 被称为椭圆流。由于碰撞重叠区近似于椭圆形状，椭圆流是中央快度区里观测到的最大的各项异性谐振系数。

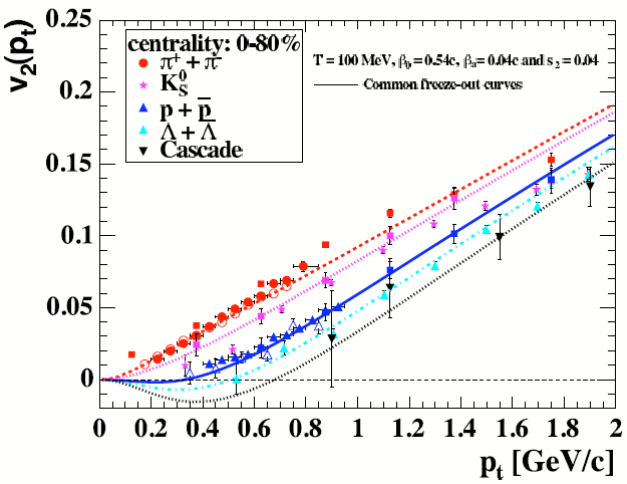


图 1.7 不同粒子的 $v_2(p_T)$和基于流体力学的爆炸波模型拟合结果

图 1. 7 显示了不同粒子的 v_2 以及流体力学模型的预言。在低横动量区间，质量小的粒子有更大的 v_2。这种规律可以用流体力学模型解释。而该模型假设系统为理想的相对论流体，弛豫时间远小于该平衡系统的演化时间。因此实验结果和该模型预言的一致性显示了碰撞产生的物质的早期热化。

图 1.8 显示了不同粒子的 v_2 和 p_T 以组分夸克数(Number of Constituent Quarks, NCQ)标度后的关联。从图上可以看出在 p_T/NCQ > 0.6 GeV/c 的区间，除了 π 介子由于有相当一部分来自共振态衰变而在低横动量处有些偏离外，其它的各种强子都落在同一条曲线上。假设强子是由组分夸克聚合形成的聚合模型能合理地解释这些测量结果。因此这一结果支持集体流是在部分子层次上发展而来的观点，提供了 RHIC 上达到解禁闭的证据。

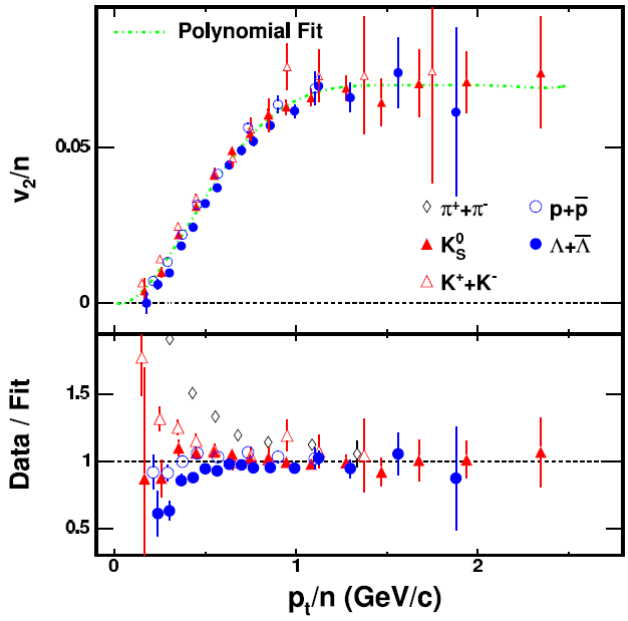


图 1.8 200 GeV 金金碰撞中 v_2 的夸克组分数标度[6]

1．3．3 J/ψ 椭圆流的研究意义

如前所述，虽然 J/ψ 产额压低是 QGP 产生的最清晰的信号之一，但由于很多因素的影响，如何解释实验观测到的产额部分压低仍然是一个悬而未决的问题。其中，重离子碰撞中观测到的 J/ψ 的产生机制，成为解释测得的 J/ψ 的产额，以及测定介质温度和热化程度的关键。J/ψ 椭圆流提供了从另一个方面研究其产生机制的实验手段。一些模型计算表明，如果 J/ψ 由被介质热化的$c\bar{c}$夸克对在强子化时重新组合而成，那么它将像轻夸克粒子一样，带有比较大的 v_2；反之，初始碰撞产生的 J/ψ 本来没有 v_2，即使考虑不同方向上由于通过介质距离不同，吸收不同（泄漏效应），也只能产生非常有限的 v_2。

图 1.9 为各种理论计算的 J/ψ $v_2(p_T)$，这里只选取了部分理论计算的结果作为代表。曲线(1)给出了原初 J/ψ 由于泄露效应而具有的非常有限的 v_2[9]。曲线(2)，(3)，(4)是假设 J/ψ 由$c\bar{c}$夸克对聚合而来的聚合模型[7][8][9]。其中，(2)假设 J/ψ 在整个系统强子化时瞬间产生，(3)和(4)在输运模型模拟了 J/ψ 产生。总的来说，聚合模型产生的 J/ψ 都有比较大的椭圆流。曲线(5)和(6)则同时考虑合成产生和

原初产生的 J/ψ[10][11]，其椭圆流介于原初产生与聚合产生之间。最后一组曲线(7)给出了的不同条件下流体力学模型的计算结果[12]，包括假设理想流体或有粘滞系数的流体，以及假设在化学冻结或动力学冻结条件下产生 J/ψ，其预言的 J/ψ 椭圆流都随横动量上升很快。

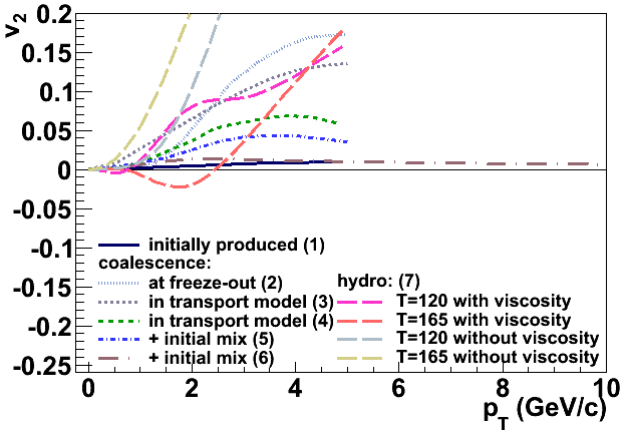


图 1.9 各种理论计算的 J/ψ $v_2(p_T)$

除了研究 J/ψ 在相对论重离子碰撞中的产生机制，作为粲夸克偶素，J/ψ 的椭圆流也可能反应粲夸克本身的椭圆流，从而了解粲夸克是否被热化，参与轻夸克的集体流。由于粲夸克质量远大于轻夸克，它的热化要困难的多，如果粲夸克也参与了轻夸克的集体流，说明碰撞产生的介质已经充分热化。

由于粲夸克不能直接测量，它的椭圆流只能间接测量。除了粲夸克偶素，其它的测量方式包括通过重味强子衰变产生的电子，以及直接测量重味强子如 D^0 介子。这些测量方式各有优劣。

包括 J/ψ 在内的粲夸克偶素不含别的夸克组分，但其产生机制有可能是在碰撞初期硬过程中直接产生的，不一定能反映介质中粲夸克的椭圆流。

测量含重味强子半轻子道衰变产生的电子，首先会受轻夸克对重味强子动量贡献的影响，而在后面的衰变中，电子的动量又有衰变释放能量带来的随机分布。图 1.10 显示了 D^0 介子与其衰变的电子横动量之间的关系，可以看出，两者横动量之间的关联并不强。图 1.11 是 PHENIX 实验组测量的重味强子衰变产生的电子的椭圆流[13]。该实验结果更倾向于粲夸克有椭圆流，但由于 D^0 介子

与其衰变的电子的动量关联并不强，仍不能得出清晰的结论。

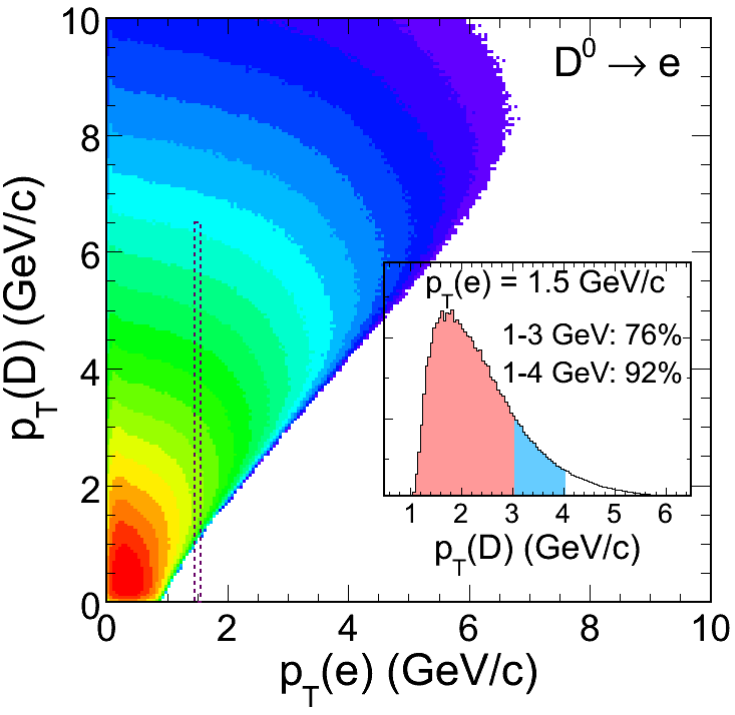


图 1.10 D^0 介子与其衰变的电子横动量之间的关系

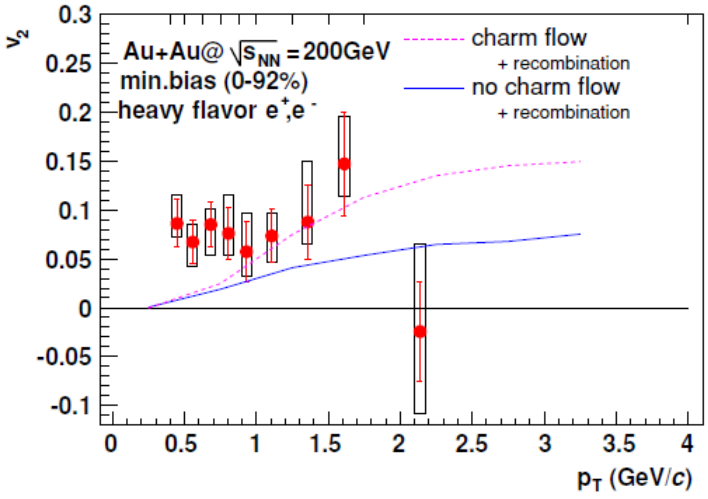


图 1.11 PHENIX 实验组测量的重味强子衰变产生的电子的椭圆流[13]

直接测量重味强子，是测量粲夸克集体流在物理上最有效的方法，但在实验上，重味强子如 D^0 介子一般通过强子道重构，信噪比很低。只有通过精确测量衰变顶点，把它们和原初顶点区分开，才能得到较明显的信号。由于重味强

子衰变时间一般很短(D^0 介子 $c\tau \sim 122.9\ \mu m$)，重构它的衰变顶点需要很精确的径迹探测器，如 STAR 将在 2014 年左右开始运行的重味径迹探测器(Heavy Flavor Tracker – HFT)[14]。

终上所述，测量 *J/ψ* 椭圆流，既可以研究它在重离子碰撞中的产生机制，从而研究德拜屏蔽效应对不同粲偶素的压低作用，又有可能提供粲夸克集体流的信息，从而研究碰撞产生介质的热化程度。本文将在第 4 至 6 章依次介绍 *J/ψ* 的鉴别，椭圆流的计算，和 *J/ψ* 椭圆流的测量结果。

1．4 STAR 高级触发系统（High Level Trigger – HLT）的意义

STAR 是 RHIC 上的螺线管径迹谱仪(Solenoidal Tracker At RHIC)的缩写。它是 RHIC 的四个实验装置之一。STAR 最大的特点是具有一个筒状的时间投影室(Time Projection Chamber – TPC)，这使得它拥有很好的粒子动量分辨率，能区分正负粒子，能通过粒子在气体中的能量损失来进行粒子鉴别，并在中间快度区有 2π 的方位角覆盖。这些优势使 STAR 能在 RHIC 上开展很多方向的研究。但 TPC 的使用也带来一些不足，最突出的一点就是采样频率低，每个事件的数据量大，重建需要的计算机时多。STAR TPC 就像一个拥有 50M 像素的立体照相机，一个典型的 STAR 金金对撞事件的大小接近 M 字节量级，离线计算处理需要的 CPU 时间接近 100 s。

在 STAR 运行之初，RHIC 的金金碰撞设计亮度对应约 2.4 kHz 的事件频率，STAR 经过快探测器和低级触发系统的选择触发，数据采样频率约 50 Hz。而现在 RHIC 计划在几年内将亮度提高到原设计的 40 倍。同时 STAR 数据采集系统的升级(DAQ1000)，使得 STAR 的数据采集速率提高到了约 500 Hz。这给后期的数据计算处理带来了很大的压力。以一天采集数据 12 小时计，STAR 一天采集的数据需要 5000 个 CPU 计算 12*3600*500*100/5000/3600/24 = 5 天。如果 RHIC 连续运行半年 200 GeV 金金碰撞，5000 个 CPU 的计算机农场也不能满足 STAR 的数据处理需要。

另一方面，对很多高产额物理的研究，如最常见的粒子 π、k 和质子在低横动量区间的谱和椭圆流，系统误差已经成为主要的误差来源，不需要更多的数据来减小统计误差了。对数据量仍然有较大需求的，往往是一些低产额的物理过程，如高横动量、双轻子、轻核等。含高横动量粒子的事例可以用来研究喷注淬火现象。双轻子的研究涵盖了热发射，粲夸克衰变，和 Drell-Yan 过程产生的双轻子，同时也是研究包括 J/ψ 在内的重味夸克偶素最好的衰变道。在高能核对撞实验的中间快度区，氦 3、氦 4 等轻核及对应的反物质核产额很低，可以用 HLT 将包含它们的事件在线挑选出来。其中对反氦 4 的发现，HLT 做出了重要的贡献，将在下面的章节中再提到。

由低级触发系统触发并采集的事例中，只有很少一部分含有上述低产额的物理过程。高级触发系统(HLT)能在线进行粒子径迹和事件重建，从而挑选出包含这些低产额物理过程的事例，缩短离线数据计算的时间。

同时，高级触发系统的在线事件重建也能帮助对数据采集进行监控，及时掌握加速器和各探测器的运行状态。例如在 RHIC 的束流能量扫描实验中，有很高的束流撞击管线产生的本底。HLT 是唯一能在线提供 3 维原初顶点位置的系统，能有效地检测对撞“好事件”与管线本底事件的比例，帮助加速器及时调整运行状态。

本文将在第 3 章详细介绍 HLT 的结构、特点、性能和应用等。

第二章 RHIC-STAR 实验装置

2．1 相对论重离子对撞机-RHIC

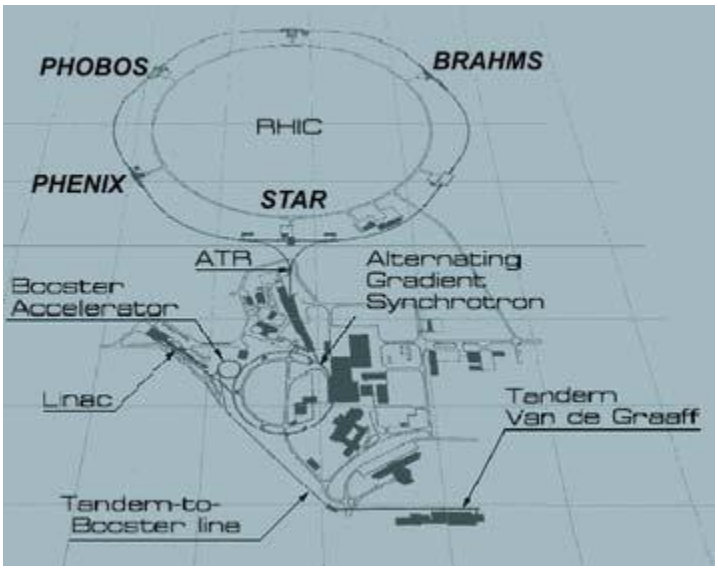


图 2.1 RHIC 示意图

位于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC)[15]于 1999 年建成，是世界上第一个实现重离子对撞的实验装置。它可以把重离子束加速到 100 GeV/u，其质心能量比固定靶要高数十倍甚至更高。RHIC 周长 3.8 km，有 1000 个超导磁铁用来聚焦和引导束流加速并碰撞。图 2.1 给出了 RHIC 的分布示意图，脉冲溅射离子源(Pulsed Sputter Ion Source)串列发射金原子束，金原子束通过第一个串列的静电加速器(the Tandem Van de Graaff)，束流能量达到 15 MeV，金离子电荷为 Q = -1e。然后束流通过第一个剥离器(the Striping Foil)，该剥离器在两个串列的静电加速器之间，此时金离子电荷为 Q = +12e。经过第二个静电加速器，金离子获得 1 MeV/u 的能量。再经过第二个剥离器，金离子电荷变为 Q = +32e。通过增强同步加速器(the Booster Synchrotron)束流被加速到 95 MeV/u 的能量。在增强同步加速器与交变梯度同步

加速器(the Alternating Gradient Synchrotron – AGS)之间是另一剥离器，使金离子电荷为 Q = +77e，在 AGS 中金离子束被加速 10.8 GeV/u 的能量。从 AGS 出来的束流，通过最后一个剥离器剥离所有电子，使金离子电荷达到 Q = +79e。最后，离子束流注入到 RHIC 环，对离子束进一步加速并储存束流，束流储存寿命可达到 10 小时。RHIC 有两个独立的超导储存环，用来累积、加速和存储束流，有图 2.1 所示的六个对撞点，运行的实验装置分别是 6:00 位置的 STAR，8:00 位置的 PHENIX，10:00 位置的 PHOBOS 和 2:00 位置的 BRAHMS。

表 2-1 RHIC 主要参数

Top Au+Au $\sqrt{S_{NN}}$	200 GeV
Top p+p $\sqrt{S_{NN}}$	500 GeV
Ave. luminosity (Au+Au)	~$2*10^{26}cm^{-2}s^{-1}$
Ave. luminosity (p+p)	~$4*10^{30}cm^{-2}s^{-1}$
Bunches per ring	60
Ions per bunch (Au)	10^9
Ions per bunch (p)	10^{11}
Crossing points	6
Beam lifetime (store length)	~10 hours
Circumference	3.8 km

表 2-1 列出了 RHIC 的一些主要设计参数[16]。现在 Au+Au 200 GeV 和 p+p 500 GeV 的亮度已经分别提高到了~$20*10^{26}cm^{-2}s^{-1}$ 和~$55*10^{30}cm^{-2}s^{-1}$，都提高了一个量级。另外在 p+p 对撞中，RHIC 已经具备了提供横向和纵向极化束流的能力。从 2000 年开始运行以来，RHIC 成功的进行了 200 GeV、130 GeV、62.4 GeV、39 GeV、27 GeV、19.6 GeV、11.5 GeV、9.2 GeV、7.7 GeV 的 Au+Au 碰撞实验，200 GeV 和 500 GeV 的 p+p、200 GeV 的 d+Au、200 GeV 和 62.4 GeV 的 Cu+Cu 碰撞实验。本文将详述的 *J/ψ* 椭圆流研究，使用的是 2010 年采集的 Au+Au 200 GeV 碰撞中 STAR 实验装置采集的数据。

RHIC 出色的性能使得人们可以用它来进行三个大的方向的研究。首先是通过相对论重离子对撞来寻找和研究夸克胶子等离子体，这是 RHIC 设计时的主要目的，本文将详述的 J/ψ 椭圆流研究也属于这个范畴；其次是用极化的 p+p 对撞来研究质子自旋的来源；最后是在近两年开展的利用束流能量扫描，寻找 QCD 相图中的临界点。

2．2 STAR 实验装置

2．2．1 STAR 实验装置总述

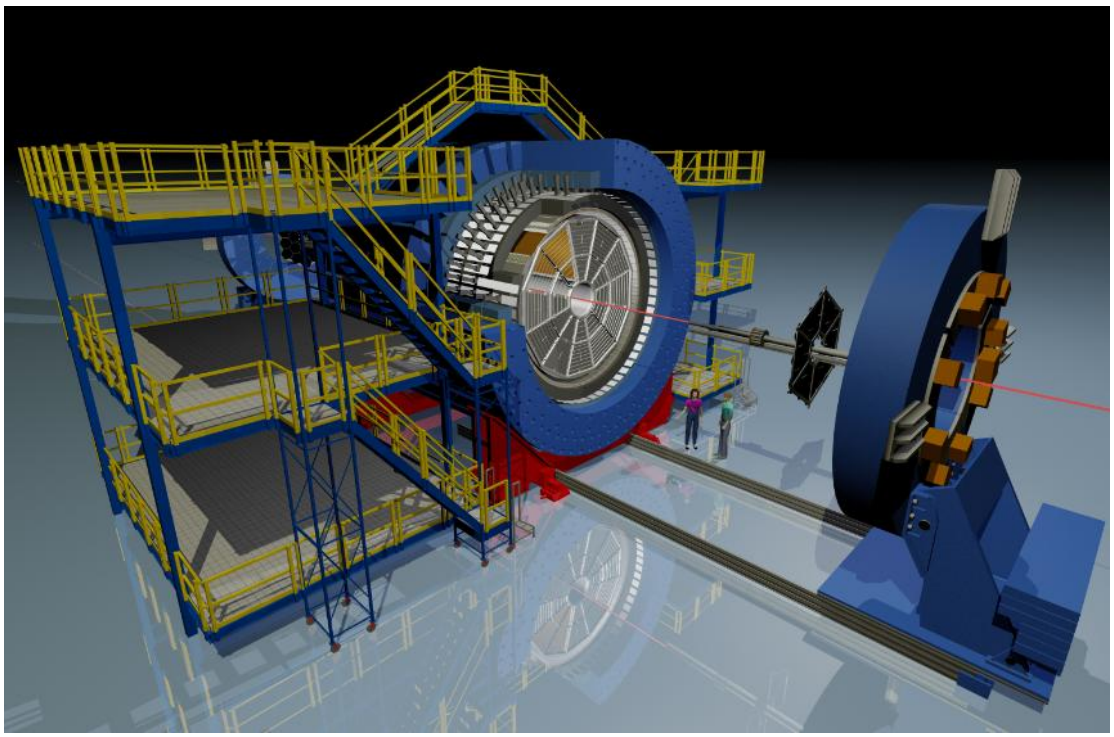


图 2.2 STAR 实验装置示意图

STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) [17]谱仪是 RHIC 上的 4 个探测器装置之一，它由多个探测器组成，共同完成粒子探测。图 2.2 是 STAR 谱仪的示意图。可以看出 STAR 谱仪以筒状磁铁产生的中心快度区匀强磁场为特征，具有方位角对称、接收度较大等优点。

图 2.3 是 STAR 谱仪的剖面图，图中显示了已经完成的、正在建造的和正在预研的各种探测器。在中心快度区，从里向外依次是：正在建造的重味径迹探测器(Heavy Flavor Tracker – HFT)、时间投影室(Time Projection Chamber – TPC)、桶部飞行时间探测器(Barrel Time Of Flight detector – BTOF)、桶部的电磁量能器(Barrel ElectroMagnetic Calorimeter – BEMC)、磁铁和尚在预研的 μ 子探测器(Muon Telescope Detector – MTD)；在前向快度区，由近及远依次分布着前向气体电子倍增径迹探测器(Forward GEM Tracker – FGT)、端部的电磁量能器(Endcap ElectroMagnetic Calorimeter – EEMC)、束流计数器(Beam Beam Counter – BBC)、前向介子探测器(Forward Meson Spectrometer – FMS)、罗马罐(Roman Pot)、赝顶点探测器(pseudo Vertex Position Detectors – pVPD)、零度量能器(Zero Degree Calorimeters – ZDC)；在另一个前向快度区，还有光子多重数探测器(Photon Multiplicity Detector – PMD)和前向 π 介子探测器(Forward Pion Detector – FPD)。

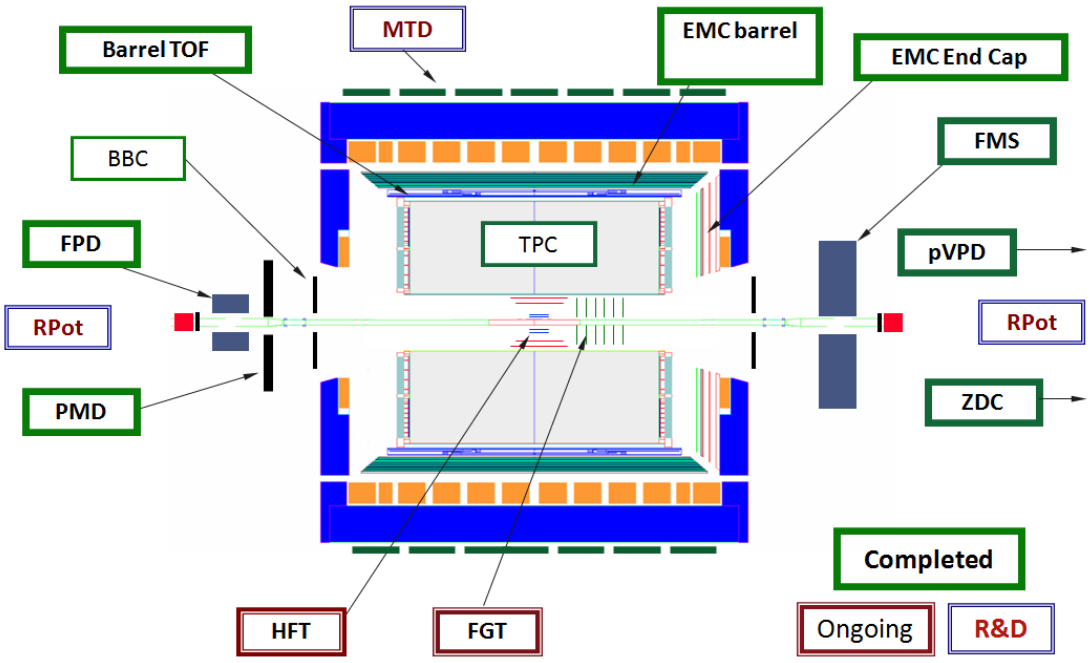


图 2.3 STAR 剖面图

除了以上这些现在正在使用、建造或研发的探测器，还有一些探测器曾经在 STAR 上使用过，现在被替换掉了，例如环像切伦科夫探测器(Ring-Imaging

Cherenkov detector – RICH)、中央环形触发探测器(Central Trigger Barrel – CTB)、前向时间投影室(Forward Time Projection Chamber – FTPC)和硅顶点探测器(Silicon Vertex Tracker – SVT)。

STAR 谱仪的筒状磁铁产生的 0.5 特斯拉匀强磁场，结合大体积的筒状 TPC，使得 STAR 可以中心快度区 2π 方位角内区分粒子电荷，精确测量粒子的动量，并利用粒子在气体中的能量损失进行粒子鉴别。在下面几节中，将详细介绍 TPC 和它外面的 TOF 和 BEMC，这是 HLT 现在主要使用的几个探测器，也是 *J/ψ* 椭圆流研究中用到的主要探测器。

2．2．2 时间投影室（Time Projection Chamber - TPC）

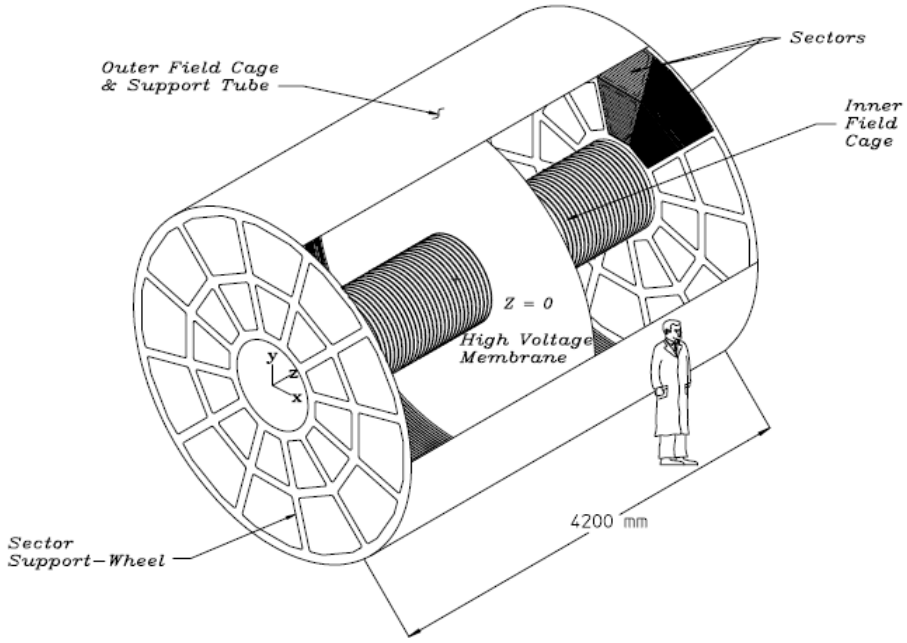


图 2.4 STAR 时间投影室 TPC

时间投影室(TPC)是 STAR 谱仪的最重要探测器，可以覆盖中间快度区的全 2π 方位角，赝快度|η |<1.8 的范围，记录大量碰撞产生的粒子信息[18]。图 2.4 是时间投影室 TPC 示意图，时间投影室 TPC 内半径约 50 cm，外半径 200 cm，纵向分为两个长度 210 cm 的漂移区，两漂移区被投影室中央的阴极膜(Central

Cathode Membrane – CM)隔开，阴极膜上加高压 28 kV。两个漂移区内充满混合气体 P10 - 氩气 90 %，甲烷 10 %，压强调节在比大气压高 2 mbar 的范围。在两个漂移区的两端为用于信号放大的多丝正比室和接地的阳极读出系统。每一端在方位角上分为对称的 12 个扇区，两端一共 24 个。

图 2.5 是 TPC 扇区读出系统的示意图[18]。每个扇区有 5692 个读出片，分布在 45 排上，其中 13 排位于内分扇区，剩下 32 排位于外分扇区。内分扇区读出片更细，两排之间间距更大，便于精确测量位置；外分扇区读出片稍宽，但排距小，便于开始径迹重建和精确测量能量损失。内分扇区的多丝正比室阳极电压 1170 V，外扇区 1390 V。

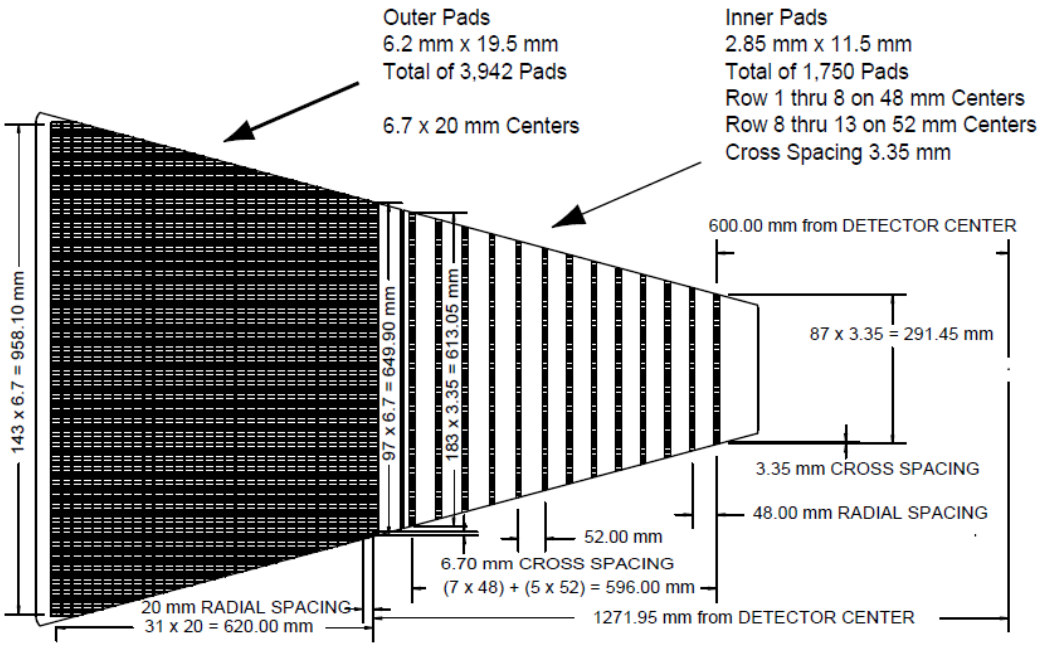


图 2.5 TPC 扇区读出系统示意图

当一个碰撞产生的带电粒子通过 TPC 时，会使其中的气体发生电离，形成电子和阳离子。在中央阴极膜与内外筒壁共同产生的匀强电场作用下，电离产生的电子向 TPC 两端平行漂移。电子漂移到 TPC 两端后，在多丝正比室被阳极丝周围的高压雪崩倍增放大，形成电荷信号。这个电荷信号的位置，大小和时间被读出片记录下来。以 TPC 的中轴为 z 轴，则读出片的位置对应电子产生处

的 xy 位置。而信号的时间可以用来推算电子漂移的时间，由于电子漂移的速度恒定（~4.45 cm/μs），可以据此计算出电离发生处的 z 坐标。这样得到的产生电离的三维位置称为一个击中点。电荷信号的大小则与粒子的能量损失相关，粒子在气体中能量损失越大，电离的电子越多，在一排读出片上产生的信号就越大。这样，TPC 可以通过一系列击中点测量出一个粒子通过的径迹的位置和能量损失。

在匀强磁场中，带电粒子受洛伦兹力作用而作螺线形运动。粒子带电荷正负不同，洛伦兹力方向不同，螺线形的方向也不同。每单位电荷的横动量越大，螺线形的半径越大。根据单位电荷横动量和径迹方向，就可以推算粒子的三维动量。

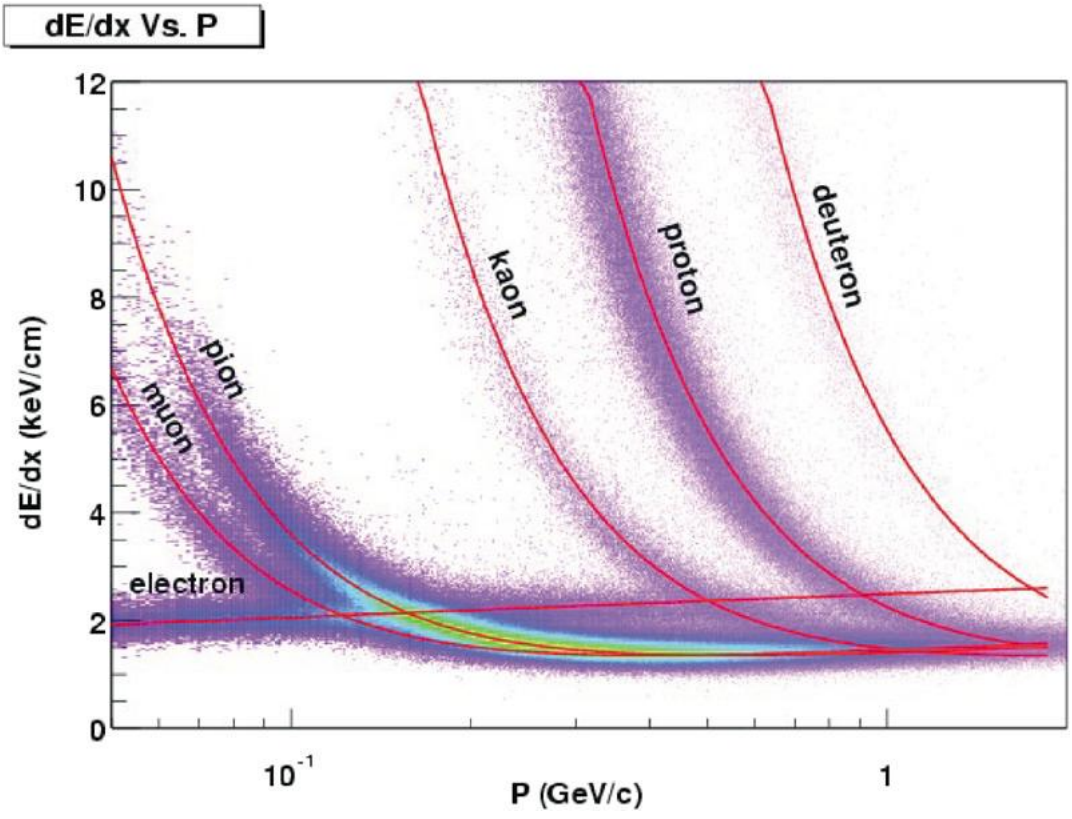


图 2.6 不同粒子能量损失与动量的关系

测得了粒子的动量和单位距离上的能量损失(dE/dx)，就可以通过这两者的关系在一定的动量区间里进行粒子鉴别。图 2.6 显示了不同粒子能量损失与动量

的关系。可以看到每种粒子能干净地鉴别的动量范围不同。而电子由于在很多动量处与别的粒子的能量损失带相交，能单独靠能量损失鉴别的范围很小。

2．2．3 飞行时间探测器（Time Of Flight detector - TOF）

通过测量粒子的飞行时间，结合 TPC 测得的动量，可以计算粒子的质量，由此可鉴别粒子的种类。STAR 飞行时间探测器(TOF)位于时间投影室和桶状电磁量能器之间，由 120 片组成，东西两边各 60 片。每片由 32 个多气隙阻性板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber – MRPC)构成。

MRPC 是一种新型的气体探测器，它结构简单，价格便宜，并能达到很好的探测效率和时间分辨。TOF 采用的 MRPC 由上下两块电极板和一组平行放置的玻璃板构成，玻璃板间的气隙范围通常在 0.2-0.3mm。最外层的玻璃板通过电阻性电极和高电压相连，而所有的内层玻璃板处于浮置的电位。其基本结构如图 2.7。所有气隙处于均匀的强电场下，形成探测器的灵敏区。带电粒子穿过室时，在灵敏区内产生的电离会立即开始气体雪崩过程，并在感应电极上产生可观察的信号。

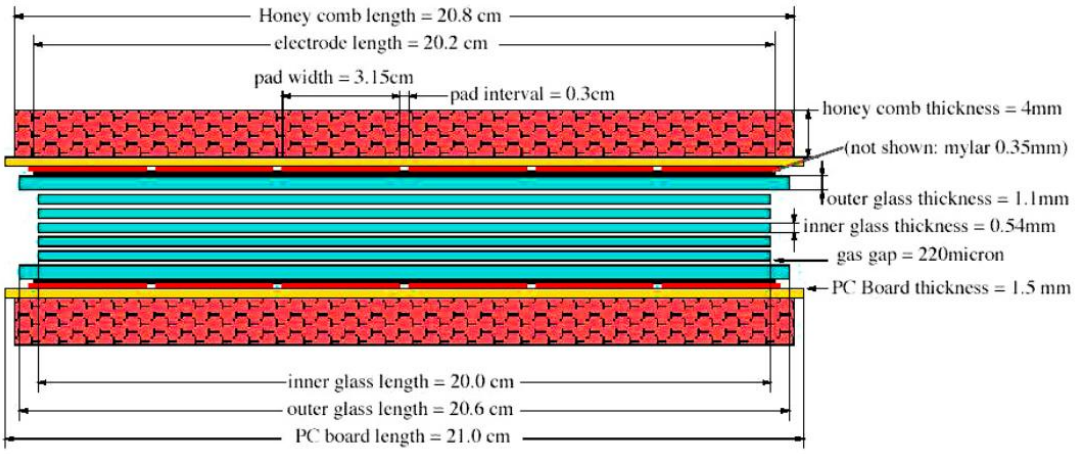


图 2.7 TOF MRPC 和读出单元

MRPC 多路读出有 2 * 6 个读出单元,每个单元尺寸为 6.3 cm * 3.1 cm，各读出单元之间有 3 mm 的间距，整个探测器的灵敏面积为 20 cm * 6.3 cm。外玻璃

板尺寸为 21.6 cm * 8.9 cm ，厚度为 1.2 mm ，其外表面上粘以一层电阻率为 ~8*10^5 Ω 的碳膜作为电极和高压相连。电极与读出印制版之间通过一层 0.35 mm 厚的聚酯薄膜绝缘。在外玻璃板之间有 5 块面积为 19.8 cm * 6.8 cm，0.54 mm 厚的内层玻璃。玻璃之间有直径 0.25 mm 的尼龙丝分隔形成 6 个均匀气隙。为防止玻璃形变，在读出印制板外粘以 6 mm 厚的蜂窝板。MRPC 所用玻璃的体电阻率约为 8*10^{12} Ω*cm。室体放在一个气密的盒子内，并通以一个大气压的 90% C_2F_5H + 5% SF_6 + 5% iso-C_4H_{10} 混合气体。采用负电性的气体和 SF_6 是为了有效的抑制流光的产生，确保 MRPC 工作在正比雪崩的模式。每个读出单元都直接与前端低噪音快放大器连接，信号经过放大后经甄别器连到时间数字转换插件 TDC。

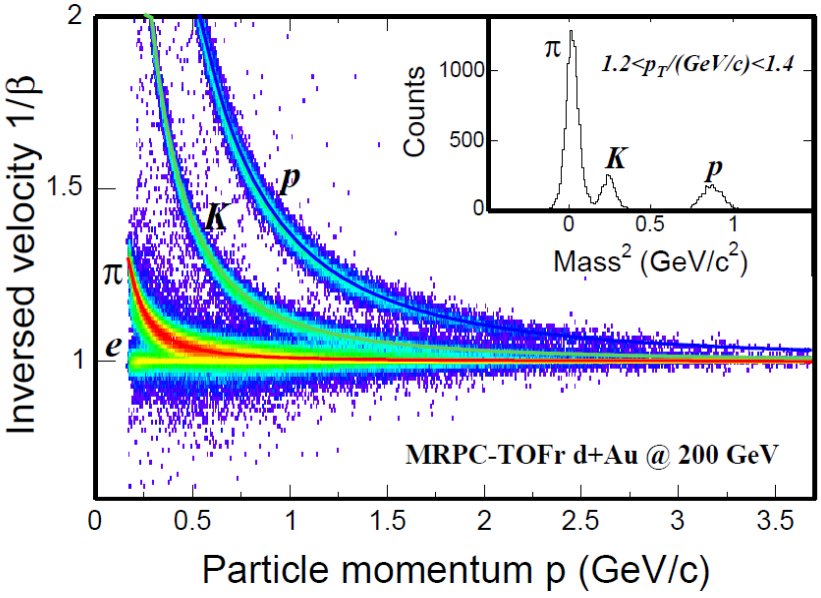


图 2.8 利用 TOF 和动量进行粒子鉴别

TOF 覆盖的范围为：赝快度|η| < 1 ；方位角 Δφ= 2π。在金金 200 GeV 碰撞中 TOF 探测器单独的时间分辨率约 80 ps，加上由顶点位置探测器(vpd)测量的开始时间误差，总的 TOF 分辨率约 90 ps。图 2.8 显示了利用 TOF 和动量结合进行粒子鉴别，其中大图纵坐标为速度的倒数，横坐标为动量，小图横坐标为计算得出的粒子质量。可以看出，飞行时间探测器在中动量区域具有很好的粒子鉴

别能力，可以把 K 介子和 π 介子的鉴别从用 TPC 鉴别的 0.7 GeV/c 提高到 1.6 GeV/c，质子和 π 介子的鉴别从 TPC 鉴别的 1.1 GeV/c 提高到 3 GeV/c。

中国 STAR 合作组在飞行时间探测器(TOF)的研制中做出了突出贡献。

2．2．4 顶点位置探测器（Vertex Position Detector - VPD）

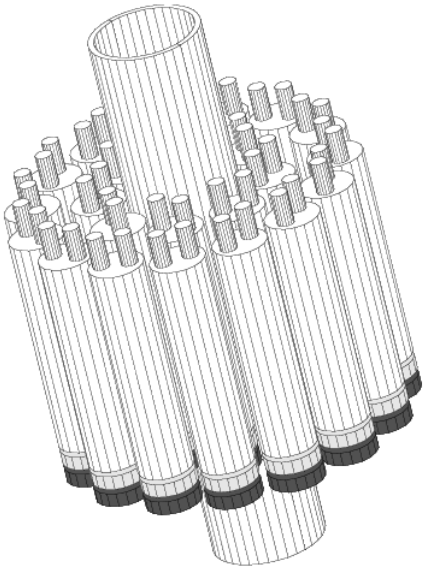


图 2.9 VPD 结构图

顶点位置探测器(VPD)位于 STAR 中心的东西两侧 3 m 处。每一侧的 VPD 探测器由 24 个闪烁体加光电倍增管单元，分两层环绕束流管线组成，如图 2.9 所示。通过探测碰撞产生的大快度粒子，VPD 可以实现 3 个功能：通过两侧信号时间差探测碰撞顶点位置，作为触发探测器高效率地触发碰撞顶点合适的事件（一般取碰撞顶点+-30 cm 的事件），以及通过两侧信号时间计算碰撞时间，作为粒子 TOF 的开始时间。在金金 200 GeV 碰撞中，VPD 测量的开始时间分辨率约 30 ps。

2．2．5 桶部电磁量能器（Barrel Electro-Magnetic Calorimeter - BEMC）

桶部电磁量能器(BEMC)[19]利用电磁簇射测量粒子的能量。它位于磁铁和

TOF 之间，内径约 220 cm，接受度与 TPC 相当（|η| < 1，2π 方位角）。总共有 120 个模块，东西两边各 60 个，每个模块覆盖一个单位快度，和一个圆周的 1/60。每个模块长 293 cm，宽 26 cm，有效区厚 23.6 cm。每个模块又被分成 40 个单元，方位角 φ 方向 2 个，赝快度 η 方向 20 个。每个单元覆盖范围 Δφ、Δη 都是 0.05。整个 BEMC 共 4800 个单元。每个单元的形状都是相对于 TPC 中心成辐射状，如图 2.10 所示。

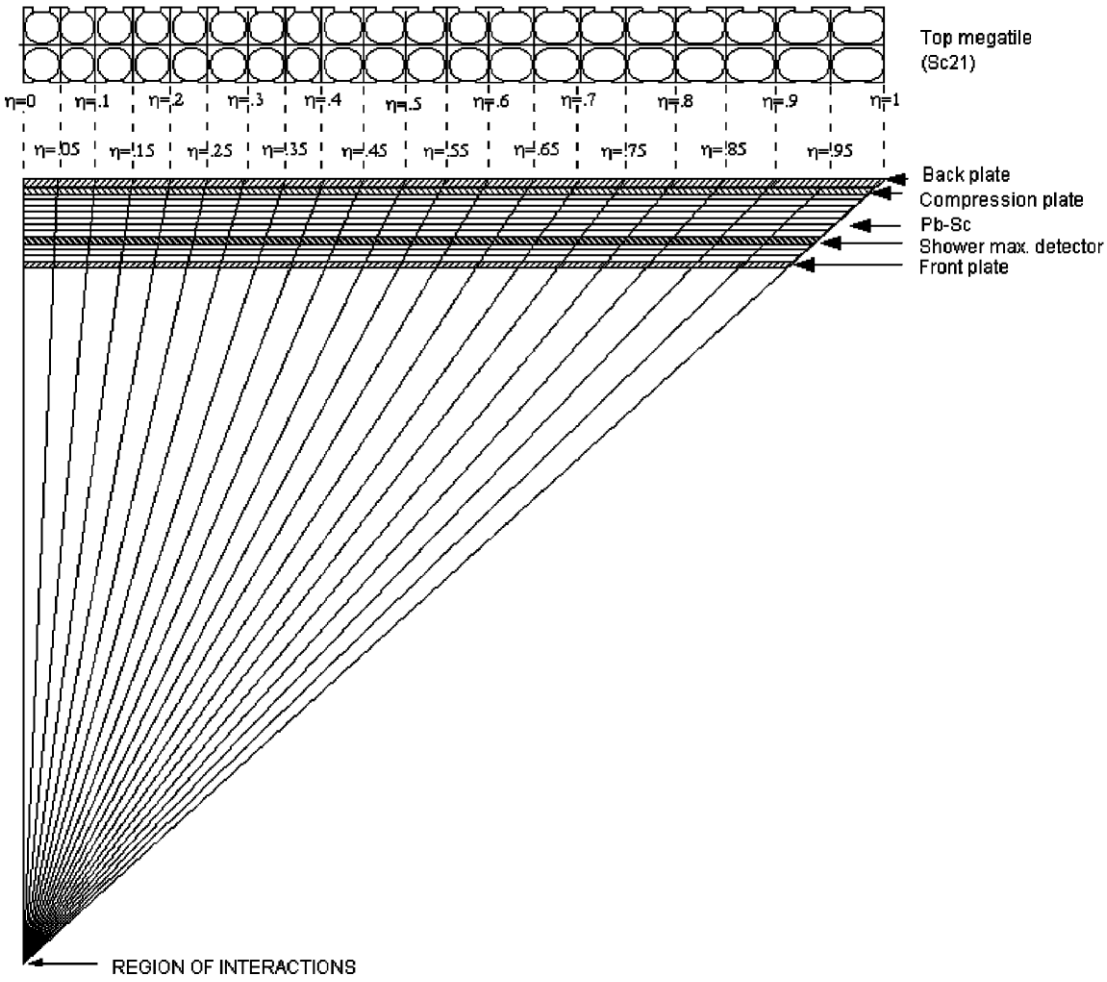


图 2.10 BEMC 模块示意图

由于面积大和径向空间的限制，STAR BEMC 采用取样量能器设计，由铅和塑料闪烁体层叠而成。图 2.11 是一个探测器单元的示意图。其主体部分为铅-闪烁体层和离内表面约 5 个辐射长度的桶部簇射最大探测器(Barrel Shower

Maximum Detector – BSMD)，总共包含 20 层 5 mm 厚的铅、19 层 5 mm 厚的塑料闪烁体和 2 层 6 mm 厚的塑料闪烁体。两层较厚的闪烁体放在探测器的最前面，单独读出作为簇射前探测器。

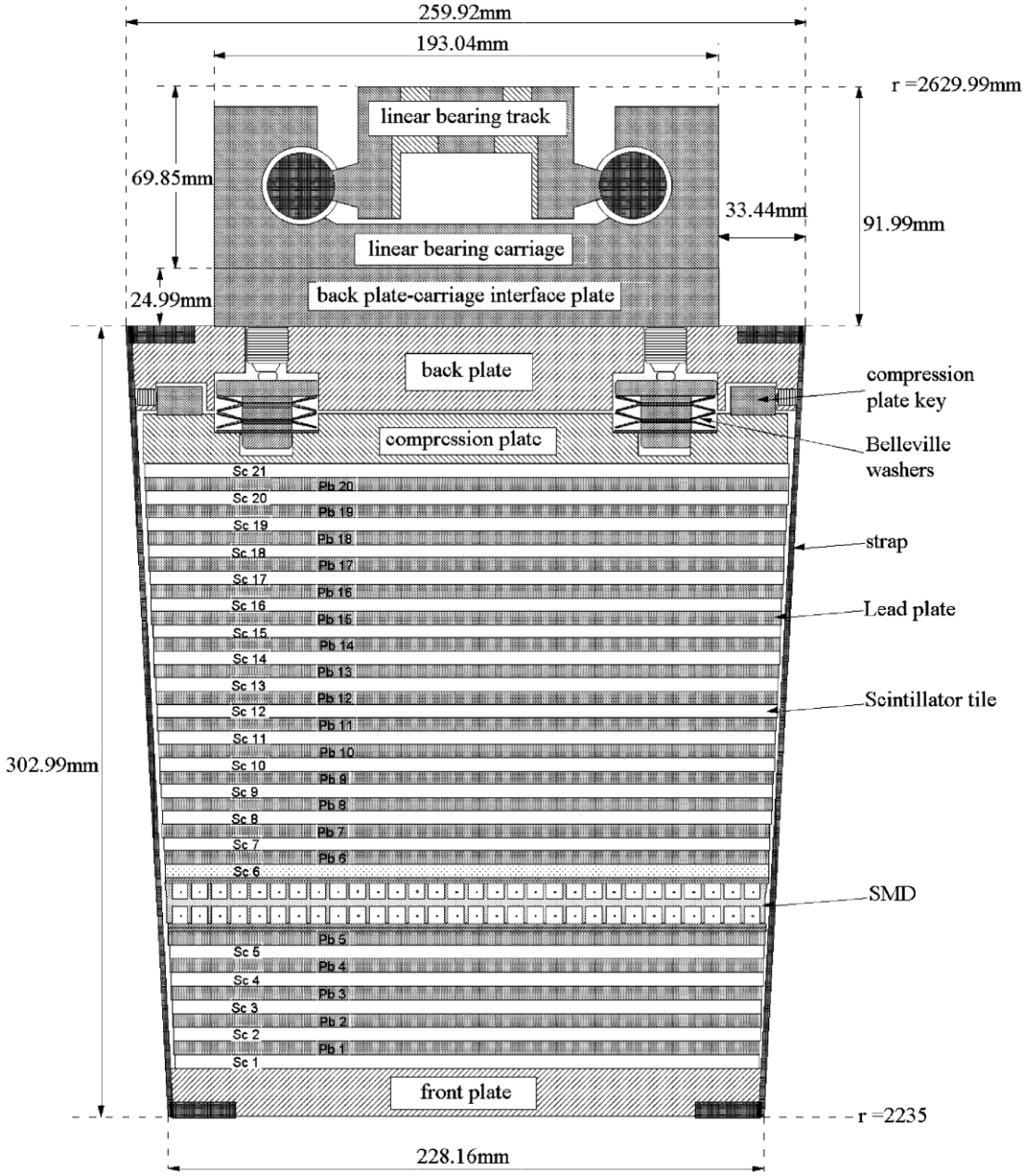


图 2.11 BEMC 单元示意图

BEMC 在 $\eta = 0$ 处厚度约 20 个辐射长度(20 X_0)，其本征能量分辨为 $\sigma_E/E \sim 1.5\,\% + 14\,\%/\sqrt{E}$。强子本底会导致有效分辨变差，在中心金金对撞事件中，1.5

GeV 的电子的能量分辨率约为 17 %，3 GeV 的电子的能量分辨率可达 10 %[19]。

第三章 高级触发系统

3．1 总述

STAR 高级触发系统(High Level Trigger – HLT)是由一系列计算机硬件和软件构成的。能够在线进行事件重建，对感兴趣的低产额事件进行判选，缩短离线数据计算的时间。同时，HLT 的在线事件重建也为数据获取的质量控制提供了更丰富且及时的信息。我参与了 HLT 大部分软件的编写，以及 2009~2011 年的在线运行维护工作。

在 HLT 之前，STAR 有一个跟 HLT 功能相近的触发系统，称为第三级触发系统(Level 3 Trigger – L3)[20]。在 TPC 开始取数据之前，有三级触发系统 L0、L1 和 L2，它们的触发频率依次降低，触发条件越来越复杂，直至触发频率降低到 TPC 可以应对的采集频率。而 L3 以及现在的 HLT，则是在慢探测器 TPC 采集数据之后进一步触发，因此称为第三级触发系统或者高级触发系统。L3 只能应对电子学 DAQ1000（即理论数据频率为 1000 Hz ）升级之前的数据采集频率（理论上限 100 Hz），并且主要局限于利用 TPC 的信息，也没有使用 TPC 击中点的位置修正。后来随着计算机技术的进步，小于 100 Hz 的全部数据都可以离线处理，L3 系统就不再作为一级触发系统，而主要通过 3 维事件重现来实时监控数据采集。但 DAQ1000 升级使得 TPC 采集的数据量增大了 10 倍，高级触发系统重新变得必要。

HLT 继承了 L3 系统中很重要的一部分软件-TPC 径迹的快速重建，但使用了全新的计算机硬件和整体结构，并进行了很多软件上的创新，如 TPC 击中点的位置修正、BEMC 和 TOF 的引入、能损增益和束流线的自动刻度等等。

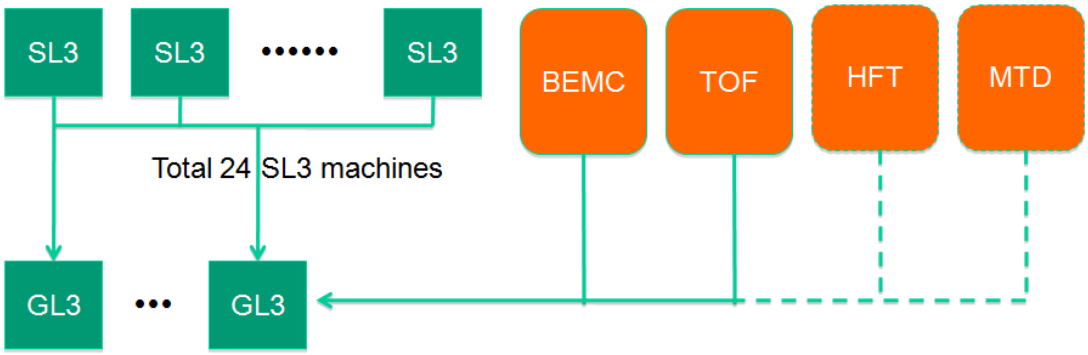


图 3.1 HLT 结构图

图 3.1 是 HLT 的结构图。其中每一个色块表示一台计算机，箭头表示数据传输方向。SL3 代表扇区 L3 (Sector L3)计算机，GL3 代表全局 L3 (Global L3)计算机，这些继承了 L3 系统的命名。SL3 计算机的硬件实际是 TPC 在 DAQ1000 升级以后的数据获取计算机，每台计算机与一个 TPC 扇面相连，有 8 个核。在完成它们本来的计算任务（获取 TPC 数据和击中点重建）以后，还有一些剩余的计算能力，被用来进行 HLT 的 TPC 径迹重建。图中 BEMC 和 TOF 的计算机也是数据获取计算机，利用剩余的计算能力为 HLT 对相应的探测器数据进行简单的数据处理。GL3 计算机现有 5 台，它们从 SL3 接收 TPC 径迹的信息，从 BEMC 和 TOF 计算机接收相应的数据，然后进行整个事件的重构，并对感兴趣的低产额事件进行判选。

3．2 TPC 击中点位置修正和径迹重建

3．2．1 总述

TPC 是 STAR 最主要的探测器，也是数据量最大，处理最耗时的探测器。用 STAR 标准的离线处理软件，完成一个事件的 TPC 击中点的位置修正需要约 1 秒钟时间，而用击中点重建出所有的径迹耗时更是高达约 40 s。而 HLT 要用 24*8 个处理器核在线完成每秒约 500 个事例的 TPC 径迹重建，意味着每个事件

消耗的 CPU 时间必须降低到 0.1 s 的量级。因此，HLT 采用了一些技术来提高 TPC 击中点位置修正和径迹重建的速度，包括击中点位置转换表，用网格来组织击中点，以及共形变换。

3．2．2 击中点位置修正表

TPC 直接记录的击中点位置信息是击中点所在的扇区、读出片行、读出片号以及记录时间。在理想情况下，通过前 3 项可以知道击中点的 xy 位置，通过记录时间可以算出漂移时间，再结合漂移速度算出 z 位置。实际情况下，很多效应会使电子漂移偏离 z 方向，读出片也可能偏离理想位置，这样就要进行一些修正算出击中点本来的位置。表 3-1 列出了一些主要 TPC 击中点偏移修正[18]。

表 3-1 TPC 击中点修正的原因和幅度

偏移原因	偏移原因大小	击中点修正大小
不均匀的磁场	0.0040 T	0.10 cm
内外分扇区的几何偏移	0.05 cm	0.05 cm
阴极偏移	0.1 cm	0.04 cm
电场与磁场夹角	0.2 mr	0.03 cm
端盖偏移	0.1 cm	0.03 cm
内外电场笼偏移	0.1 cm	0.03 cm
空间电荷	0.001 C/ε_0	0.03 cm

在以前的 L3 系统中，这些修正是不予考虑的。现在由于加速器亮度比最初设计提高了一个量级，空间电荷效应也随之比表中所列提高了 10 倍左右。总的修正大小在 cm 量级，即使对 HLT，这些偏移的影响也不能忽略。为了达到处理速度的要求，HLT 用一个转换表来一步完成从[扇区][读出片行][读出片号][记录时间]到(x, y, z)空间位置的转换和击中点位置修正。然而在 TPC 运行时，有两个实时变化的参量会影响击中点的位置转换和修正：空间电荷的大小和漂移速度。空间电荷几乎与加速器亮度成正比，加速器亮度越高，单位时间碰撞产生的粒

子越多，在 TPC 气体中留下的空间电荷也越多。漂移速度主要随气压变化，变化幅度一般不超过 1 %。

转换表的格式为一个多维数组 map [sector] [padrow] [padGrid] [timeGrid] [xyz] [independentOrProportionalToSpaceCharge]。其中，扇区号 sector 和读出片行 padrow 都是从 0 开始的整数；读出片号和记录时间由于数值太多，被分别分成 30 和 40 等分，转换表只保存了每等分两端（padGrid 或 timeGrid）的数值，使用时中间的数值可以用插分方法得到；xyz 为 0~2 整数，表示转换后的坐标方向。independentOrProportionalToLuminosity 为 0 或 1，分别表示空间电荷为 0 时的转换（包括与空间电荷无关的其它修正），和单位空间电荷的修正。

使用这个转换表，可以按以下步骤从[扇区][读出片行][读出片号][记录时间]转化为 xyz 坐标：

1. 得到读出片号和记录时间最近的两端等分点，padGrid 和 padGrid+1，timeGrid 和 timeGrid+1；
2. 查表求出空间电荷为 0 时，这 4 个读出片号和记录时间最近的格点的(x,y,z)坐标；
3. 用差分法根据最近的 4 个格点坐标求出读出片号和记录时间对应的(x,y,z)坐标；
4. 用步骤 2、3 相似的方法求出单位空间电荷的修正；
5. 根据空间电荷密度值，用空间电荷为 0 时的坐标和单位空间电荷的修正计算出最终的击中点坐标。

至此漂移速度变化的影响仍没有考虑，但这种影响比较简单。只要考虑生成转换表所用的漂移速度和实时的漂移速度的差异，然后单纯在 z 方向进行漂移距离的修正就可以了。

HLT 使用转换表得到的 TPC 击中点位置与离线标准软件计算的结果差异一般小于 0.001 cm，远小于 TPC 击中点的误差（~0.1 cm），以及击中点位置修正的大小（~1 cm）。而转换表的使用，使击中点位置计算的 CPU 时间从离线软件

的~1 s 降低到小于 20 ms。

3．2．3 TPC 空间的网格划分

TPC 的径迹重建是一层一层进行的。每一层是由 24 个扇区的同一个读出片行围成的筒状结构。对一个典型的金金 200 GeV 对撞，TPC 中的径迹约有 1000 条，那么每一层上的击中点个数也在 1000 的量级。一般的径迹重建算法，首先从击中点最稀疏的外层开始，寻找相邻层中相近的击中点，把它们连成径迹候选者，然后逐层向内延伸，同时拟合并判断是不是一条好的径迹。STAR 离线径迹重建软件会逐一判断下一层每个击中点是否可能属于当前重建的径迹，也就是每前进一层要进行约 1000 次计算和判断，这样就比较耗时。HLT 将 TPC 一个扇面对应的空间按方位角和赝快度分别方向划分成 10 和 40 等分，形成一个网格。在进行径迹重建前，先将击中点归入这些网格中。将径迹进行延伸时，不是逐一判选下一层所有的击中点，而是只在离当前径迹位置最近的 3*3 个网格中寻找。这样平均每次只要判选一个击中点，大大提高了径迹延伸的速度。

3．2．4 共形变换

匀强磁场中的带电粒子径迹呈螺线形，投影到 xy 平面上就是圆弧。HLT 使用一种共形变换，将一个圆弧变换为一条直线。变换公式如下：

$$x' = (x - x_0)/r^2 \tag{3.1}$$

$$y' = (y - y_0)/r^2 \tag{3.2}$$

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \tag{3.3}$$

(x, y)为原空间坐标，(x’,y’)为变换后共形空间坐标。如果(x_0,y_0)在一条弧上，那么这条弧在变换后成为一条直线，如图 3.2 所示。由于直线的拟合要比圆弧容易得多，这种变换可以加快径迹拟合的速度。

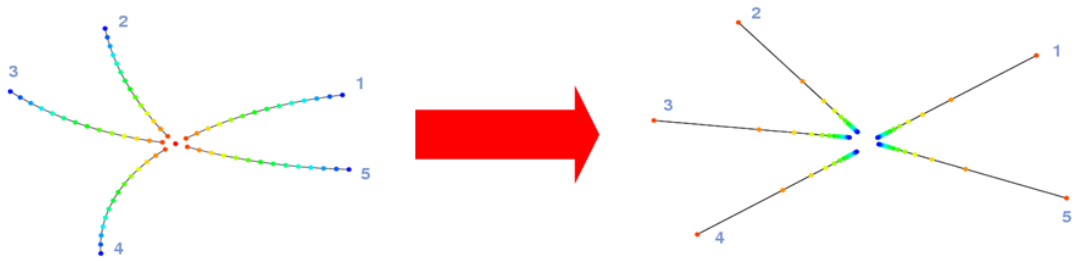


图 3.2 共形变换

这种共形变换要求参照点(x_0,y_0)在圆弧上。对碰撞直接产生的原初径迹，HLT 使用束流线作为共形变换的参照点。对于不一定通过碰撞点的次级径迹，如衰变产生的粒子或者原初粒子与探测器物质反应产生的粒子，HLT 使用径迹的第一个，也就是最外层的击中点作为共形变换的参照点。对一个扇区进行径迹重建时，首先重建所有的原初径迹，然后利用剩下的击中点重建所有的次级径迹。

共形变换能方便进行 xy 平面上圆弧的拟合。但在考虑 z 方向时，HLT 仍然还原到实际的位置空间，进行 sz 拟合，其中 s 代表相对于某一点沿 xy 平面上的圆弧延伸的长度。sz 的关系为一次函数，像一条弯曲平面上的直线。这种 xy 平面上的共形变换与 sz 拟合，用于径迹延伸和寻找更多击中点的过程。所有的击中点都找到以后，还要在实际的位置空间进行精度更高的螺线拟合，从而获得更好的位置和动量分辨率。如果拟合得到的螺线离原初顶点不超过 3 cm，那么这条径迹有可能是碰撞直接产生的原初径迹，这些径迹在保持原拟合参数同时，还要将原初顶点和所有击中点一起拟合，产生一套新的拟合参数。一般把击中点单独拟合产生的径迹称为全局径迹，把原初顶点参与拟合而来的径迹称为原初径迹。

3．2．5 性能

使用以上这些快速算法，对一个典型的金金 200 GeV 对撞事件，击中点位置转换的 CPU 时间从离线软件的约 1 s 降低到约 20 ms，径迹重建的 CPU 时间从离线软件的约 40 s 降低到约 100 ms。每个扇区总的 HLT CPU 时间需要约

(20+100)/24 = 5 ms，也就是每个 CPU 可以处理 200 Hz 的带宽，500 Hz 的事件采集率需要每个扇区的计算机从 8 个 CPU 里拿出 2~3 个 CPU 来进行 HLT 的击中点位置转换和径迹重建。

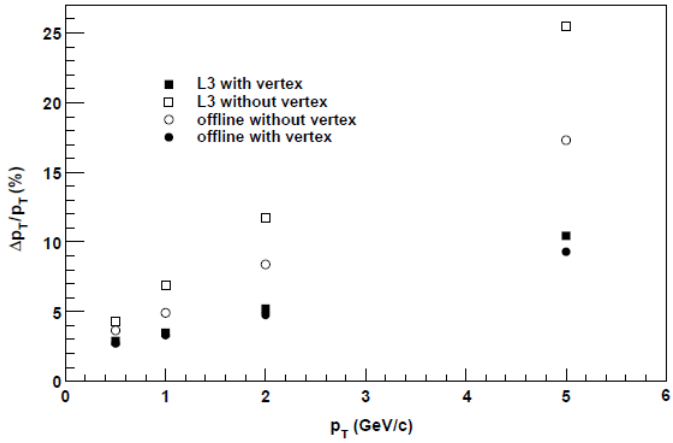


图 3.3 L3 径迹重建的动量分辨率[20]

图 3.3 显示了模拟得出的 L3 系统径迹重建的动量分辨率，并与当时的离线径迹重建结果进行了比较。HLT 系统继承了 L3 系统的径迹重建部分，因此这个动量分辨率结果对 HLT 系统也有参考意义。从图中可以看出，如果使用原初顶点来拟合原初径迹，那么 L3 径迹的动量分辨率与离线软件几乎相同。而不使用原初顶点，L3 的径迹动量分辨率稍差。HLT 选择的大部分物理过程是通过原初径迹，因此这样的径迹重建精度能满足 HLT 的需要。

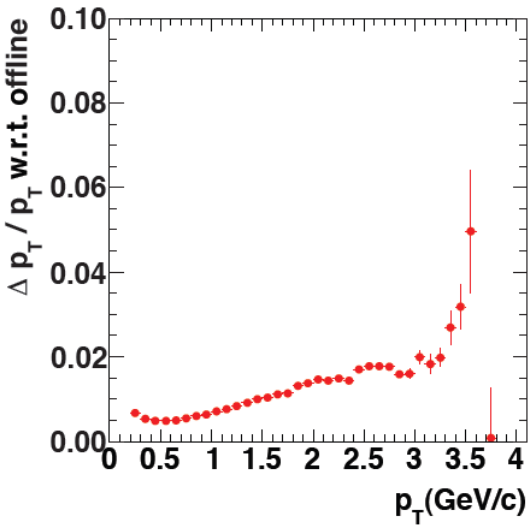


图 3.4 HLT 重建径迹动量与离线重建径迹动量之差

图 3.4 显示了实际数据中 HLT 重建径迹动量与离线重建径迹动量之差，可以看出到 3 GeV/c，两者差别不超过 2 % 。

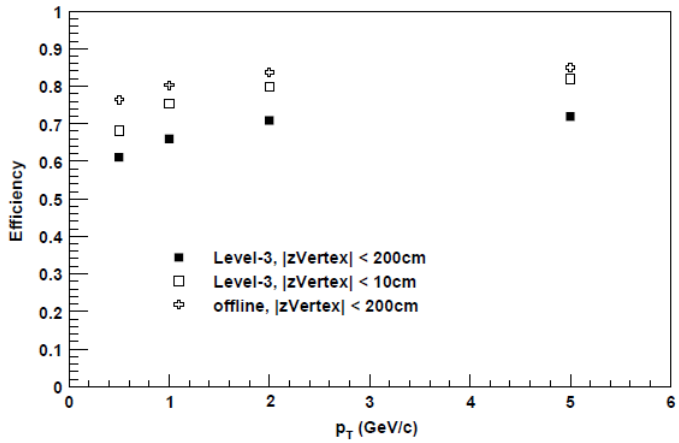


图 3.5 L3 径迹重建效率

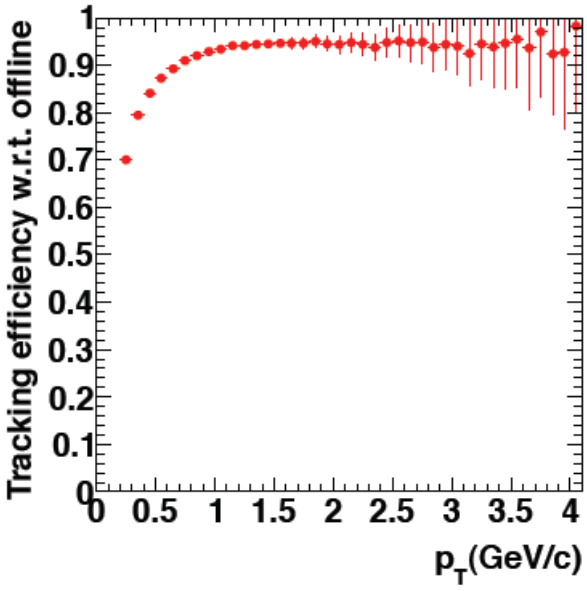


图 3.6 HLT 相对于离线软件的径迹重建效率

图 3.5 和 3.6 分别显示了模拟的 L3 径迹重建效率和实际数据中 HLT 相对于离线软件的径迹重建效率。可以看出 L3 径迹重建效率在 70 %以上，并且在横动量大于 1 GeV/c 时，HLT 与离线软件的效率之差不超过 10 %。低横动量效率差别较大，主要是因为受硬件结构的限制，HLT 的径迹重建在一个扇区内进行，对穿过不同扇区的低动量径迹效率较低。但 HLT 主要选择的物理过程都有较大的横动量，因此低横动量区间较低的径迹重建效率对感兴趣的物理过程的选择影响不大。

除了重建径迹的位置和动量，HLT 也需要计算径迹的能损，从而进行粒子鉴别。HLT 使用的能损计算方法与离线软件相同，都是取能损较低的 70 %击中点做截断平均。但 HLT 使用了简化的击中点能损增益值，只区分内外分扇区两个不同的增益值，而不像离线软件那样每个读出片行有各自刻度好的能损增益。另外 HLT 利用最小电离动量的 π 介子进行在线的能损增益刻度，实时跟踪气压和温度变化带来的影响。图 3.7 显示了 HLT 重建的径迹能损与动量的关系，可以看到不同粒子随理论曲线的分布。HLT 的径迹能损分辨率约 8 %，与离线计算的径迹能损分辨率相差不大。

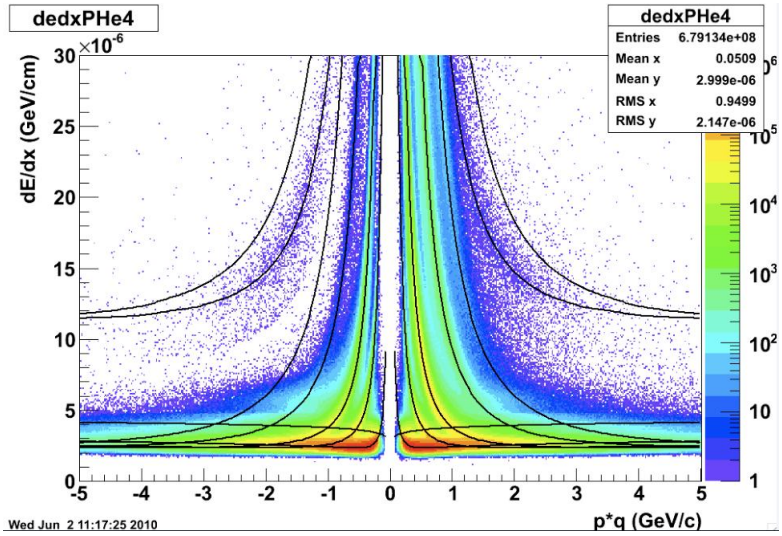


图 3.7 HLT 重建的径迹能损与动量的关系

3．3 TOF 和 VPD 数据处理

HLT 中 TOF 和 VPD 击中点的数据处理与离线软件几乎一样，包括 TDC 积分非线性(Integral Non-Linearity – INL)修正，利用过阈时间(Time Over Threshold – TOT)来修正不同幅度信号的记录时间差异，不同信号通道的参考时间(T_0)修正和击中点位置修正。其中击中点位置修正需要在与 TPC 径迹配对后进行。由于这些过程和离线处理的方法[21]一样，在这里不再累述它们的细节。这些击中点本身的时间分辨率等指标也与离线软件的结果几乎一样。在金金 200 GeV 碰撞中 TOF 探测器单独的时间分辨率约 80 ps，加上由顶点位置探测器(vpd)测量的开始时间误差，总的 TOF 分辨率约 90 ps。

HLT 中 TOF 击中点与 TPC 径迹的配对分两步进行。第一步，将径迹的螺线形延伸到 TOF 的大致位置——半径约 215 cm 的圆筒。第二步，在局部用切线近似代替螺线形，求得径迹与 TOF MRPC 平面的交点，并在周围一定范围内找最近的击中点作为与该径迹配对的 TOF 击中点。配对完成后，就可以计算出该径迹的粒子速度和质量信息。

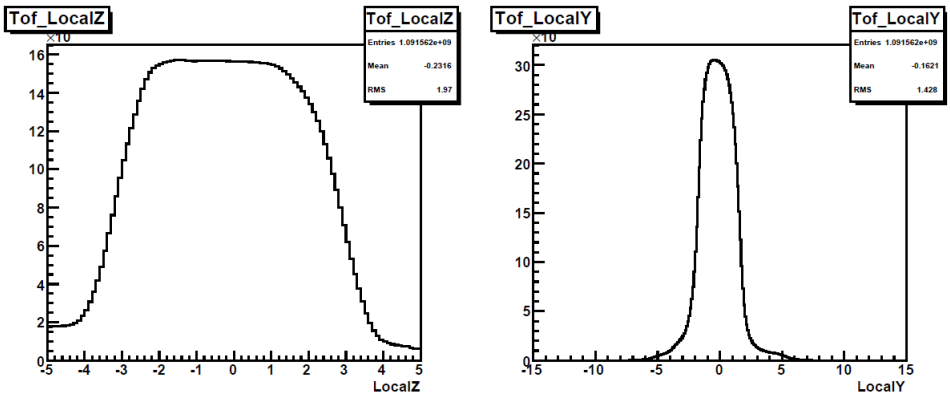


图 3.8 TPC 径迹与配对 TOF 的击中点中心的位置差

图 3.8 是两个不同方向上 TPC 径迹与配对的 TOF 击中点中心的位置差。其中 localZ 指沿读出单元长度方向，localY 指沿读出单元宽度方向。考虑到 TOF 读出单元大小为 6.3 cm * 3.1 cm，该图说明 TPC 径迹指向的位置与 TOF 击中点位置相对应，它们之差的分布正好对应 TOF 读出单元的大小，超出 TOF 读出单元尺寸的极少数配对为没有关联的随机配对。

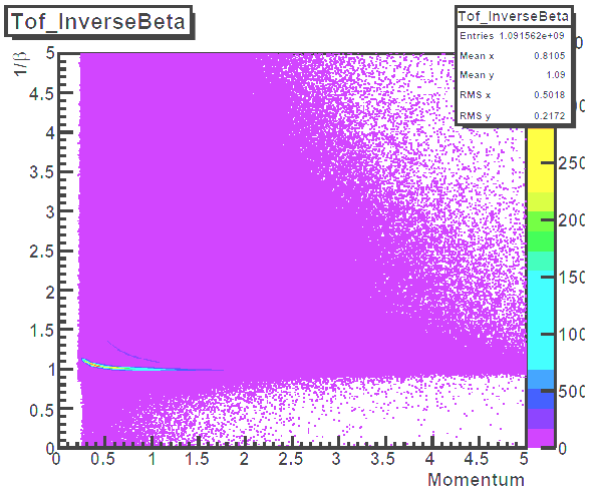


图 3.9 1/β 与动量关系

图 3.9 为 HLT TPC 径迹与 TOF 击中点配对后算得的 1/β 与动量的关系。尽管这个用于在线质量控制的图的径迹选择条件比较宽松，有很多短径迹本底，但其中仍可以看到 π 介子和 κ 介子的分布趋势。

3．4 BEMC 数据处理

HLT 只使用了 BEMC 单元能量信息，现在没有使用 BSMD。在采集的数据中，单元能量以 adc（模数转换的数值）记录。HLT 通过以下公式由 adc 计算单元测量的能量：

$$E = gain * (adc - pedstal) \tag{3.4}$$

其中 E 为所求能量，gain 是增益大小，pedstal 是没有信号时记录的 adc 本底。HLT 只将能量大于 0.5 GeV 的单元作为击中点，参与事件选择。图 3.10 是 HLT 得到的 BEMC 单元能量。

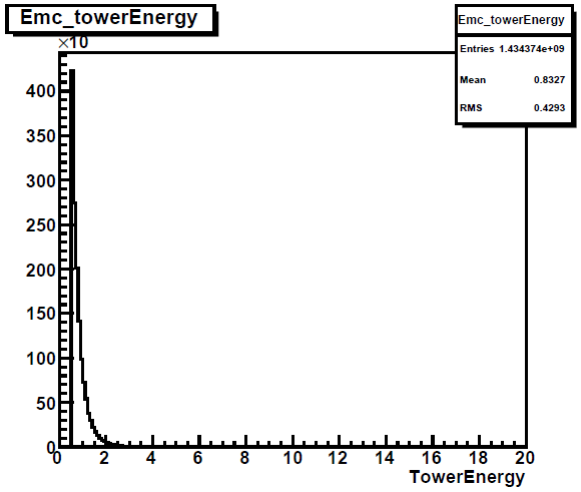


图 3.10 HLT 得到的 BEMC 单元能量

与 TOF 类似，使用 BEMC 击中点时需要与 TPC 径迹配对，其算法是将 TPC 径迹的螺线形延伸到半径约 225 cm 的圆筒，在一定范围内寻找能量最高的击中点单元。图 3.11 为 TPC 径迹指向位置与有信号的 BEMC 单元中心位置方位角之差。除了随机配对的本底，剩下的分布与 BEMC 单元约 0.05 的 Δφ 覆盖范围对应。

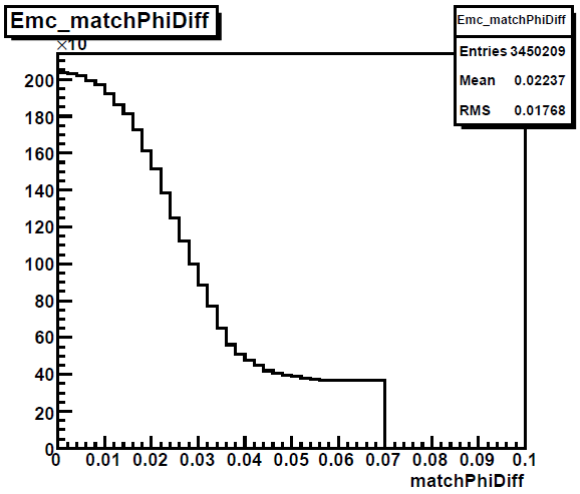


图 3.11 TPC 径迹指向位置与有信号的 BEMC 单元中心位置方位角之差

3．5 事件重建

3．5．1 结点

在 STAR 实验中，一个中间快度区的带电粒子可能形成一个 TPC 径迹，在 TOF 探测器形成一个击中点，以及在 BEMC 形成一个击中点。在事件的分析和选择时，需要把这些同一个粒子形成的信息联系起来，HLT 使用结点这个概念来完成这一任务。每个结点包括一条全局径迹，还可能包括一条相应的原初径迹，一个对应的 TOF 击中点和对应 BEMC 击中点。结点中同时还存储了由径迹动量和 TOF 计算出的粒子速度 β，径迹与 TOF 或 BEMC 击中点相对位置的关系等。

GL3 计算机在接受了 SL3 计算机送来的径迹信息和 TOF、BEMC 计算机送来的击中点信息后，会重建出结点，方便随后的事件选择。

3．5．2 原初顶点

原初顶点描述碰撞发生的位置，从实验方法来说，它是最多条径迹通过的

顶点。HLT 通过两步来重建原初顶点。

首先是沿束流线寻找原初顶点的 z 大致位置。将径迹穿过束流线的 z 位置填入一个直方图，这个直方图最大值所在的 z 就是原初顶点 z 位置。但是 RHIC 亮度越来越高，碰撞频率越来越高，而 TPC 中电离产生的电子漂移到读出电子学需要一定的时间（210 cm / (5.45 cm/μs) ~ 40μs），这样就可能在一个事件中记录到除了触发碰撞以外的其它碰撞产生的径迹。这些其它的碰撞，被称为堆积事件，它们的径迹称为堆积径迹。由于堆积事件实际发生的时间不是触发时间，TPC 计算的漂移时间不正确，其径迹位置会在 z 方向平移。因此堆积事件不应该用来做物理分析，在原初顶点重建时也要排除它的影响。堆积事件只出现在需要较长漂移时间的 TPC 中，TOF、BEMC 这样的快探测器，是不会记录 TPC 的堆积事件的。HLT 通过这一特性来排除堆积径迹的对原初顶点重建的影响。在将径迹穿过束流线的 z 位置填入一个直方图时，给能与 TOF 和 BEMC 击中点相对应的径迹一个更高的权重。触发事件的很多径迹都对应 TOF 和 BEMC 击中点，而堆积事件的没有被 TOF 和 BEMC 记录，其径迹一般不会有对应的 TOF 和 BEMC 击中点，这样就降低了堆积事件顶点 z 位置成为直方图最大值的可能性。

重建原初顶点的第二步，是在已经找到的束流线上原初顶点 z 位置附近，精确找到顶点的三维坐标。这一步是通过一个收敛循环来完成。以上一循环得到的顶点位置为种子，求出附近 3 cm 以内径迹上离它最近点的位置平均值，作为一个更好的顶点位置。循环多次直到两次结果之差足够小。

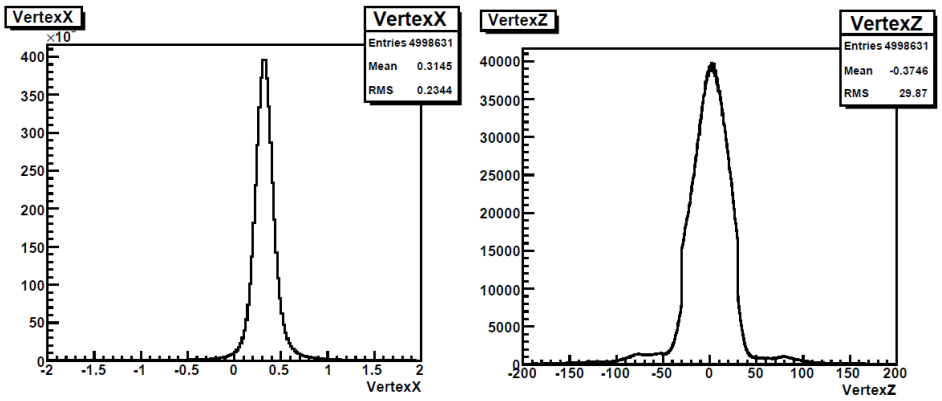


图 3.12 原初顶点 x（左）和 z（右）坐标

图 3.12 为 HLT 重建的原初顶点 x 和 z 坐标。使用原初顶点，可以挑选距离小于 3 cm 的径迹作为原初径迹。原初顶点也被 HLT 用来实时刻度束流线位置，前面已经提到，束流线位置可以用来进行原初径迹的共性变换，拟合，以及原初顶点的寻找。

3．6 事件选择

3．6．1 高横动量

在相对论重离子碰撞中，高横动量粒子主要来源于喷注。由于 QCD 的渐近自由性质，两个夸克相互远离时，它们之间的作用力会迅速增强。当一个夸克高动量地离开其它夸克时，它更倾向于从真空中拉出一对新的正反夸克对，这样就会最终形成一簇方向相近，动量较大的粒子，称为喷注。喷注淬火是最早观测到的 QGP 信号之一[22]。

HLT 可以在线挑选出含高横动量粒子的事件。图 3.13 为 HLT 挑选出的事件中粒子的横动量分布。从图中可以看出由于 HLT 选择粒子横动量大于 6 GeV/c 和 7.5 GeV/c 的事件，粒子横动量分布在这两处有突然增高的趋势。

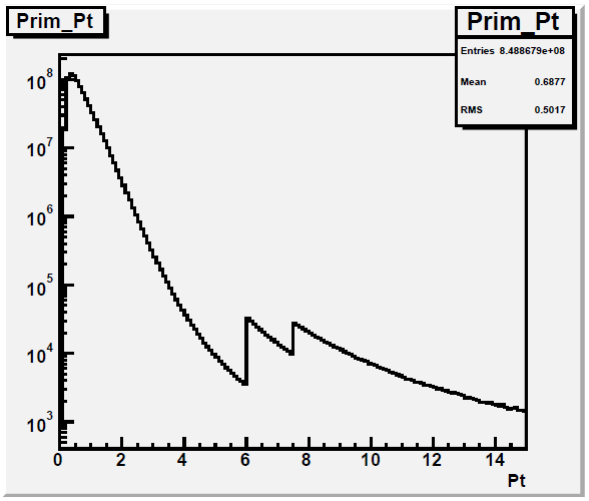


图 3.13 HLT 挑选出的事件中粒子横动量分布

3．6．2 轻核

相对论重离子碰撞在中间快度区产生的粒子以单个的强子为主，多个重子组成的氘、氚、氦 3、氦 4 等轻核产额很低。相对论重离子碰撞中的轻核产生可以用宏观的热产生模型和微观的聚合模型描述。与中低能核实验中主要产生正的原子核不同，相对论重离子碰撞中的正反原子核的产额接近，因而在发现新的反原子核和研究正反物质的不对称性方面具有很大的优势。

HLT 当前的轻核挑选是通过 TPC 径迹的能损与动量的关系，挑选氦 3 和氦 4。图 3.14 显示了 HLT 重建的径迹能损与动量的关系，实线为理论的能损与动量关系，最上方的两条曲线就是氦 4 和氦 3。HLT 以氦 3 能损理论曲线以下 3 倍误差处为选择条件，挑选能损较大的（反）氦 3 和（反）氦 4。在图中氦 3 曲线以下，可以看出由于 HLT 的挑选而形成的数据点密度突然增大。

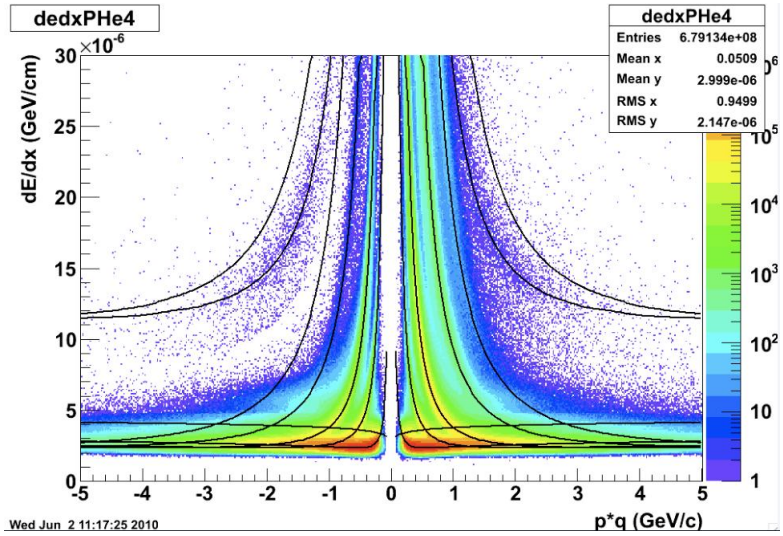


图 3.14 HLT 重建的径迹能损与动量的关系

STAR 实验组在 2010 年 HLT 在线选择的 200 GeV 金金对撞数据中找到了 16 个可能的反氦 4 核，从而宣告了反氦 4 核的发现[23]。图 3.15 为离线分析时，利用能损动量关系结合 TOF 计算出的粒子质量进行反氦 4 鉴别。其中 $n_{\sigma dE/dx}$ 描述了能损距氦 4 理论值几倍误差以外，（反）氦 4 的 $n_{\sigma dE/dx}$ 应该在 0 附近。x 轴是由 TOF 结合动量可以计算出粒子质量。在图中上半部分可以看到（反）氦 4 和（反）氦 3 分别聚集在图中不同的地方。选择 $n_{\sigma dE/dx}$ 从-2 到 3，投影到质量方向，就是图中下半部分，可以看到（反）氦 4 的质量分布能很好地区分于（反）氦 3 的分布。

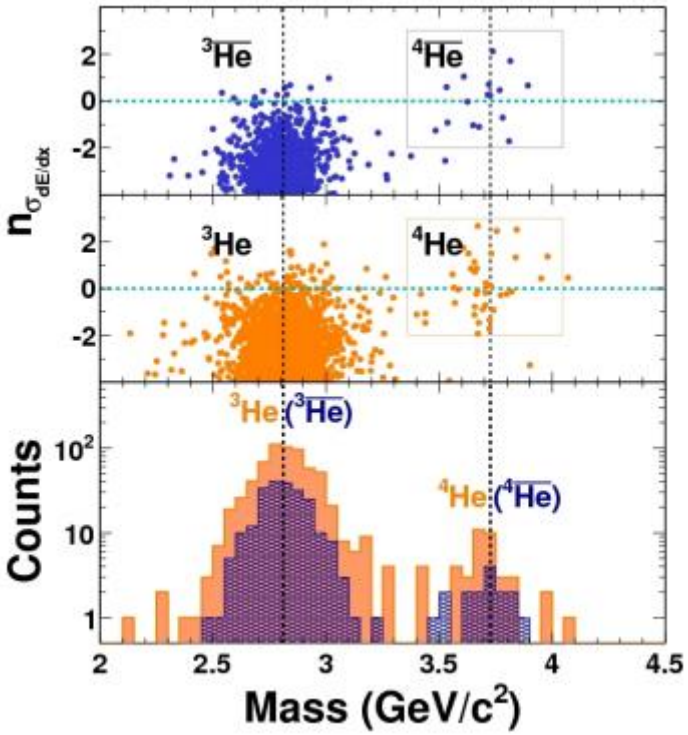


图 3.15 利用能损动量关系结合 TOF 计算出的粒子质量进行反氦 4 鉴别

由于 HLT 数据量小，计算处理需要的时间短，反氦 4 的分析结果得以在 2010 年金金 200 GeV 对撞数据计算处理完成前就被发表。

除了（反）氦 3 和（反）氦 4 本身，HLT 挑选的轻核数据也可以用来研究一些衰变后会产生它们的（反）奇异核[24]。

3．6．3 双电子

双轻子指成对产生的正负轻子对，如正负电子对、正负 μ 子对。轻子不参与强相互作用，因而能携带早期介质的信息。双轻子的研究涵盖了手征对称恢复引起的介子质量变化、热发射、粲强子和 Drell-Yan 过程[25]，同时也是研究包括 J/ψ 在内的重味夸克偶素最好的衰变道。由于带宽和鉴别能力的限制，当前 HLT 的双电子选择主要针对不变质量较大的重味夸克偶素。具体的鉴别方法和选择条件将在下一章详细介绍。图 3.16 为 HLT 挑选的可能的双电子的不变质量谱，正负电子对减去同号电子对本底。

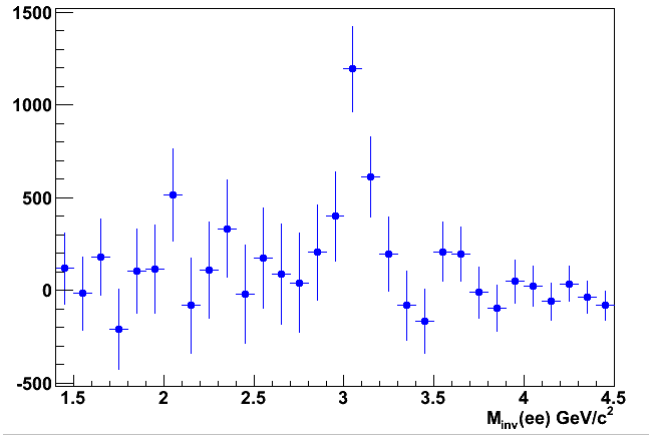


图 3.16 HLT 挑选的可能的双电子的不变质量谱，正负电子对减去同号本底

3．6．4 能量扫描中的好事件

RHIC 设计的初衷是通过最高达 200 GeV 每核子对的重离子碰撞，产生高温高密核物质，形成并研究夸克胶子等离子体。经过约十年的实验，人们在深入研究 QGP 的同时，开始对 QCD 相变点产生了更加浓厚的兴趣。RHIC 的束流能量扫描实验，就是希望通过降低对撞能量，寻找和研究 QCD 相变点的性质。但降低 RHIC 的束流能量，会使对束流的约束变差，束流撞击管线产生的本底事件就会增加。在 7.7 GeV 对撞中，只有大约 3 %的触发事件是对撞产生的好事件。HLT 可以通过原初顶点的位置区别好事件和束流撞击管线产生的本底事件。图 3.17 是 7.7 GeV 金金对撞中离线软件（左）和 HLT（右）重建的原初顶点的 xy 分布。离线软件重建的原初顶点分布中，可以清晰看出原点附近好的对撞事例，以及半径约 3 cm 的束流管线附近的束流与管线相撞的事例。HLT 重建的原初顶点位置分辨率稍差，但使用半径 2 cm 的选择条件，仍然很容易区分这两种不同的事例。

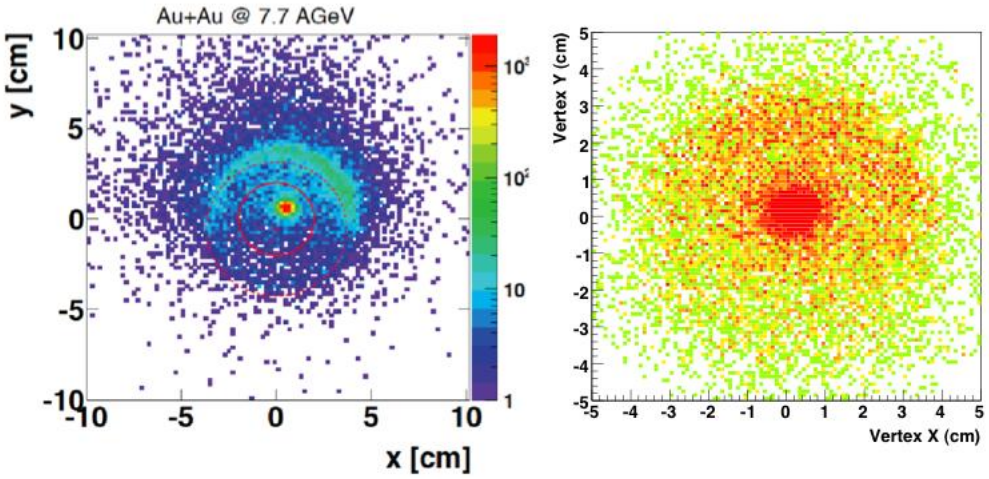


图 3.17 离线软件（左）和 HLT（右）重建的原初顶点的 xy 分布

在线挑选出对撞产生的好事件，既可以缩短离线数据处理的时间，又可以实时监控好事件的比例，帮助加速器调整运行状态，提高好事件的比例。

3．7 离线运行、模拟和质量控制

HLT 是一套涉及多个探测器的复杂的软件系统。作为数据获取时同步运行的在线软件，要求它可靠性高，运行速度快。然而 HLT 仍然在发展当中，并且它用到的配置文件需要随着运行环境和要求变化，这就要求在线运行前，可以通过离线运行检验和调试，从而保证在线运行的成功。HLT 有一个离线运行的主函数，可以以 STAR 标准的.daq 格式的原始数据文件为输入，通过依次调用在 sl3、gl3 等不同计算机上运行的部分，来离线模拟它的在线运行。通过离线运行的输出，可以检验一些指标是否达到要求，如各种感兴趣的事件的判选效率、CPU 时间等。

除了使用真实数据文件，HLT 还可以以模拟数据为输入运行。将 HLT 重建的信息与模拟产生的信息进行比较，就能测量各探测器在 HLT 的重建效率、TPC 径迹动量分辨率等参量。例如前几节的图 3.3 和图 3.5 就来自 HLT 模拟运行的结果。

为了监控 HLT 各部分，包括 HLT 使用的 STAR 各探测器的运行状态，每次

以及每天数据采集结束后，都会产生一套质量控制图，画出了 HLT 输出数据中几十种参量的分布。图 3.7、3.10-3.14 就来自在线产生的 HLT 质量控制图。

第四章 J/ψ 的鉴别

4．1 数据样本

本文的 J/ψ 椭圆流研究使用了 STAR 在 RHIC 2010 年 200 GeV 金金对撞中采集的数据。包括 360 M 最小偏向触发事件、280 M 中心碰撞事件、共 180 M 不同触发能量的非光子电子(None-Photonic Electron – NPE)事件和 16 M HLT 选择的事件。

最小偏向触发事件试图触发所有非弹性反应，并不带任何偏向。其实际触发要求为两端 ZDC 和 VPD 都有信号，效率在中心度 0~80 %的区域里变化不大。

中心碰撞事件触发多重数高的中心碰撞，通过事件在 TOF 中的击中点个数来选择，大部分中心碰撞事件中心度在 0~10 %之间。为避免太大的中心度偏向影响测量结果，中心碰撞触发的事件只在测量中心度 0~10 %的 J/ψ 椭圆流时使用。

由于 RHIC 亮度比较高，而 STAR 记录事件的速度有限，满足最小偏向触发或中心碰撞触发要求的事件频率远大于 STAR 的事件记录频率，只能随机记录其中很小一部分。而有较高能量的非光子电子(NPE)的产额较低，非光子电子(NPE)触发条件通过 BEMC、TOF 这样的快探测器触发可能存在 NPE 的事件，在满足 STAR 事件记录速度限制的条件下增加含非光子电子的事件的采集。该触发利用了电子和光子较强子更容易发生电磁簇射从而被 BEMC 探测到的特点，通过设定 BEMC 单元探测到能量的阈值来触发，BEMC 的这一特点在后面会详细讲到。光子不带电，不会像带电的电子那样在 TOF 中留下信号，通过 BEMC 和 TOF 击中点位置符合，就能排除光子而触发电子。按照触发 BEMC 单元能量由低到高，设定了 NPE11、NPE15N、PE18 和 NPE25 四种不同的 NPE 触发条件。PE18 和 NPE25 由于数据量小，数据采集时被单独放在一个事件集中，便于快速计算

处理和分析，称为高单元能量(High Tower – HT)数据集。前述最小偏向触发事件、中心碰撞事件、NPE11 和 NPE15 触发的事件都被存放在最大的一个数据集中，因为其数据文件以 st_physics 开头，就称为 physics 数据集。

HLT 可以选择双电子事件，其选择的事件可能来自上述任何一种低级触发，选择的事件单独存放在 HLT 数据集中。由于 HLT 自身有一定的效率损失，且 2010 年是 HLT 第一次正式运行，还经历了一定的调试过程，因此很多含有 *J/ψ* 的事件没有被选择。另一方面，在最小偏向触发事件或者中心碰撞事件的采集达到预定目标后，STAR 停止了继续大量采集这些事件，只从中取很小一部分随机的样本，以及被 HLT 挑选的事件来记录。这样，包括 HLT 在内的以上 3 种数据样本都包含其它样本没有的 *J/ψ*。要使 *J/ψ* 的统计最大化，就需要同时利用以上 3 种不同的事件集。而不同事件集中重复的事件，可以通过对比唯一运行号和事件号，保证分析时不会重复计数。

为了保证每个事件的探测器接受度和效率分布基本一致，本文的 *J/ψ* 椭圆流分析选择原初顶点在+- 30 cm 之间的事件。后文将提到在椭圆流分析中的事件平面重建过程中，通过径迹 Q 矢量归零来去除探测器效率不均匀的影响。限制原初顶点的范围，保证各事件的探测器效率分布基本一致，对这一技术的有效性很重要。前面已经提到，最小偏向触发事件的条件中已经限制 VPD 重建的事件顶点在+- 30 cm 之间，很多别的触发条件也继承了这一限制，因此限制 TPC 重建的事件顶点带来的事件统计减少很有限。

4．2 电子的鉴别

4．2．1 *J/ψ* 的双轻子衰变道

相对论重离子碰撞产生的强子多重数很高，200 GeV 金金碰撞在 STAR 探测器中平均留下 1000 条左右的径迹，这使得通过包含强子的衰变道来重建产额很低的 *J/ψ* 很困难。而分支比 5.9 %的双轻子道，几乎成为研究 *J/ψ* 唯一的衰变道。

当前 STAR 鉴别 μ 轻子的能力很有限，研究 J/ψ 主要通过双电子道进行。J/ψ 衰变产生的电子可以通过 TPC 径迹结合对应的 BEMC 和 TOF 的信息来鉴别。

4．2．2 径迹选择

J/ψ 衰变寿命很短（$7*10^{-21}$ s），衰变距离在 pm 量级，远小于探测器测量的径迹精度。因此在实验上，可以认为 J/ψ 衰变产生的电子直接来自原初顶点，使用原初径迹来重建。原初径迹拟合时使用了原初顶点，从而提高了位置和动量精度。因为 J/ψ 衰变产生的电子动量一般较大，其径迹在原初顶点附近的位置分辨较好，所以要求对应的全局径迹（拟合时不加原初顶点）距离原初顶点的距离不超过 1 cm。为了保证径迹的质量，要求每条径迹有不少于 20 个 TPC 击中点，并且有不少于 15 个击中点用来计算能量损失。另外，为防止同一个粒子被重建成两条断开的径迹，并作为两个衰变产物粒子的情况发生，要求每条径迹的 TPC 击中点数大于可能的最大击中点数的 0.52 倍。

4．2．3 使用 TOF 进行电子鉴别

利用飞行时间探测器测得的飞行时间(tof)，结合 TPC 测得的粒子飞过的径迹长度 l，可以计算出粒子的速度 $\beta = l/tof/c$，其中 c 为光速。由于 β 的误差主要来源于 tof，实验上习惯使用其误差基本一定的倒数 1/β。图 4.1 为 1/β 与动量的关系图。可以看到粒子质量越大，相同动量对应的速度越小，1/β 越大。电子质量 0.511 MeV/c^2，而我们测量的电子动量在 GeV/c 量级，都是以非常接近于光速的速度运动，也就是说 $1/\beta \sim 1$。考虑到 tof 的测量误差，以图中所示的 $|1-1/\beta|<0.03$ 为条件，可以选择大部分电子，并在不同的动量范围内去掉 π 介子、κ 介子和质子本底。在以下章节中，将 $|1-1/\beta|<0.03$ 条件称为电子选择的“TOF 条件”。

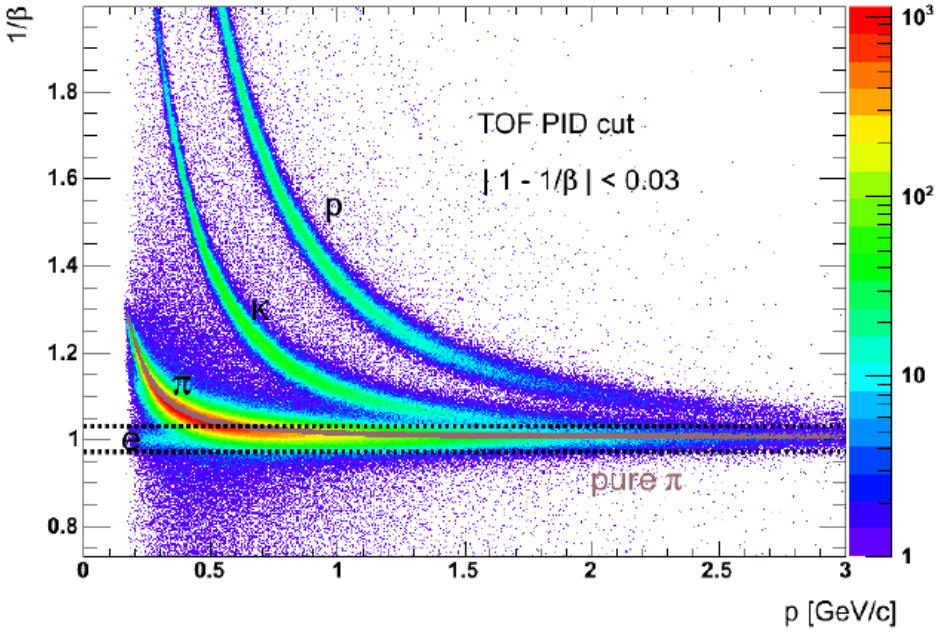


图 4.1 1/β 与动量的关系

4．2．4 使用 BEMC 进行电子鉴别

高能电子打在厚的介质中会诱发一种级联过程，称为电磁簇射。高能电子在介质的原子核库伦场中会通过韧致辐射产生高能光子，次级光子又会生成正负电子对。这两个过程交替进行，不断损失能量而产生越来越多的电子。随着电子能量的降低，辐射过程减少，通过电离产生低能电子离子成为主要过程。STAR BEMC 的厚度有 21 个辐射长度，足够测量整个电磁簇射过程，沉积一个电子的所有能量。

高能电子发生韧致辐射以致发生电磁簇射的原因是它的质量足够小，会在介质原子核的电场中发生足够大的偏转。因此只有有了电子或光子，才会在 BEMC 中形成电磁辐射。当一个高能强子穿过 BEMC 时，它存在一定的几率与原子核通过强相互作用产生多个次级强子，由于次级强子中 π^0 的存在，强子簇射之后常伴随电磁簇射。由于强子和原子核的作用截面较小，物质的核作用长度都较大。以铅为例，其核作用长度为 18.5 cm，因此在 STAR BEMC 中，有很大比例的高能带电强子（30 ~ 40 %）并不发生任何核作用，而只是通过电离能

损沉积 250 ~ 350 MeV 的能量。其它强子虽然发生了簇射，但由于 BEMC 的厚度与其物质的核作用长度相比太小，不能将所有的能量沉积在 BEMC 中。

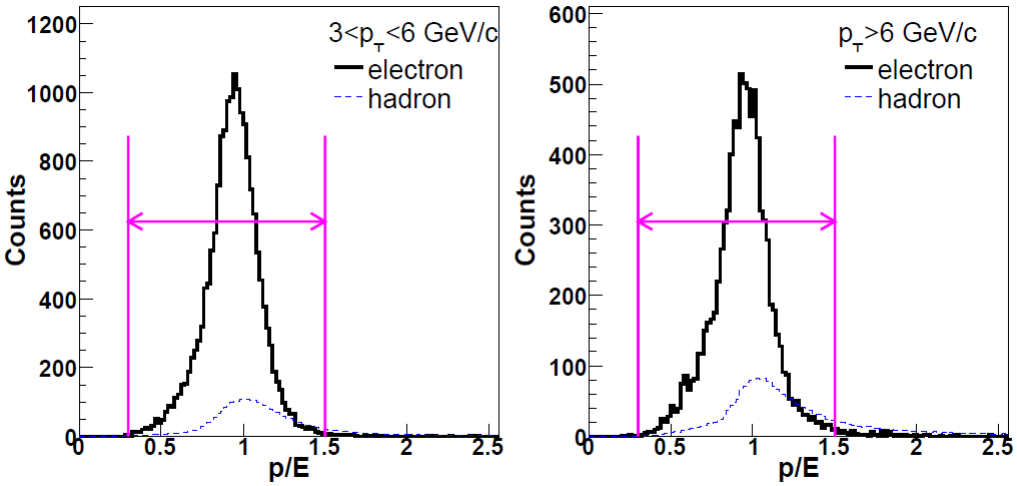


图 4.2　电子和强子的 p/E 分布

BEMC 对电子和强子的不同响应可以用来鉴别电子。如果 TPC 重建的动量为 p 的径迹对应的 BEMC 击中点能量 E，通过 p 与 E 的比值就能在很大程度上区分电子和强子。图 4.2 显示了通过其它手段鉴别出的较纯的电子和强子的 p/E 分布，其中强子总数被归一化到与电子相等。电子几乎将所有的能量沉积在 BEMC 中，p/E 的比值接近于 1；而强子的 p/E 分布很宽，在 1 附近的高度远小于电子高度，并且在右边有很长的尾巴。很多强子甚至没有对应超过能量阈值的 BEMC 击中点，在 p/E 图中对应于正无穷。选择如图所示的 0.3<p/E<1.5 的条件，可以挑选到绝大多数电子。在以下章节中，将 0.3<p/E<1.5 的条件称为电子选择的“BEMC 条件”。

4．2．5 使用 TPC dE/dx 进行电子鉴别

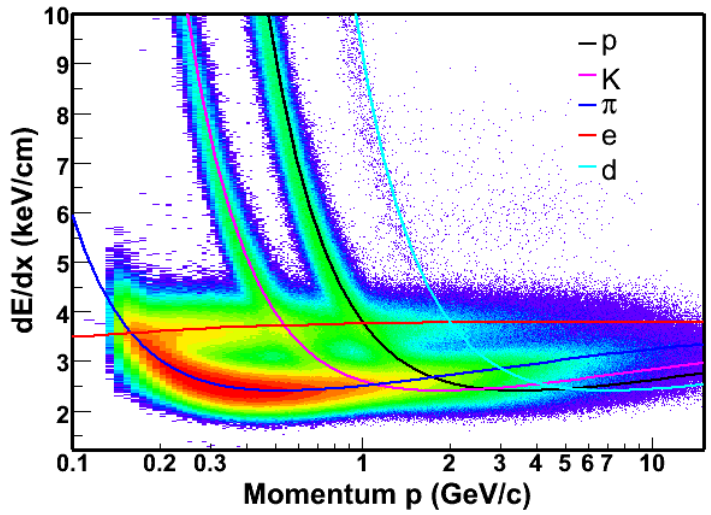


图 4.3 pp 对撞中不同粒子的能损动量关系

图 4.3 显示了 STAR TPC 测得的不同粒子的能量损失 dE/dx 与动量 p 之间的关系。可以看出电子的 dE/dx 在 STAR 的测量动量范围内处于相对论上升区，依次与 π 介子、κ 介子、质子、氘核的下降区相交。这使得电子的鉴别需要分动量区间区别对待，并综合考虑 TOF 和 BEMC 的鉴别。由于前述的使用 TOF 和 BEMC 的鉴别选择条件相对简单，本文将不同条件下使用 dE/dx 的鉴别放在这里最后介绍。

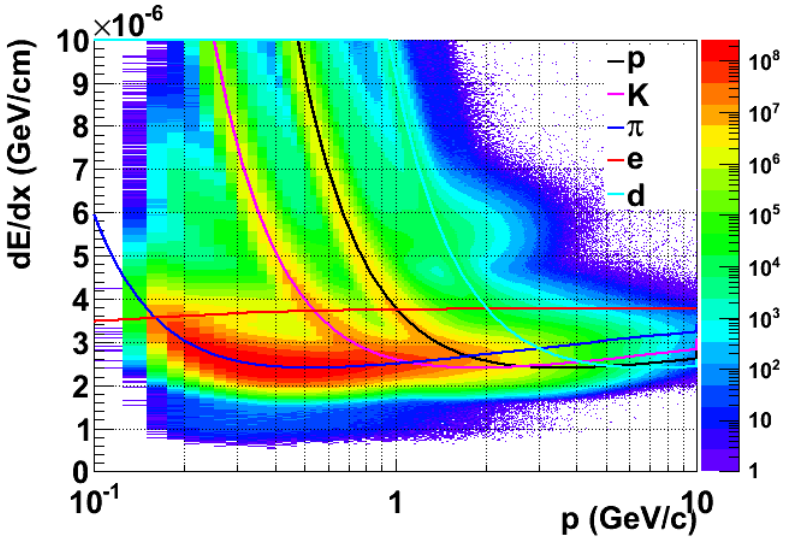


图 4.4 金金对撞中粒子的能损动量分布

在金金对撞中，粒子 dE/dx 与 p 的关系与 pp 对撞中相同，但由于多重数高，

径迹重叠，断开的可能性增加，使用 dE/dx 进行粒子鉴别时本底更多。图 4.4 显示了金金对撞中 dE/dx 与 p 的分布，可以看到不属于任何粒子趋势中的本底径迹明显增多，特别是 dE/dx 在 5~6*10^{-6} GeV/cm 区间中，可以明显看到两个 π 介子重叠形成的径迹的趋势。

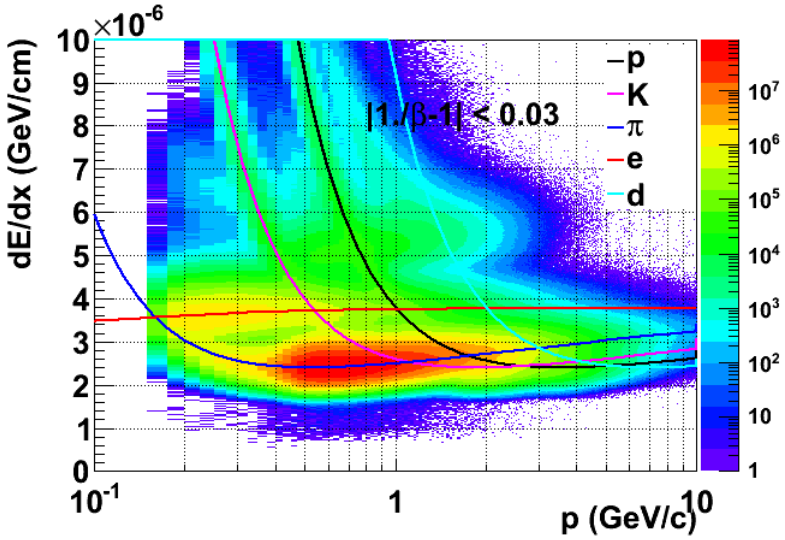


图 4.5 TOF 条件下能损相对于动量分布

使用|1/β-1| < 0.03 的 TOF 条件，可以在低动量区间去除掉强子而保留电子。图 4.5 显示了 TOF 条件下的 dE/dx 相对于 p 的分布。可以看到 π 介子、κ 介子、质子、氘核等强子被明显压低，在低动量区间电子的趋势更加明显。

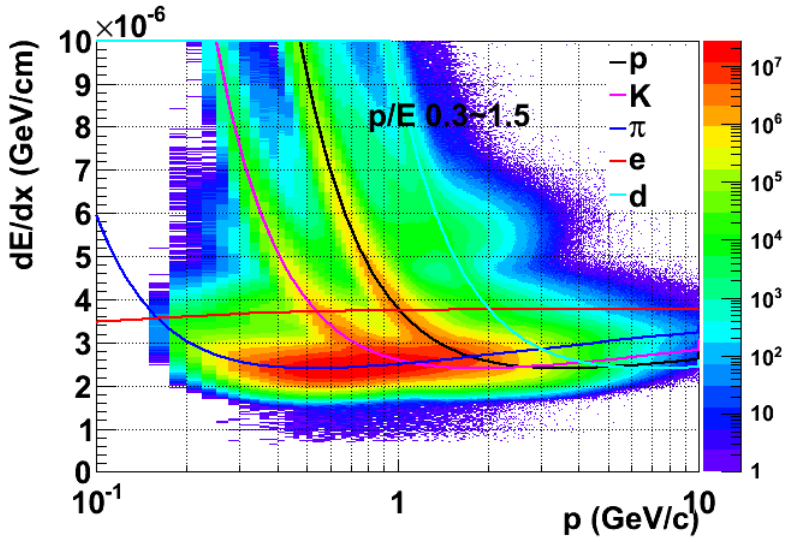


图 4.6 BEMC 的条件下能损相对于动量分布

使用 0.3<p/E<1.5 的 BEMC 条件，则可以在较高的动量区间鉴别电子，压低强子。图 4.6 显示了 BEMC 条件下粒子 dE/dx 相对于 p 的分布。

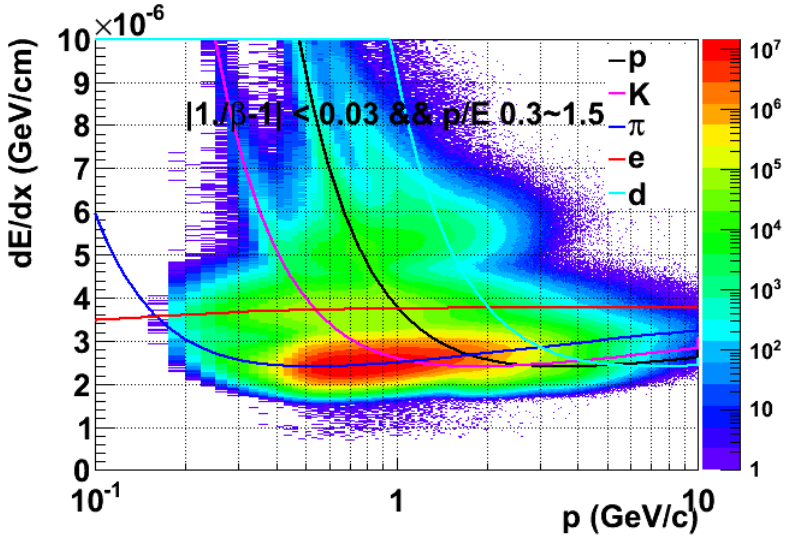
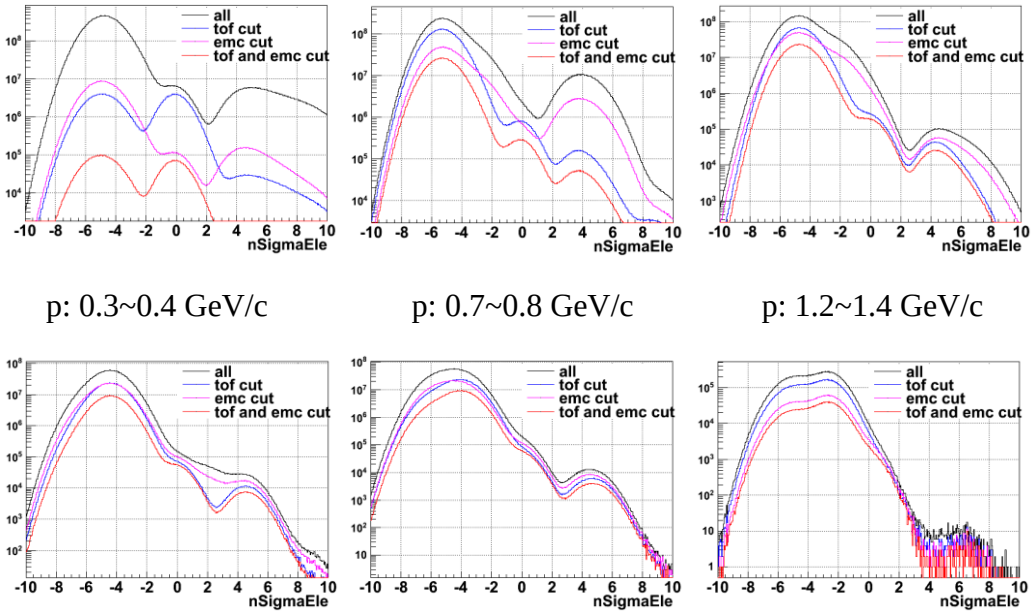


图 4.7 TOF 和 BEMC 条件下能损相对于动量分布

同时使用 TOF 和 BEMC 条件，能损相对于动量分布则如图 4.7 所示。



p: 0.3~0.4 GeV/c　　p: 0.7~0.8 GeV/c　　p: 1.2~1.4 GeV/c

p: 1.6~1.8 GeV/c　　p: 2.~3. GeV/c　　p: 5.~10. GeV/c

图 4. 8　几种不同的动量区间中，不同条件下的粒子 $n_{\sigma dE/dx}$ 分布

为了选择不同动量区间的综合考虑 TOF、BEMC、dE/dx 的电子选择条件，引入电子的 $n_{\sigma dE/dx}$，它描述实验测量的径迹 dE/dx 与电子的理论 dE/dx 的距离为几倍误差。图 4.8 显示了几种不同的动量区间中，不同条件下的粒子 $n_{\sigma dE/dx}$ 分布。根据 $n_{\sigma dE/dx}$ 的定义，电子在这些图中的分布应该是平均值在 0，宽度为 1 的高斯分布。

可以看出，使用 TOF 选择条件在低动量部分有较高的鉴别力和效率，但在高动量部分鉴别力较差，因为高动量的强子与电子同样接近光速。使用 BEMC 选择条件，在高动量有好的鉴别力和效率，但低动量部分效率较低，且鉴别力较差。尤其在动量 1 GeV 左右，由于反质子可能在 BEMC 中湮灭沉积较多能量，且与电子 dE/dx 接近，使电子很难被干净地鉴别。如果同时要求 TOF 和 BEMC 选择条件，则比单独一种条件去掉的强子本底更多，但效率更低。为了兼顾选择电子的纯度和效率，在选择 $n_{\sigma dE/dx}$ 条件时，可以给同时满足 TOF 和 BEMC 选择条件的径迹更宽松的条件，而给只满足 TOF 或 BEMC 选择条件之一的径迹一个更加严格的条件。

另外可以注意到，对于较高的动量或者 TOF 条件下的径迹，在高 dE/dx（或者说大 $n_{\sigma dE/dx}$ ）一侧，强子本底较低，在低 dE/dx 一侧强子本底比较高。因此可以选择不对称的 $n_{\sigma dE/dx}$ 条件来挑选电子。

综合以上的分析，并通过用数据进行试验，得到使 *J/ψ* 信号显著度尽可能高的一套电子选择条件如下：

若满足 TOF 条件，$-0.3 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；

若满足 BEMC 条件，$-0.6 < n_{\sigma dE/dx} < 3$ 且 $p > 1.5$ GeV/c；

若同时满足 TOF 和 BEMC 条件，$-1 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；

在下面的 *J/ψ* 椭圆流计算中，将以上电子选择条件称为“标准条件”，为了估计由于电子不纯带来的椭圆流系统误差，还选择了一套与标准条件类似，但更严格的电子选择条件，来挑选更纯净的 *J/ψ*，称为“严格条件”。使用严格条件重建的 *J/ψ* 信噪比更高，但统计更少。严格条件如下所示：

若满足 TOF 条件，$0 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；

若满足 BEMC 条件，$-0.5 < n_{\sigma dE/dx} < 3$ 且 $p > 1.5$ GeV/c；

若同时满足 TOF 和 BEMC 条件，$-0.8 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；

至此，我们选定了两套同时使用 TPC dE/dx，TOF 和 BEMC 能量三种鉴别手段的电子选择条件，用来挑选 *J/ψ* 衰变产生的正负电子。

4．3 *J/ψ* 的重建

4．3．1 *J/ψ* 的鉴别条件

J/ψ 的静止质量约 3.097 GeV/c^2，远大于我们使用的衰变粒子——电子的质量（0.511 MeV/c^2）。根据能动量守恒，静止的 *J/ψ* 衰变产生两个动量方向相反，动量大小约等于 *J/ψ* 质量（乘光速）一半（1.5 GeV/c）的正负电子。如果 *J/ψ* 相对于实验室系运动，其衰变电子必有一个动量不小于 1.5 GeV/c，另一个衰变电子动量很小的概率也不大。图 4.9 显示了一个简单的模拟得到的，对不同横动量

的赝快度为 0 的 *J/ψ*，满足一个衰变电子动量大于 1.4 GeV/c，另一个衰变电子大于 1.2 GeV/c 的条件的几率。可以看出平均来说，超过 80 %的 *J/ψ* 满足这一衰变电子动量条件。由于包括电子在内的粒子动量分布下降很快，这一动量截断条件可以显著降低电子对的数目，这对降低高级触发系统(HLT)的触发率非常重要。

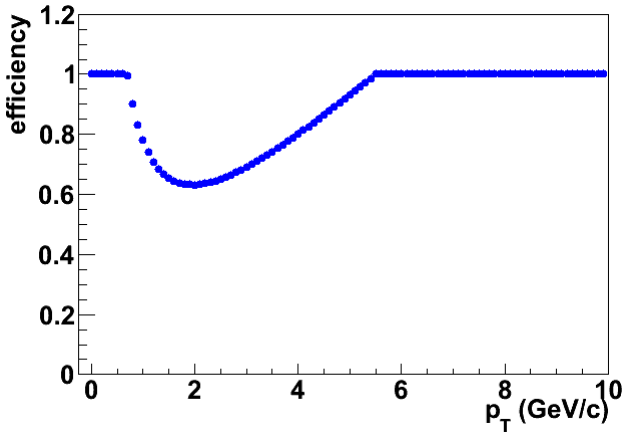


图 4.9 不同横动量 *J/ψ* 衰变的两电子动量大于 1.4 GeV/c 和 1.2 GeV/c 的几率

综合以上各节，本文 *J/ψ* 椭圆流研究的 *J/ψ* 鉴别条件为：

事件顶点在+- 30 cm 以内；

电子径迹有不少于 20 个 TPC 击中点；

电子径迹有不少于 15 个击中点用来计算能量损失；

电子径迹的 TPC 击中点数大于可能的最大击中点数的 0.52 倍；

电子对应全局径迹距原初顶点距离小于 1 cm；

满足下列 3 个电子选择条件之一：

1. $|1-1/\beta| < 0.03$，$-0.3 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；
2. $0.3 < p/E < 1.5$，$E > 0.5$ GeV，　$p > 1.5$ GeV，　$-0.6 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；
3. $|1-1/\beta| < 0.03$，$0.3 < p/E < 1.5$，$E > 0.5$ GeV，$-1 < n_{\sigma dE/dx} < 3$；

其中 β 为径迹速度，$n_{\sigma dE/dx}$ 表示能损距电子理论能损几倍误差以外，E 代表 BEMC 击中点能量；

两个正负电子动量分别大于 1.4 GeV/c 和 1.2 GeV/c。

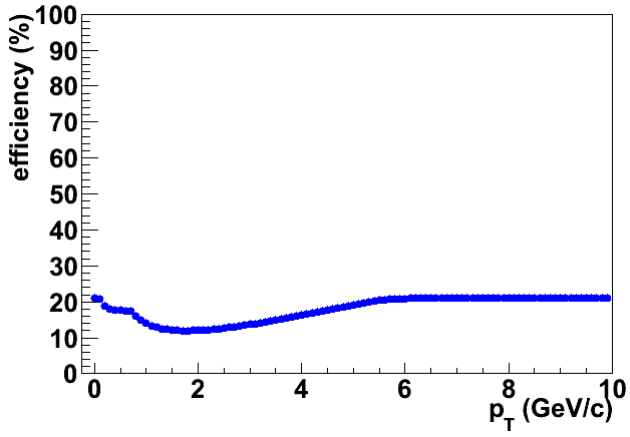


图 4.10 不同横动量的 *J/ψ* 效率

使用上述的 *J/ψ* 选择条件，可以通过一个简单的模拟估算不同横动量的 *J/ψ* 的重建效率，结果如图 4.10 所示。这里简单地假设 TPC 径迹重建效率为 66 %，TOF 效率为 70 %，BEMC 效率为 70 %。

高级触发系统(HLT)使用的双电子选择条件与上述 *J/ψ* 选择条件类似，个别条件因为在线径迹重建质量稍差而放宽，如电子径迹最小 TPC 击中点个数放宽到 15 个、最小计算 dE/dx 的击中点个数放宽到 10 个等。

4．3．2 *J/ψ* 不变质量和动量计算

按照前述条件选择了一对电子，如果它们是由一个母体粒子衰变而来，就可以计算出母体的质量和动量是多少。计算利用了衰变过程的 4 动量守恒，即

$$\overrightarrow{p_0} = \overrightarrow{p_1} + \overrightarrow{p_2}$$

$$E_0 = E_1 + E_2$$

以及母体和衰变电子各自的相对论能动量关系，即

$$E^2 = p^2 + m^2$$

其中 p 代表动量，E 代表能量，m 代表质量。下标 0 代表母体，下标 1 和 2 代表两个衰变电子。

一般将一个系统在其质心系下的总能量除以光速平方称为不变质量。如果该系统只有一个粒子，不变质量就是其质量，因此衰变系统的不变质量就是其

母体质量。*J/ψ* 质量宽度远小于实验不变质量测量精度，因此在正负电子不变质量谱上，*J/ψ* 表现为一个连续本底上的类似高斯分布。

4．4 *J/ψ* 的信号和分布

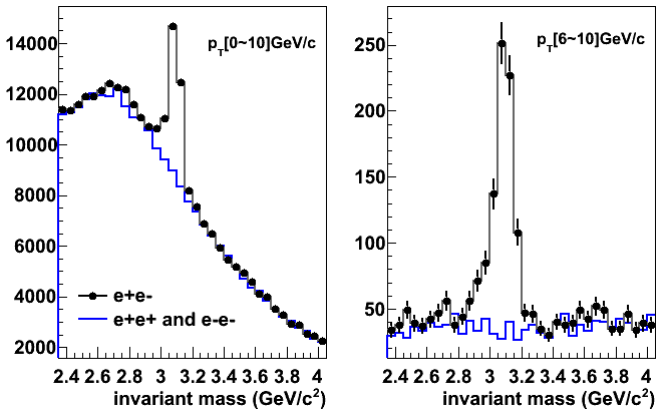


图 4.11 *J/ψ* 信号

图 4.11 显示了前述数据和鉴别条件得到的 *J/ψ* 信号。圆点为正负电子对的不变质量分布，实线直方图为同号电子对不变质量分布。这里所谓的电子指所有满足电子鉴别条件的所有径迹，即包括错误鉴别的强子。因为没有什么粒子衰变为同号的电子对或强子对，所以同号电子对全部由随机组合而来，如果不考虑正负粒子探测器效率分布不同造成的很微小的差异，同号电子对正好能反映随机组合的异号电子对本底的不变质量分布。可以看到图中除了 *J/ψ* 质量（约 3.1 GeV/c^2）附近，异号和同号电子对不变质量分布基本一致。而 3.1 GeV/c^2 附近异号电子对高出同号电子对的部分，就是测得的 *J/ψ* 信号。图中总共有大约 13000 个 *J/ψ*，在横动量大于 6 GeV/c 的范围，仍有相当可观的信号。在 *J/ψ* 不变质量附近，除了随机组合的异号电子对，其它正负电子对来源很有限，可以忽略不计。

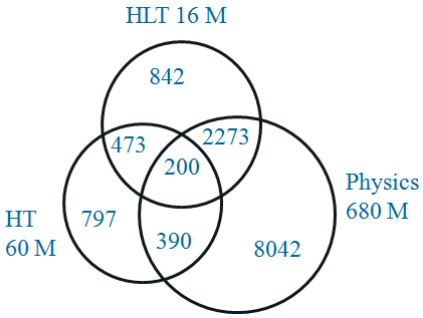


图 4.12 不同数据集中 J/ψ 的个数

图 4.12 显示了本文 J/ψ 椭圆流分析所用的 3 个不同数据集中 J/ψ 的个数。最大的 physics 数据集也包括了最多的 J/ψ，HT 数据集包括了大部分高横动量的 J/ψ，HLT 数据集除了以一定效率选择了上述两个数据集中含 J/ψ 的事件，还包括了很多后期停止大量采集最小触发事件和中心碰撞事件后，被 HLT 选择而采集到的 J/ψ。2010 年 HLT 处于试运行阶段，J/ψ 的平均选择效率不高，在 2011 年 HLT 的双电子效率有很大提高，仅 HLT 数据集就应该有很可观的 J/ψ 事例。

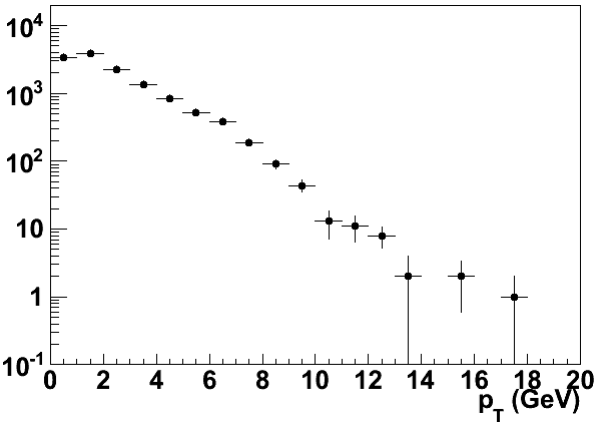


图 4.13 J/ψ 横动量分布

图 4.13 显示了本文所用 J/ψ 的横动量分布。与实际分布相比，高横动量 J/ψ 的比例由于非光子电子的触发而被增高，直到横动量 10 GeV/c 都有可观的 J/ψ 信号。

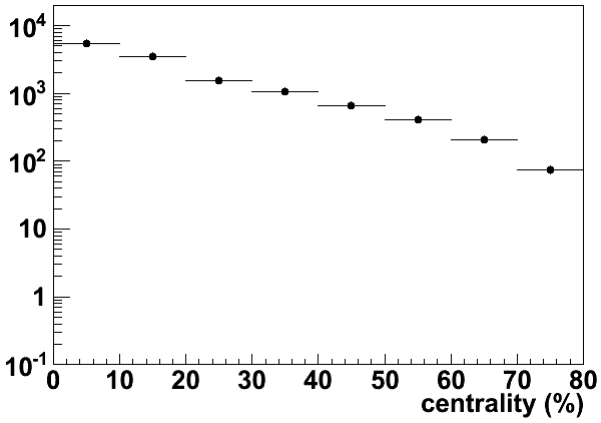


图 4.14 J/ψ 中心度分布

图 4.13 显示了本文所用 J/ψ 的中心度分布。中心度为 0 代表碰撞参数为 0 的中心碰撞，中心度为 100 %代表最边缘的碰撞。与实际分布相比，中心碰撞的 J/ψ 所占比例由于中心碰撞触发而增强。

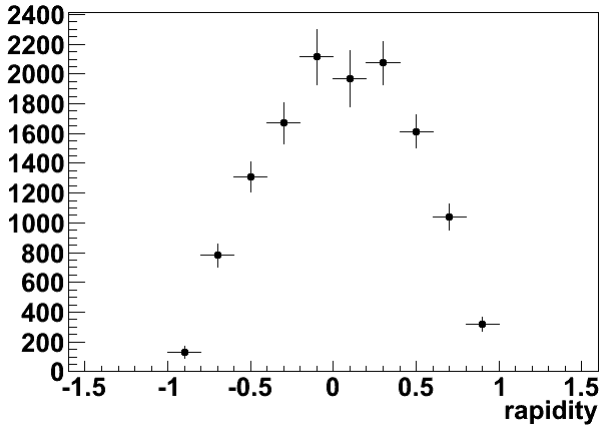


图 4.15 J/ψ 快度分布

图 4.15 显示了 J/ψ 的快度分布，由于 J/ψ 衰变产生的两个正负电子都在赝快度+-1 之间 STAR 探测器的接受度之内才能被探测到，因此快度为 0 的 J/ψ 被探测到的概率最高，快度接近 1 时探测效率几乎为 0。

第五章 椭圆流的计算

5．1 事件平面

5．1．1 事件平面和基本重建方法

在引言中曾经说到，椭圆流 v_2 指粒子产额在动量空间各向异性的二阶谐振系数：

$$v_2 = < \cos\left[2\left(\phi - \Psi_{rp}\right)\right] > \quad (5.1)$$

其中 Ψ_{rp} 表示反应平面的方向。反应平面是碰撞参数与束流方向确定的平面，它的方位角分布在 0~π 范围内均匀随机分布，无法由实验直接测得。但实验可以通过碰撞产生的粒子，重建出一个反应平面最可能的方向，这称为事件平面。直观的说，二阶事件平面所在的方位角就是事件中的径迹最倾向的两个背对背方位角，在事件平面附近的径迹密度大于远离事件平面方位角的径迹密度。

本文事件平面的重建，使用满足以下条件的所有 TPC 原初径迹：

横动量大于 0.15 GeV/c，小于 2 GeV/c；

赝快度在+-1 之间；

有大于 15 个击中点；

击中点数与最大可能击中点数之比大于 0.52；

对应全局径迹与原初顶点之间距离小于 2 cm。

对每一条满足以上条件的 TPC 径迹，求出以下定义的 q 矢量：

$$q_{\mathrm{x}} = \cos(2\varphi) * \mathrm{p_T}, \quad q_{\mathrm{y}} = \sin(2\varphi) * \mathrm{p_T} \quad (5.2)$$

其中 φ 为径迹方位角，p_T 为横动量。以 p_T 为权重，可以利用带电强子椭圆流在横动量 2 GeV/c 以下随横动量增加的特点，提高事件平面的分辨率。将一个事件内所有满足条件的径迹 q 矢量进行归零修正后相加，得到事件 Q 矢量，那

么事件平面的方位角 Ψ 就可以按下式计算：

$$Q_{\mathrm{x}} = \cos(2\Psi), \quad Q_{\mathrm{y}} = \sin(2\Psi) \tag{5.3}$$

5．1．2 q 矢量归零修正

径迹 q 矢量进行归零修正是为了去除探测器效率随方位角变化带来的影响。修正的方法是求出所有事件中 q 矢量的平均值，然后在计算事件平面过程中，每条径迹的 q 矢量减去该平均值。这样得到的事件 Q 矢量平均值为 0，计算的事件平面就接近于 0~π 范围内的均匀分布。

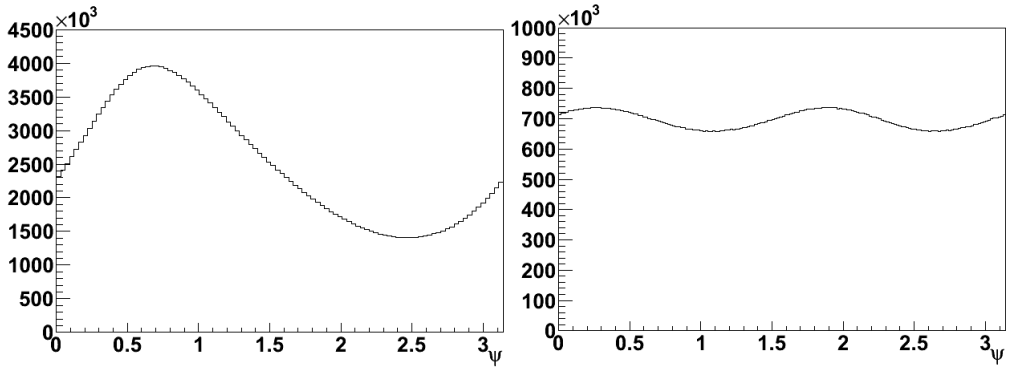


图 5.1 不使用（左）和使用（右）q 矢量归零修正得到的事件平面

图 5.1 显示了不使用和使用 q 矢量的归零修正得到的事件平面。可以看出由于探测器效率不均匀，不使用 q 矢量归零修正得到的事件平面偏向于一个方位角附近，而使用 q 矢量修正后，这种不均匀性在傅里叶展开的第二阶基本消除，只剩下更高阶的不均匀性。可以证明，剩下的高阶不均匀性不影响椭圆流的计算结果。由于探测器效率随方位角的变化跟中心度、顶点位置、径迹赝快度的正负以及探测器运行状态都有关系，本文分析的 q 矢量归零修正分每 10 % 的不同中心度，原初顶点大于或小于 0，径迹赝快度大于或小于 0，数据采集的日期分别进行。

5．1．3 移动拉平

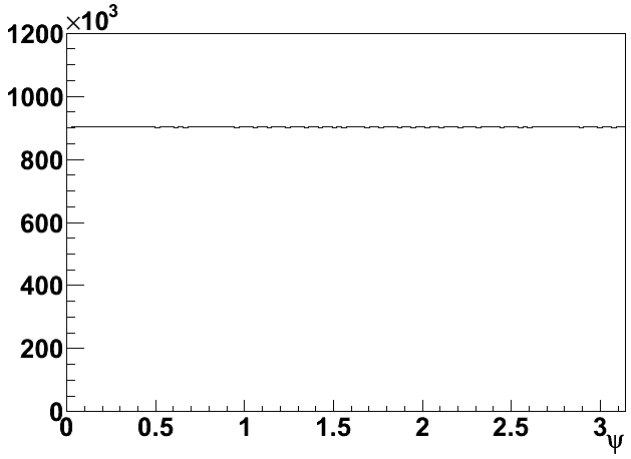


图 5.2 移动拉平后的事件平面分布

如果计算出 q 矢量归零修正后的事件平面分布的各高阶傅里叶展开项，可以进一步通过移动事件平面，让密度较大角度处的事件平面移动到密度小的地方，拉平事件平面分布。其具体的计算方法在这里不再累述。图 5.2 为使用 20 阶傅里叶展开系数移动拉平以后的事件平面分布，非常接近均匀分布。

5．1．4 事件平面的分辨率

事件平面是利用反应出射粒子重建出的，最接近反应平面方向的平面，但它不与反应平面完全重合。下式定义的事件平面的分辨率 R，能够反应出事件平面多么精确的描述了反应平面。

$$R =< \cos\left(2\left(\Psi - \Psi_{rp}\right)\right) > \tag{5.4}$$

其中 Ψ 为事件平面，Ψ_{rp} 为反应平面。当事件平面始终与反应平面重合，R=1。

如果以事件平面代替反应平面计算粒子椭圆流，定义直接得到的椭圆流为观测椭圆流 v_{2_obs}

$$v_{2_obs} =< \cos[2(\phi - \Psi)] > \tag{5.5}$$

可以证明[26]

$$v_{2_obs} = v_2 * R \tag{5.6}$$

在实验上，事件平面分辨率 R 可以通过两个子事件的事件平面关联程度来测量。将参与事件平面重建的径迹随机分为独立，基本相等的两部分，称为两

个子事件，分别计算子事件的事件平面 Ψ_1 和 Ψ_2，就可以通过 Ψ_1 和 Ψ_2 平均的相关性计算出整个事件的事件平面分辨率 R，具体计算方法见文献[26]。

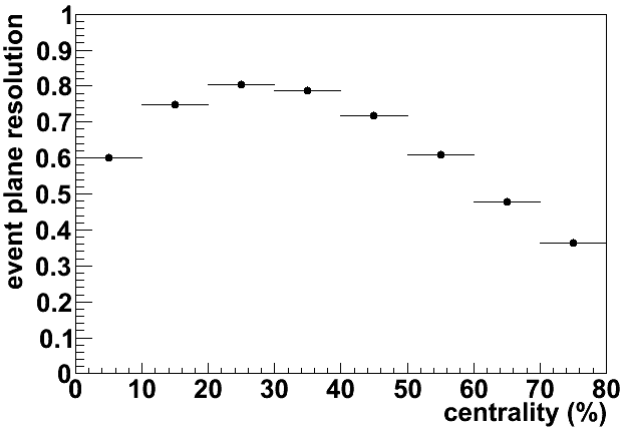


图 5.3 事件平面分辨率随中心度的变化

事件平面的分辨率跟重建所用径迹数和径迹平均椭圆流大小相关，因此会随中心度变化。本文事件平面分辨率按每 10 %的不同中心度计算，结果如图 5.3 所示。中心碰撞由于椭圆流小，事件平面分辨率较低，而特别边缘的碰撞则由于重建所用径迹少而事件平面分辨率降低。

5．1．5 强子椭圆流

作为事件平面重建方法的验证，本文计算了中心度 20~60 %的强子椭圆流，并与已发表的结果[27]进行比较，如图 5.4 所示。

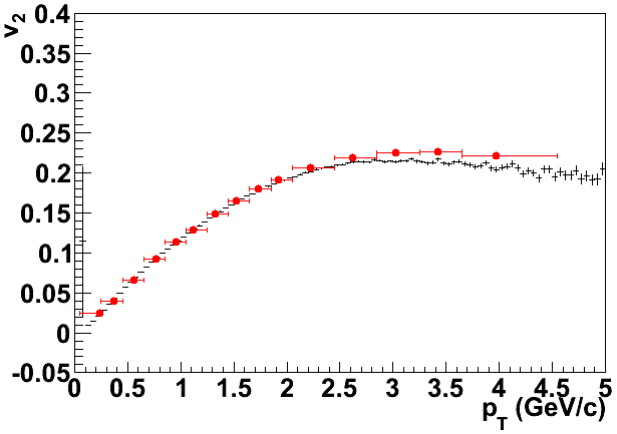


图 5.4 强子椭圆流

图中十字误差棒显示了本文计算结果，圆点为已发表结果，两者基本相符。

5．2 φ-Ψ 法计算椭圆流

本文用正负电子重构 J/ψ，但一对不变质量在 J/ψ 质量附近的正负电子，既有可能是 J/ψ，也有可能只是一对正负电子的随机组合，我们只能从统计上知道 J/ψ 信号和随机组合本底的大小。这样由两条径迹重建的粒子的椭圆流计算，比一条径迹代表的稳定粒子的椭圆流计算更复杂。本节和下一节将分别介绍 J/ψ 椭圆流计算的两种方法：φ-Ψ 法和不变质量法。

φ 和 Ψ 分别代表 J/ψ 和事件平面的方位角。下面以横动量 2~4 GeV/c，中心度 0~80 %的范围为例，介绍 φ-Ψ 法计算 J/ψ 椭圆流。该横动量范围内异号和同号电子对的不变质量分布如图 5.5 所示。

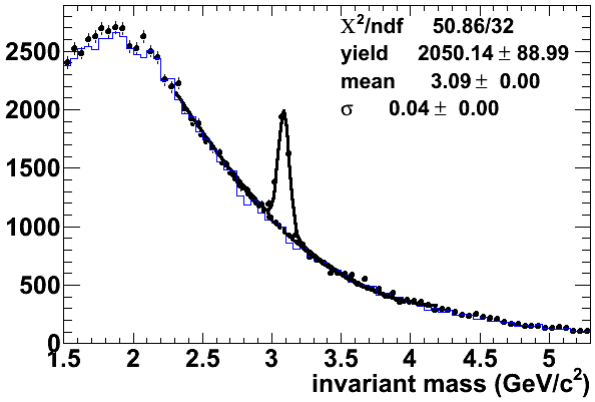


图 5.5 异号和同号电子对的不变质量分布

图中圆点表示异号电子对，实线直方图为同号电子对。对异号电子对的不变质量分布用一个高斯加一个二次多项式拟合，其中高斯代表 J/ψ，多项式代表随机组合本底。

然后将该横动量和中心度范围内的 J/ψ 按 φ-Ψ 分为 10 等分，并将相对于 π/2 对称的每两等分合并在一起，得到 5 等分。那么每等分里的异号和同号电子对不变质量分布如图 5.6 所示。

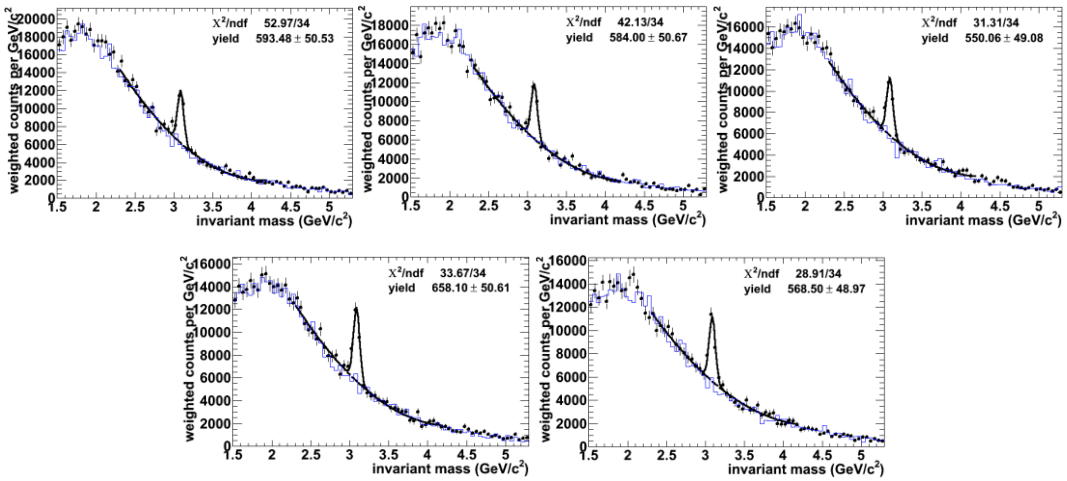


图 5.6 φ-Ψ 等分里的异号和同号电子对不变质量分布

为了消除不同中心度的事件平面分辨率 R 不同的影响，图中的计数都按其中心度对应的 1/R 加权。这样在计算 v_2 时，不同中心度的 *J/ψ* 不论所对应 R 的大小，对总的 v_2 的贡献都和 *J/ψ* 个数成正比，测得的 v_2 不会就有中心度的偏向性。

可以用拟合和计数两种方法得到每一个 φ-Ψ 等分中 *J/ψ* 的个数。拟合法假设各 φ-Ψ 等分中实际的 *J/ψ* 分布高斯位置和宽度不变，使用上一步拟合所得的值，拟合剩下的 4 个参数。拟合所得的高斯积分面积就是每个 φ-Ψ 等分中用 1/R 加权过的 *J/ψ* 个数。

计数方法则设定一个 *J/ψ* 可能的不变质量范围 2.9 GeV/c^2~3.3 GeV/c^2，该范围内异号计数减去同号计数即为该 φ-Ψ 等分中用 1/R 加权过的 *J/ψ* 个数。

得到了每个 φ-Ψ 等分中用 1/R 加权过的 *J/ψ* 个数，就可以用$A(1+2v_{2_{obs}}*\cos(2(\varphi-\Psi))$来拟合得到椭圆流测量值 v_{2_obs}。图 5.7 左和右分别显示了用拟合法和计数法得到的 *J/ψ* 个数的椭圆流拟合。可以看到两者拟合所得 v_{2_obs} 在误差范围内相互符合。

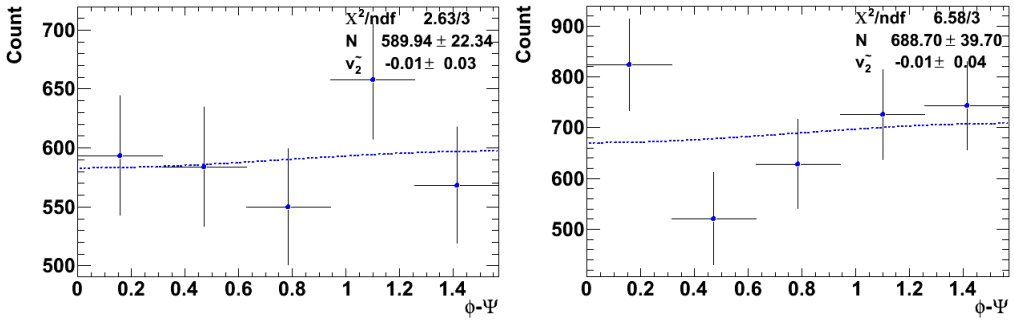


图 5.7 用拟合法(左)和计数法(右)得到的 J/ψ 个数的椭圆流拟合

有了 v_{2_obs}，由 5.6 式很容易求出 v_2。对 0~80 %这样的大中心度范围，可以先用每 10 %中心度范围内 J/ψ 的个数加权求得 1/R 的平均值<1/R>，则 $v_2=v_{2_obs}*<1/R>$。

最后，容易证明有限的 0.1 π 的 φ-Ψ 等分宽度，会使测得的 v_2 为真实值的 sin(0.1*π)/(0.1*π)。用测得的 v_2 乘以(0.1*π)/sin(0.1*π)即可修正这一效应的影响。

这里用拟合和计数得到 J/ψ 个数的方法，各有利弊。拟合法假设本底可以用二阶多项式描述，J/ψ 信号可以用高斯函数描述，这两个假设都是近似成立的。计数法以同号电子对为本底，即假设同号与异号随机组合电子对的不变质量分布一样，这一假设会由于探测器效率不均匀而不成立，但对本文使用的动量大于 1.4 GeV/c 和 1.2 GeV/c 的电子径迹，这种影响很小。另外该假设还要求正负径迹数目相等，由于轻子数守恒，这对电子成立，但对撞的金核携带重子数，因此该条件对鉴别不纯而混入的少量强子并不成立。

与计数法相比，拟合法统计误差更小。这是由于拟合法的本底通过多项式拟合 J/ψ 不变质量两边很大范围内的异号本底来描述，该多项式在 J/ψ 可能的一小段不变质量范围内的积分值误差很小；而计数法使用 J/ψ 可能的质量范围内的同号计数做本底，将统计误差由异号的$\sqrt{S+B}$增加到异号加同号的$\sqrt{S+2B}$。另外，高斯拟合相当于给了靠近 J/ψ 标准质量的计数更高的权重，最有效地利用的数据的信息，而计数法对 2.9 GeV/c^2 到 3.3 GeV/c^2 的可能的不变质量范围内所有的计数平权处理，让两边是 J/ψ 可能性不大的计数对结果带来同样的统计影响。

5．3 不变质量法计算椭圆流

不变质量法从另一个角度实现 *J/ψ* 椭圆流的测量。仍以横动量 2~4 GeV/c，中心度 0~80 %的范围为例。首先与 φ-Ψ 方法一样，用高斯加二次多项式来拟合该范围内的 *J/ψ* 信号和本底，这样就能知道在某一不变质量 m 处，信号 S 和本底 B 各自所占的比例，如图 5.8 所示。

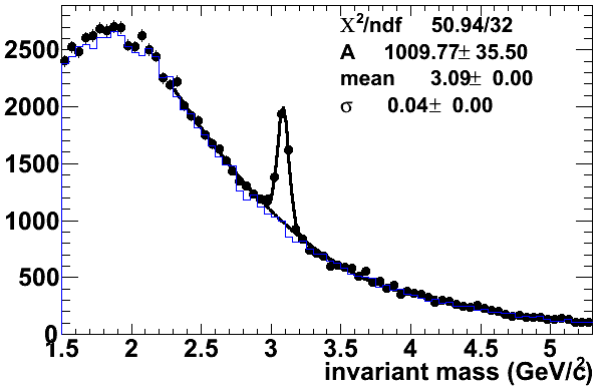


图 5.8 信号和本底不变质量分布拟合

然后，求得如图 5.9 所示的所有正负电子对（包括信号和本底）的椭圆流随不变质量的变化。这里每一对正负电子填入时已经除过其对应中心度的事件平面分辨率 R。假设 *J/ψ* 椭圆流为 v_{2_J}，本底椭圆流在一个小的不变质量范围内可以用不变质量的一次函数 a+b*m 来描述，那么测得的 *J/ψ* 信号和本底总的椭圆流 v_{2_t} 可以用下式来表示

$$v_{2_t} = \frac{v_{2_J} * S(m) + (a + b * m) * B(m)}{S(m) + B(m)} \tag{5.7}$$

用该式拟合图 5.9 中的数据，就能得到 *J/ψ* 椭圆流为 v_{2_J}。

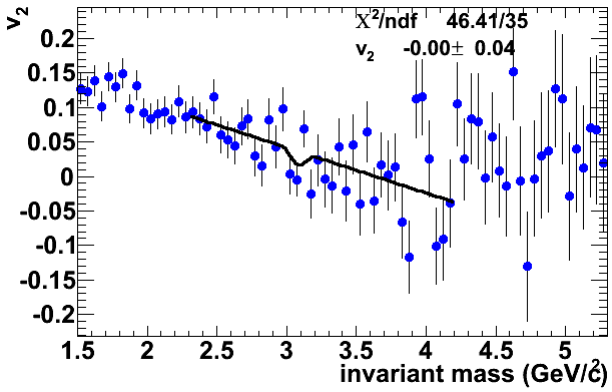


图 5.9 正负电子对的椭圆流随不变质量变化和拟合

在第二步拟合中，信号和本底的大小 S(m)和 B(m)由第一步拟合得到，作为没有误差的输入参数。为了考虑第一步拟合的误差对 J/ψ 椭圆流为 v_{2_J} 的影响，可以用第一步拟合得到的误差矩阵生成一个拟合参数的随机样本，也就对应一个 S(m)和 B(m)函数的随机样本，对该样本的每一套函数各自求出 v_{2_J}，其分布如图 5.10 所示。

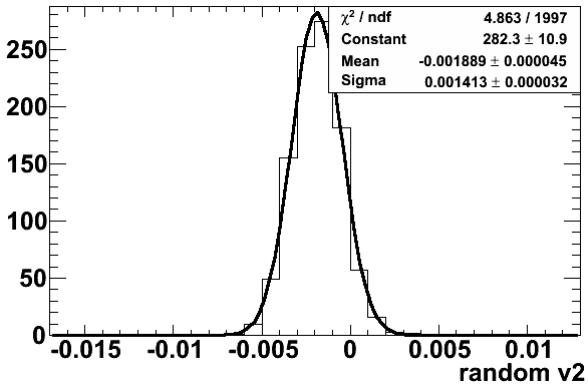


图 5.10 模拟信噪比拟合误差对 v_2 误差的影响

用高斯拟合得到该分布的宽度，就可以反映 J/ψ 信号和本底拟合对 J/ψ 椭圆流为 v_{2_J} 拟合的影响的大小。将该宽度平方和加入 v_{2_J} 的拟合误差，就得到了不变质量法的 J/ψ 椭圆流最终测量结果。

5．4 系统误差

5．4．1 不同方法和条件的差别

前面介绍了 φ-Ψ 法和不变质量法两种计算 *J/ψ* 椭圆流的方法，φ-Ψ 法中不同 φ-Ψ 等分的 J/数目又有拟合和计数两种计算方法。这些不同的方法有不同的假设条件：φ-Ψ 法的拟合法和不变质量法都假定 *J/ψ* 信号呈高斯分布，本底可用二次多项式描述；不变质量法假定本底椭圆流在一定范围内随不变质量按一次函数变化；φ-Ψ 法的计数法则假定同号电子对与随机组合的异号电子对分布相同。这些假设都只是近似成立，可以通过它们之间的差值来估计这些假设带来的系统误差。

3 种方法中，φ-Ψ 法的拟合法与另外两种方法各有一些相似处，而 φ-Ψ 法的计数法与不变质量法的差别最大。因此本文使用 φ-Ψ 法的拟合法作为测量中心值，另外两种方法则用来估计不同假设带来的系统误差。

在上一章曾提到，本文的 *J/ψ* 衰变电子的鉴别条件有“标准条件”和“严格条件”两套。标准条件的选择是为了得到最好的 *J/ψ* 信号显著度和最小的 v_2 统计误差，因此使用标准条件的测量值作为中心值；严格条件选择的电子纯度更高，可以减小强子本底带来的影响，作为系统误差估计的手段。

使用以上 3 中计算方法，两种鉴别条件，可以组合出 6 种不同的测量。图 5.11 显示了在中心度 0~80 %范围内，这 6 种测量随横动量的分布。

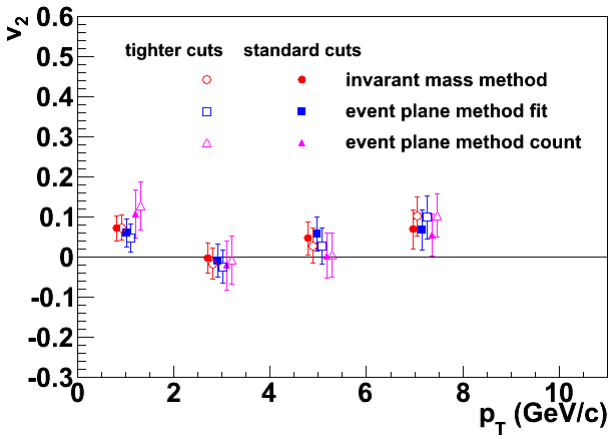


图 5.11 不同方法和条件测量的 v_2 随横动量的变化

其中实心点代表标准条件，空心代表严格条件，圆形、方形、三角形分别

代表不变质量法、φ-Ψ 法的拟合法和计数法。可以看出这 6 种不同的测量在统计误差内相互符合。假设这 6 种测量符合一定范围内的均匀分布，则其分布均方差可以表示为$(\max - \min)/\sqrt{12}$，其中 max 表示所有测量中的最大值，min 表示最小值，该均方差估计可以作为通过不同测量方法和鉴别条件估计的系统误差。

5．4．2 非流效应

在椭圆流的测量中，非流效应指不是集体流造成的，与反应平面无关的粒子关联，包括粒子衰变产物、喷注之内和喷注之间的粒子的方位角关联。这些关联不仅在重离子对撞中存在，在没有集体流的质子对撞中也存在。因此可以用质子对撞的结果来估计重离子对撞中非流效应对椭圆流测量的影响[27]。重离子对撞中，一定动量的被测量粒子与参与事件平面重建的粒子的平均总方位角关联可以表示为

$$< \sum_i cos2\left(\varphi_{p_T} - \varphi_i\right) >= Mv_2(p_T)\overline{v_2} + \{\text{non} - \text{flow}\} \tag{5.8}$$

其中 φ 表示粒子方位角，以横动量 p_T 标记被测量粒子，以 i 标记表示所有参与事件平面重建的粒子，$\overline{v_2}$表示参与事件平面重建的粒子的平均椭圆流，M 为参与事件平面重建的粒子个数。该式右边第一项为椭圆流造成的关联，第二项为非流效应造成的关联。

因为在质子对撞中没有椭圆流，该式右边第一项为 0。如果假设对被测量粒子来说，质子对撞中与其它粒子的关联二阶傅里叶展开与在重离子对撞中的非流效应相等，非流效应对重离子对撞中的椭圆流计算的影响就是$< \sum_i cos2\left(\varphi_{p_T} - \varphi_i\right) >/(M\overline{v_2})$，其分子在质子对撞中测量，结果如图 5.12 中圆点所示，分母为重离子对撞中的测量量。在不同中心度范围内，计算所得的非流效应对椭圆流的影响如图 5.12 中空心标记所示。中心度范围超过 10 %的计算，为每 10 %中心度的结果按 *J/ψ* 产额加权平均得到。

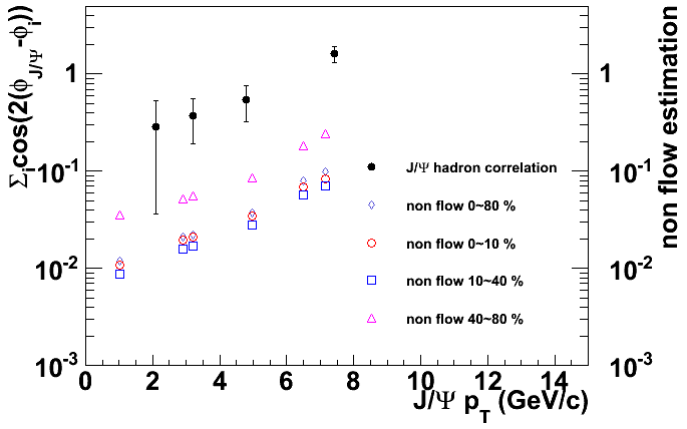


图 5.12 质子对撞中 *J/ψ* 与粒子关联和重离子对撞中非流效应的估计

可以看到 *J/ψ* 横动量越大，与它关联的粒子越多，非流效应越强。10~40 % 中心度范围内参与事件平面重建的径迹较多，椭圆流也较大，因此非流效应影响相对最小。

在质子对撞的 *J/ψ* 与强子方位角关联分布中，同向关联$\varphi_{p_T} - \varphi_i$在 0 附近的同向关联较弱，在 π 附近的背向关联较强[28]。而背向关联主要来源于反向高能胶子形成的喷注。在金金对撞中，这种反向高能胶子形成的喷注可能受到介质的影响，发生淬火，使 *J/ψ* 与强子的背向关联变弱。因此用本节描述的方法估计的非流效应可能大于实际的情况，是一种很保守的估计。

5．4．3 其它可以忽略的系统误差

除了以上两节说到的系统误差，还有一些可能影响测量结果的系统效应，由于影响相对于现有统计误差较小而忽略。这些系统效应主要是由于探测器的接受度、效率，以及触发的影响，使得测量使用的 *J/ψ* 的样本分布与物理的分布不同，包括横动量偏向性，中心度偏向性，以及快度偏向性。另外，对 BEMC 触发和选择的电子，另一个粒子也可能在电子对应的 BEMC 单元里沉积能量，从而提高电子被触发和选择的效率。这样由于反应平面附近本底粒子多，反应平面附近的电子被触发和选择的效率更高，会对 *J/ψ* 椭圆流的测量带来影响。

第六章 *J/ψ* 椭圆流的结果和讨论

6．1 0~80 %中心度范围的结果

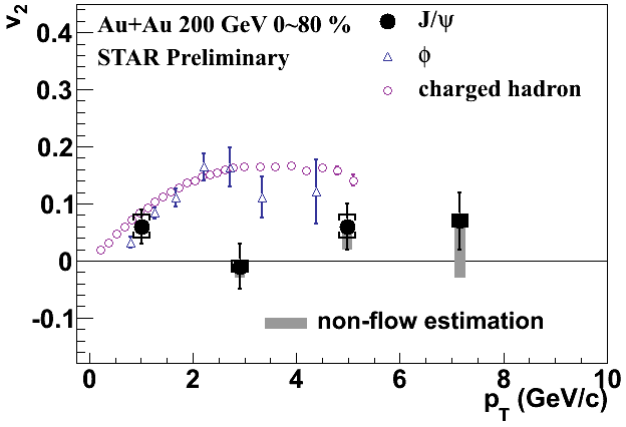


图 6. 1 0~80 %中心度范围内 *J/ψ* 和其它粒子的椭圆流随横动量的变化

图 6. 1 显示了 0~80 %中心度范围内 *J/ψ* 椭圆流随横动量的变化。图中数据点的横坐标位置为测量横动量范围内的 *J/ψ* 平均横动量。4 个测量的横动量范围依次为 0~2 GeV/c，2~4 GeV/c，4~6 GeV/c 和 6~10 GeV/c。误差棒表示统计误差，方括号表示前述由计算方法和选择条件差异得到的系统误差，淡色带表示前述非流效应的估计。作为比较，图中同时画出了带电强子[29]和 φ 介子[30]的椭圆流。带电强子中最主要的成分是由正反 u、d 夸克组成的 π^+和 π^-，而 φ 介子则由正反 s 夸克组成。可以看出，这些轻夸克组分的椭圆流随横动量很快上升，到 3 GeV/c 左右趋于饱和。而 *J/ψ* 椭圆流的行为则与这些轻夸克组分粒子完全不同，在横动量 2 GeV/c 以上的区域，*J/ψ* 椭圆流在误差范围内与 0 相符合。有两种可能的原因使高横动量 *J/ψ* 椭圆流与轻夸克组分粒子不同：1. 高横动量 *J/ψ* 主要由 pQCD 过程直接产生，这些 *J/ψ* 在产生时方位角是随机的，没有 v_2。由于作为色单态的 *J/ψ* 和夸克的弹性作用截面小于带色荷的夸克之间的作用截面，且 *J/ψ* 质量很大，*J/ψ* 在系统演化的过程中也很难通过动量的改变获得椭圆流。即使考虑

不同方向上由于通过介质距离不同，吸收不同（泄漏效应），也只能产生非常有限的 v_2；2. 粲夸克由于质量远大于轻夸克，不像轻夸克那样通过相互作用产生集体流，这些不参与集体流的粲夸克结合而成的 *J/ψ* 因而也没有 v_2。

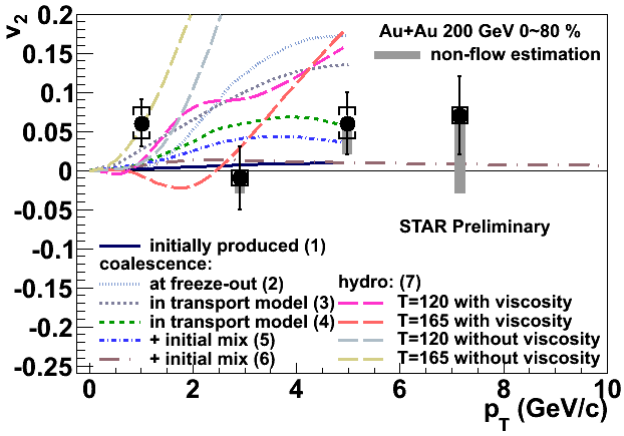


图 6.2　0~80 %中心度范围内 *J/ψ* 椭圆流随横动量的变化与模型比较

图 6.2 显示了 0~80 %中心度范围内 *J/ψ* 椭圆流随横动量的变化与模型的比较。图中数据点与上图相同，曲线代表不同理论模型预言的和不同机制产生的 *J/ψ* 椭圆流结果。如曲线(1)所示[9]，原初产生的 *J/ψ* 椭圆流非常接近于 0，因而除了最低的横动量区间里与测量值有两倍误差的差别，在大于 2 GeV/c 的横动量区间里数据相符。正反粲夸克结合(coalescence)产生的 *J/ψ*，如果假设在系统凝结时产生，其较高横动量的椭圆流都显著大于 0，与测量值有一些差异，如曲线(2)所示[7]；如果利用输运模型计算 *J/ψ* 的产生，则椭圆流稍低，更加接近测量数据，如曲线(3)、(4)所示[8][9]。在输运模型中综合考虑原初产生和结合产生的 *J/ψ*，结果也与实验测量相符，如曲线(5)、(6)所示[10][11]。图中同时显示了流体力学的预言结果，如曲线组(7)所示[12]，不论使用化学凝结还是动力学凝结的温度，考不考虑粘滞系数的影响，其预言的 *J/ψ* 椭圆流都随横动量增大而上升，不能很好地描述实验测量结果。总的说来，测量结果不支持高横动量的 *J/ψ* 主要由热化的正反粲夸克在系统凝结时结合产生。

这一结果在横动量大于 2 GeV/c 的区域对结合产生 *J/ψ* 做出了很强的限制，这意味着在这一较高的横动量区域，测得的 *J/ψ* 产额部分压低主要是来源于不充

分的德拜屏蔽压低、各种冷核物质效应、并综合考虑衰变产生 J/ψ 的结果。

6．2 不同中心度范围的结果

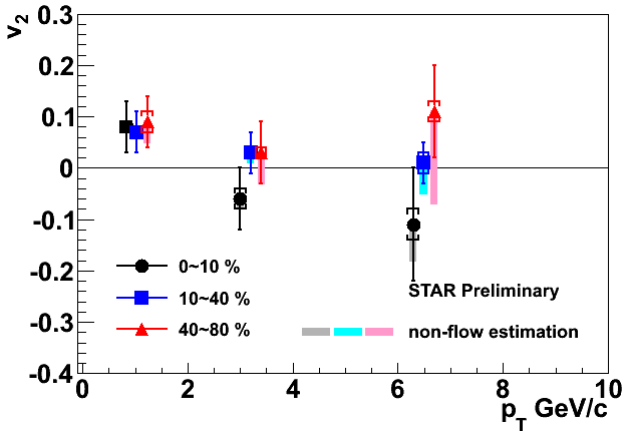


图 6.3 不同中心度范围内 J/ψ 椭圆流随横动量的变化

图 6.3 显示了不同中心度范围内 J/ψ 椭圆流随横动量的变化。图中数据点的横坐标位置为测量横动量范围内的 J/ψ 平均横动量（为了显示清楚，有的数据点向两边稍微移动了一点）。3 个测量的横动量范围依次为 0~2 GeV/c，2~ 5GeV/c，和 5~10 GeV/c。误差棒表示统计误差，方括号表示前述由计算方法和选择条件差异得到的系统误差，淡色带表示前述非流效应的估计。

可以看到，在不同中心度范围内，横动量 2 GeV/c 以上的 J/ψ 椭圆流仍然在误差范围内与 0 相符，不支持高横动量 J/ψ 主要由热化的正反粲夸克结合产生。在不同中心度和横动量区间更加详细地比较 J/ψ 产额和椭圆流的理论模型预言和实验测量结果，可以更好地理解 J/ψ 在高能重离子碰撞中的产生机制和粲夸克的集体流。

第七章 展望

7．1 HLT 的发展

7．1．1 神经元自动机

STAR 离线软件采用 Kalman 过滤器算法，该算法考虑了粒子径迹磁场偏转之外的其它效应，如能量损失，随机散射，也更好的利用了 TPC 击中点的误差，因而径迹重建的精度很高。如图 7.1 所示，Kalman 过滤器每前进一层，都尝试对误差范围内所有的击中点拟合，寻找最好的击中点，随着径迹的击中点越来越多，径迹的误差越来越小。这样重建径迹的质量好，但计算量大，用时很长。而 HLT 在共形变换下寻找径迹，最后用螺线管拟合，CPU 时间短很多，但精度稍差。

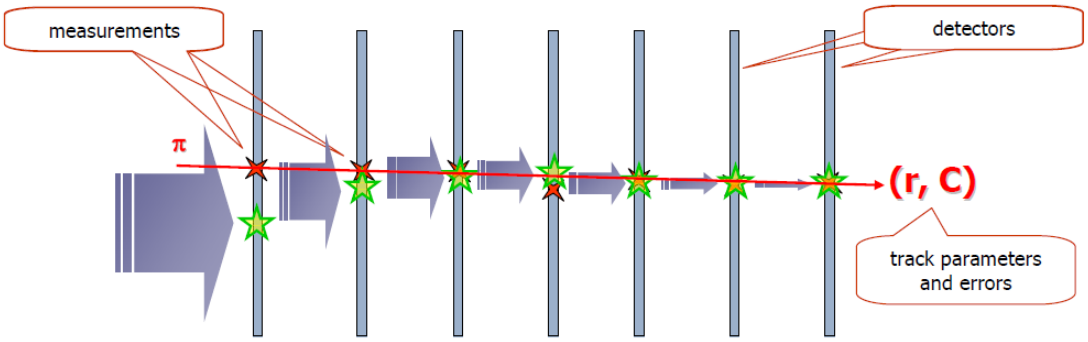


图 7.1 Kalman 过滤器[31]

Kalman 过滤器的大部分耗时都在径迹刚开始重建，击中点较少，误差较大的阶段，因为需要尝试误差范围内的很多不同的击中点。一种叫神经元自动机(Cellular Automaton)的径迹寻找算法，刚好可以在这一阶段弥补 Kalman 过滤器的不足。图 7.2 是 ALICE 实验组 HLT 使用的神经元自动机算法示意图[32]。首先对每一个击中点找到上一层和下一层探测器中相邻的所有击中点，再利用径

迹在小范围内接近直线这一特性，对 3 个击中点成直线的建立连接，如图 7.2 左所示。然后如图 7.2 右所示，去除掉单向连接，用连续的一对一连接构成径迹段。这样，不经过复杂的拟合就可以重建出较长的径迹段，这些径迹段拟合成螺线形的误差很小，很容易通过拟合将径迹段连接成径迹。

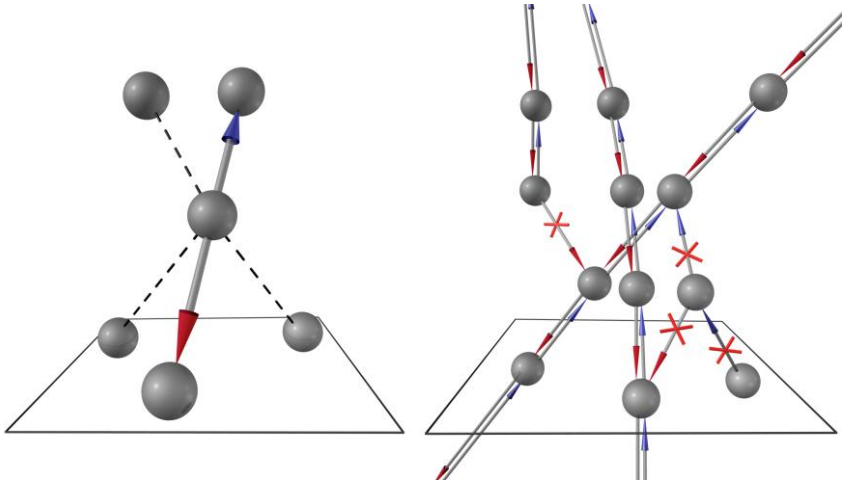


图 7.2 ALICE 实验组使用的神经元自动机径迹重建示意图

在 ALICE 的铅铅对撞数据中，使用神经元自动机的 HLT 算法比离线径迹重建算法快 10 倍左右，径迹重建质量几乎相当。神经元自动机非常适合并行运算，在可以进行大量并行运算的 GPU（Graphics Processing Unit – 图形处理器）中运行，优势更加明显。ALICE 的经验表明使用 GPU 的 HLT 算法可以进一步获得 10 倍左右的加速。

STAR TPC 与 ALICE TPC 结构类似，在 STAR HLT 中使用神经元自动机算法，可以通过很有限的硬件升级提高径迹重建的质量，包括提高径迹重建效率和减小径迹误差。特别是 Kalman 过滤器的算法与现有离线软件算法一致，可以减小 HLT 效率的不确定性，为将 HLT 推广到更多的物理分析中夯实基础。

7．1．2 GPU 的使用

GPU（Graphics Processing Unit – 图形处理器）是针对图形处理这样的可并行高计算量的处理需求而设计的。其应用现在很广泛，几乎每台个人计算机都

有 GPU。

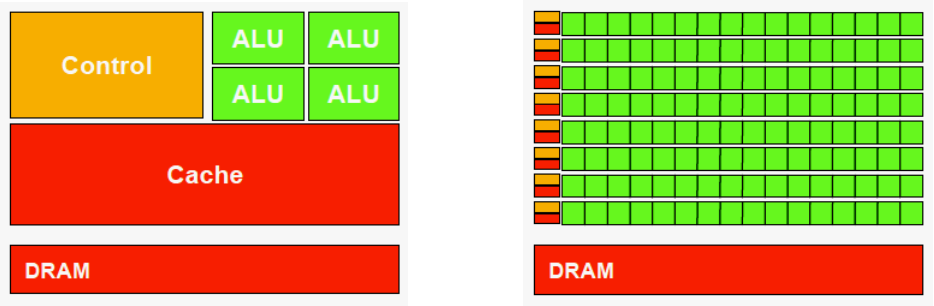


图 7.3 CPU（左）与 GPU（右）

图7.3形象地说明了GPU与CPU之间的差别。可以看出，CPU计算单元(ALU)较少，控制单元(Control)复杂，计算单元可以灵活地访问一个较大的寄存器(Cache)。反之，GPU 计算单元很多，控制单元相对简单，各计算单元只能访问对应的一个较小的寄存器。这样的设计决定了 GPU 更适合高计算通量，低数据量，低判断的并行计算。

在 STAR HLT 中，有两个任务适合使用 GPU 计算。一个是前面提到的使用的神经元自动机进行径迹重建。寻找临近的击中点建立连接的过程可以对所有击中点独立的并行进行。另一个适合 GPU 的任务是重建次级顶点。STAR TPC 中可能有几千条径迹，两两配对数量超过百万，而求两个螺线形的最近距离和交点算法也需要较长的计算时间。但这种计算可以并行进行，并且使用的数据量（所有径迹的信息）也比较有限，因此适合使用 GPU 来完成。

STAR HLT 中 GPU 的使用正在研究中。

7．1．3 新探测器

在未来三年内，STAR 将完成 HFT（Heavy Flavor Tracker – 重味径迹探测器）和 MTD（Muon Telescope Detector – μ 子探测器）两个新的探测器的建造，将它们采集的数据纳入 HLT，能进一步拓展 HLT 的应用范围。

HFT 位于 TPC 之内，紧邻束流管线之外，是一种先进的硅径迹探测器。它的最内层距束流线仅约 1.5 cm，且具有约 10 μm 的位置分辨率。这样近的距离

和这样高的位置分辨率，使得 HFT 能精确重建包括 D 介子在内的衰变粒子的衰变位置，将它们的衰变产物的径迹与原初径迹区别开来，极大降低它们的本底。将 HFT 加入 HLT，可以在线选择稀有的衰变粒子，如奇异核，甚至可以搜寻实验尚未观测到的奇异态，如双 Λ。

将 HFT 加入 HLT 已经进行了一些初步研究，尚需改进。

MTD 是一个位于磁铁之外 MRPC 探测器。它利用其它粒子容易被磁铁及其以内物质吸收，而 μ 子很容易穿透磁铁的特点，来探测反应产生的 μ 子。与电子一样，μ 子作为不参与强相互作用的轻子，是一种重离子对撞实验中的特殊的探针。

将 MTD 加入 HLT，可以在线过滤 MTD 触发的事件，只选择 TPC 径迹与 MTD 击中点符合，且鉴别为 μ 子的事件，大大降低存储的数据中的 MTD 触发本底事件。还可以进一步将双电子触发拓展为双轻子触发，进行 3.6.3 节提到的各种物理研究。单单对包括 *J/ψ* 在内的重夸克偶素研究，由于 μ 子可以直接用 MTD 触发，可以取得更大的数据量，且动量分辨更好，能在低动量区间极大提高显著度，提高产额、关联（包括椭圆流）分析的精度，甚至使对产额较低的 *ψ'* 等的测量成为可能。除此之外，电子 μ 子关联能在中间变质量区间区分双轻子的粲夸克产生和热产生，有特殊的研究意义。

将 MTD 加入 HLT 已经进行了一些初步工作，很容易随着探测器的组装进行完善和补充。

7．2 *J/ψ* 椭圆流研究的拓展

7．2．1 新的数据集

在 2011 年 RHIC 200 GeV 金金对撞运行中，STAR 采集了约 740 M 最小偏向触发数据，以及大量的不同触发能量的非光子电子触发数据，与本文使用的 2010 年采集的数据结合，*J/ψ* 统计可以增加到 2~3 倍，减小椭圆流测量的统计误

差。2011 年的数据采集中 HLT 更加成熟，效率较高，仅用 HLT 数据就能得到大部分的 *J/ψ*，因此在近期就可以完成 HLT 数据的离线处理，进行 *J/ψ* 椭圆流测量。更精确的 *J/ψ* 椭圆流测量结果有可能对低横动量的 *J/ψ* 产生机制和粲夸克热化程度给出更强的限制。

J/ψ 椭圆流的测量还可以拓展到不同能量（如较低的 62 GeV 金金对撞），以及不同的对撞重离子种类（如 RHIC 可能在 2012 年进行铅铅对撞）。在 LHC 上进行的 2.76 TeV 的铅铅对撞中也可以进行该测量。不同对撞能量和重离子种类会形成不同的介质温度、密度和体积，测量不同条件下的 *J/ψ* 椭圆流可以更加系统地研究其产生机制和介质热化程度。

7．2．2 *J/ψ*-强子方位角关联

在重离子对撞中，*J/ψ* 与强子的方位角相关性有两类来源：1.流效应，即 *J/ψ* 和强子分别与反应平面有相关性，从而导致的 *J/ψ*-强子分布相关性；2.非流效应，即与反应平面无关的相关性，包括 *J/ψ* 作为衰变产物时与其它衰变粒子的相关性，以及 *J/ψ* 产生时背向粒子的相关性。前面（5.8）式就是这种角度关联分类的傅里叶展开二阶分量形式。直接测量 *J/ψ* 与强子的方位角相关性，有可能得到比椭圆流更全面的信息。

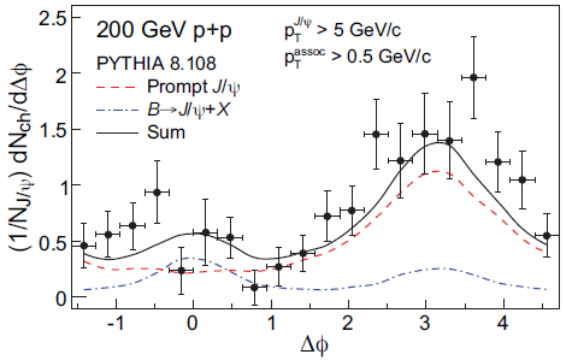


图 7.4 200 GeV 质子质子碰撞中 *J/ψ*-强子方位角关联

图 7.4 显示了 200 GeV 质子质子碰撞中横动量大于 5 GeV/c 的 *J/ψ* 与强子方位角的关联[28]，可以看到在 0 度和 180 度各有一个峰，但与强子-强子方位角

关联不同，J/ψ-强子在 0 度方位角关联小于背对背关联。通过模拟，可以得到直接产生的 J/ψ (Prompt J/ψ)与 B 夸克衰变产生的 J/ψ (B-> J/ψ+X)的两种不同的与强子的角度关联。通过将这两种成分的分布混合拟合数据分布，可以求出对横动量大于 5 GeV/c 的 J/ψ 总产额中有 13±5 %来自 B 夸克衰变。

在金金对撞中，情况要更加复杂。首先，在金金对撞中存在质子对撞中没有的流效应。其次，180 度处的关联主要来自背向的高能量胶子在真空中形成的喷注，在金金碰撞中，该胶子和喷注会受到介质的影响，与通过强子-强子关联探测到的喷注淬火效应[33]一样。因此在进行 J/ψ-强子相关性测量后，如何解释和得出有用的物理信息将是一个有挑战性的课题。J/ψ-强子相关性测量也可能反过来给椭圆流的测量中非流效应的估计一些新的启发。

7．2．3 D 介子椭圆流

由于 J/ψ 产生机制不确定，而衰变又使得非光子电子与粲味母体之间的的动量相关性降低，因此测量粲夸克集体流最有效的方法是直接测量重味强子。在实验上，重味强子如 D^0 介子一般通过强子道重构，信噪比很低。只有通过精确测量衰变顶点，把它们和原初顶点区分开，才能得到较明显的信号。由于重味强子衰变时间一般很短(D^0 介子 $c\tau$ ~ 122.9 μm)，重构它的衰变顶点需要很精确的径迹探测器，STAR 将在 2014 年左右开始运行的重味径迹探测器(Heavy Flavor Tracker – HFT)[14]能够满足这一要求。

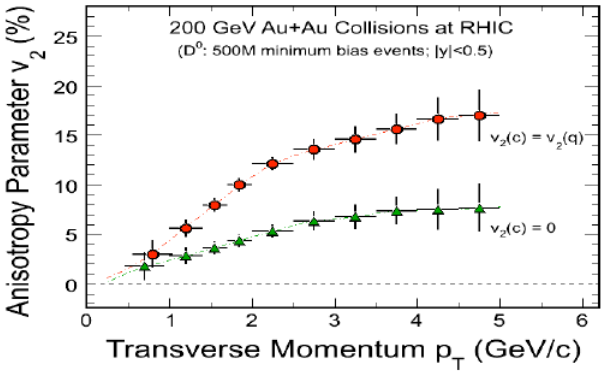


图 7.5 模拟使用 HFT 重建的 D^0 介子椭圆流

图 7.5 是模拟使用 HFT 重建 500 M 200 GeV 金金最小偏向事件得到的 D^0 介子椭圆流。原点表示粲夸克与轻夸克有同样的集体流的预期，三角表示粲夸克没有集体流的预期。可以看到这两种不同的物理预期能很清楚地被实验测量区分开。

将来的这一测量结果也可以反过来与本文的 J/ψ 椭圆流结果相结合，更精确地研究 J/ψ 在相对论重离子碰撞中的产生机制。

参考文献

[1] C. Amaler et al. Particle Data Group. Phys. Lett. B 667, 1-1340, 2008

[2] S. Bethke. Determination of the QCD coupling α_s. J. Phys. G 26, R27, 2000

[3] F. Karsch, Lattice Results on QCD Thermodynamics. Nucl. Phys. A 698, 199-208, 2002

[4] T. Matsui and H. Satz. J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. Phys. Lett. B 178, 416-422, 1986

[5] Z. Tang. J/ψ production and correlation in p+p and R_{AA} at high-pt in Au+Au collisions. Quark Matter 2011

[6] Sergei A. Voloshin, Arthur M. Poskanzer, and Raimond Snellings. Collective phenomena in non-central nuclear collisions. 2008

[7] V. Greco, C.M. Ko and R. Rapp. Quark coalescence for charmed mesons in ultrarelativistic heavy-ion collisions. Phys. Lett. B 595, 202–208, 2004

[8] L. Ravagli and R. Rapp. Quark Coalescence based on a Transport Equation. Phys. Lett. B 655, 126-131, 2007

[9] L. Yan, P. Zhuang and N. Xu. J/ψ Production in Quark-Gluon Plasma. Phys. Rev. Lett. 97, 232301, 2006

[10] X. Zhao and R. Rapp. Charmonium Production at High p_t at RHIC. 24th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, 2008

[11] Y. Liu, N. Xu and P. Zhuang. J/ψ elliptic flow in relativistic heavy ion collisions. Nucl. Phys. A834, 317c-319c, 2010

[12] U. Heinz and C. Shen. private communication

[13] S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, et al. Measurement of single electron event anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV. Phys. Rev. C 72, 024901,

2005

[14] J. Bouchet and the STAR Collaboration. Heavy Flavor Tracker (HFT): A new inner tracking device at STAR. Nucl. Phys. A, 830, 1-4, 636c-637c, 2009

[15] M. Harrison, T. Lundlam and S. Ozaki. RHIC project overview. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 235-244, 2003

[16] H. Hahna, E. Forsytha, H. Foelsche et al. The RHIC design overview. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 245-263, 2003

[17] K.H. Ackermann, N. Adams, C. Adler, et al. STAR detector overview. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 624-632, 2003

[18] M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, et al. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 659-678, 2003

[19] M. Beddo , E. Bielick, T. Fornek, et al. The STAR barrel electromagnetic calorimeter. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 725–739, 2003

[20] C. Adlera, J. Bergera, M. Demello et al. The STAR Level-3 trigger system. Nucl. Instrum. Meth. 499, 778–791, 2003

[21] L. Ruan. Pion, Kaon, Proton and Antiproton Spectra in d+Au and p+p Collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV at the Relativistic Heavy Ion Collider. Ph. D. thesis, USTC, 2004

[22] C. Adler, Z. Ahammed, C. Allgower, et al. Azimuthal Anisotropy and Correlations in the Hard Scattering Regime at RHIC. Phys. Rev. Lett. 90, 032301, 2003

[23] The STAR Collaboration. Observation of the antimatter helium-4 nucleus. Nature 473, 353–356, 2011

[24] The STAR Collaboration. Observation of an Antimatter Hypernucleus. Science 328, 58-62, 2010

[25] J. Zhao. Di-electron Continuum Production from $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV p+p and Au+Au Collisions at STAR. Quark Matter 2011

[26] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. Phys. Rev. C 58, 1671-1678, 1998

[27] J. Adams, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed, et al. Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p + p and Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV. Phys. Rev. Lett. 93, 252301, 2004

[28] B. I. Abelev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, et al. J/ψ production at high transverse momenta in p+p and Cu+Cu collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV. Phys. Rev. C 80, 1-6, 2009

[29] J. Adams, C. Adler, M.M. Aggarwal, et al. Azimuthal anisotropy at the Relativistic Heavy Ion Collider: the first and fourth harmonics. Phys. Rev. Lett. 92, 062301, 2004

[30] B.I. Abelev, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed, et al. Partonic flow and phi-meson production in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}}$ = 200 GeV. Phys. Rev. Lett. 99, 112301, 2007

[31] I. Kisel. Methods for Track Finding. GSI Tracking workshop, 2010

[32] Sergey Gorbunov. CA HLT Tracker in ALICE. GSI Tracking workshop, 2010

[33] C. Adler, Z. Ahammed, C. Allgower, et al. Azimuthal Anisotropy and Correlations in the Hard Scattering Regime at RHIC. Phys. Rev. Lett. 90, 032301, 2003

附录一 J/ψ 椭圆流结果数据

中心度 0~80 %

p_T (GeV/c)	v_2	Statistic error	Systematic error low	Systematic error high	Non-flow estimation
1.01	0.06	0.03	0.02	0.02	0.01
2.91	-0.01	0.04	0.01	0.01	0.02
4.98	0.06	0.04	0.02	0.02	0.04
7.16	0.07	0.05	0.01	0.01	0.10

中心度 0~10 %

p_T (GeV/c)	v_2	Statistic error	Systematic error low	Systematic error high	Non-flow estimation
1.03	0.08	0.05	0.01	0.01	0.01
3.20	-0.06	0.06	0.02	0.02	0.02
6.49	-0.11	0.11	0.03	0.03	0.07

中心度 10~40 %

p_T (GeV/c)	v_2	Statistic error	Systematic error low	Systematic error high	Non-flow estimation
1.03	0.07	0.04	0.00	0.00	0.01
3.20	0.03	0.04	0.01	0.01	0.02
6.49	0.01	0.04	0.02	0.02	0.06

中心度 40~80 %

p_T (GeV/c)	v_2	Statistic error	Systematic error low	Systematic error high	Non-flow estimation
1.03	0.09	0.05	0.02	0.02	0.04
3.20	0.03	0.06	0.01	0.01	0.06
6.49	0.11	0.09	0.02	0.02	0.18

发表文章

[1] (principal author) The STAR Collaboration. Observation of the antimatter helium-4 nucleus. Nature 473, 353–356, 2011. (SCI)

[2] (principal author) The STAR Collaboration. Observation of an Antimatter Hypernucleus. Science 328, 58-62, 2010. (SCI)

致谢

感谢我的父母。可能因为太亲近了，我反而一直没有机会对他们说一声感谢，感谢他们对我的辛勤哺育，鼓励教导，还有因为我曾经年轻任性让他们担忧的一点点内疚。

感谢导师徐瑚珊对我的指导，给我机会接触到人类知识的最前沿。徐老师让我深深感受到一个中国科学工作者的使命感，在国家最需要的地方忘我工作，在一个又一个领域让中国人走到世界科技的最前沿。

感谢导师许长补对我的指导，以及让我来布鲁克海文国家实验室学习和研究。许老师几乎拥有我心目中一个完美导师的所有特质了：清晰的物理思想，敏锐的研究远见，勤奋严谨，平易近人……遇到这样的导师真是很幸运的。

感谢唐爱宏老师在高级触发系统等工作中对我的指导。从唐老师那里我学到了一种坚持不懈的韧劲，在最困难的时刻让我不动摇，不放弃，让现在的我更加成熟。

感谢黄焕中、许怒、Gene Van Buren 老师在不同方向对我的指导。

感谢唐泽波师兄、许依春师姐在科研和生活上对我的帮助。

感谢阮丽娟、董昕、王刚、Yuri Fisyak、Jim Thomas、陈金辉、孙向明、Tonko Ljubicic、Jeffery Landgraf、庄鹏飞、Ralf Rapp、Thomas Ullrich、Ulrich Heinz、王建松、陈旭荣、曹殿亮、袁小华、James Dunlop、绍明、肖志刚、陈若富、邓健等老师，杨彦云、靳富、李娜、施梳苏、周建航、赵燕娥、周意等师兄师姐，薛亮、黄柄矗、赵杰、柯宏伟、崔相利、李璇、李德慧、陈亮、臧永东、杜成名、朱逾卉、韩立欣、林青勇等同学对我的无私指导和帮助。

感谢所有给我帮助和启发的物理学家们。

感谢布鲁克海文国家实验室和 STAR 实验组给我提供的研究机会。

感谢 HLT 工作的所有参与者的辛勤工作和奉献。

感谢重味物理工作组、轻味谱工作组和集体效应工作组特别是它们的召集

人对我的工作的宝贵意见和帮助。

最后感谢朋友们的关心和支持，特别是鼓励我换专业学习物理以及出国，让我能从事这项喜欢的工作。