

摘 要

本文利用 AMPT (A MultiPhase Transport Model) 模型模拟了 RHIC 能区的质心系能量为 200GeV 的 Au+Au 碰撞实验,对模拟数据中末态粒子的椭圆流进行了分析。利用末态粒子的方位角分布,讨论了模拟事件的椭圆流随碰撞参数的变化;与碰撞区域空间非对称性的比较分析表明,椭圆流与碰撞初始时源的空间非对称性有关,反映存在明显的空间—动量关联;分析了椭圆流随部分子散射截面及粒子横向动量的变化,研究了椭圆流与末态粒子质量的关系。研究表明:椭圆流是通过反应区域的相互作用,坐标空间的非对称性向动量空间转化的结果。椭圆流随碰撞参数先增加后减小,这是随碰撞参数一直增加的空间非对称性和一直减小的重叠区域综合作用结果。在低横向动量区域,椭圆流随横向动量增加而增加,这可能是由于更高的热化引起。部分子散射截面、弦融化、粒子质量也会对椭圆流造成影响。

关键词: 高能重离子碰撞; 椭圆流; RHIC 能区; AMPT 模型

Abstract

In this thesis, we use AMPT(A MultiPhase Transport) to model Au+Au collisions at center-of-mass energy 200 GeV at RHIC energies and analyze the elliptic flow of final state particles. With the final state particle azimuthal angular distribution method, we discuss the impact parameter dependence of elliptic flow, with comparison with the spatial anisotropy of the overlap region, it shows that elliptic flow depends on initial spatial anisotropy and it reflects that there exists explicit space-momentum correlation. We analyze its dependence on partonic scattering cross section and transverse momentum, and study the relationship with the particle mass. It shows that elliptic flow is the results of the transfer from the initial spatial anisotropy into the final state momentum space via particle interaction. Elliptic flow first increases with impact parameter and then levels off. It is due the total influence of increasing spatial anisotropy and the decreasing overlap region with centrality. In the low transverse region, elliptic flow rise with transverse momentum, it may be caused by higher thermalization. In the mean time, partonic scattering cross section, string melting and particle mass will also impact on elliptic flow.

Key words: High energy heavy ion collisions Elliptic flow RHIC energies
AMPT model

目 录

摘要	I
Abstract	II
第 1 章 绪论	1
1.1 高能重离子碰撞物理简介	1
1.2 椭圆流介绍	3
1.3 RHIC实验以及相关结果	4
1.4 本文的研究目的与研究内容	5
第 2 章 AMPT模型介绍	7
2.1 AMPT的结构	7
2.2 AMPT模型的物理过程	8
2.3 本文所用的模拟数据	10
第 3 章 椭圆流的测量	12
3.1 椭圆流的定义	12
3.2 椭圆流的方位角分布函数分析法	13
3.3 反应平面的离散及其修正	14
第 4 章 模拟数据的椭圆流分析	16
4.1 椭圆流随碰撞参数的变化	16
4.2 椭圆流与部分子散射截面的关系	18
4.3 不同粒子的椭圆流	20
4.4 本章小结	21
结论	23
致谢	24
参考文献	25

第1章 绪 论

1.1 高能重离子碰撞物理简介

物理学家的工作总是不断地拓展人类的视野，从低速到高速，从宏观到微观，从过去到未来，总之，将物理学推向不同的极限：时间上无限的过去与未来，空间上无限的细化和宏化，速度上无限地接近光速。高能重离子碰撞是 20 世纪 70 年代以来形成的新研究领域，它就是人类向空间细化和速度极限探索的结合，其目的就是通过核-核碰撞产生极端高温、高密度、高压强的核物质，寻求其状态方程 (Equation Of State, EOS) [1]。对此领域的研究，可以了解物质的形成，演化，转变等目前物质最小层次信息，也能提供宇宙早期形成，超新星爆炸，中子星内部相互作用等天体问题的信息。

20 世纪 70 年代重离子加速器的出现使得极端条件下的核物质能够在实验室存在，相关的理论和模型也逐渐被提出。如图 1-1 所示，人们最初认识的只是核物质的常态，即基态，只是位于核物质相图中横坐标上的一个点。在天文学中，中子星，超新星爆炸以及宇宙背景辐射等也为人们提供了相图中一些零星的信息。高能重离子碰撞实验为人们探索相图中其它未知而又意义深远的部分提供了机遇和条件。

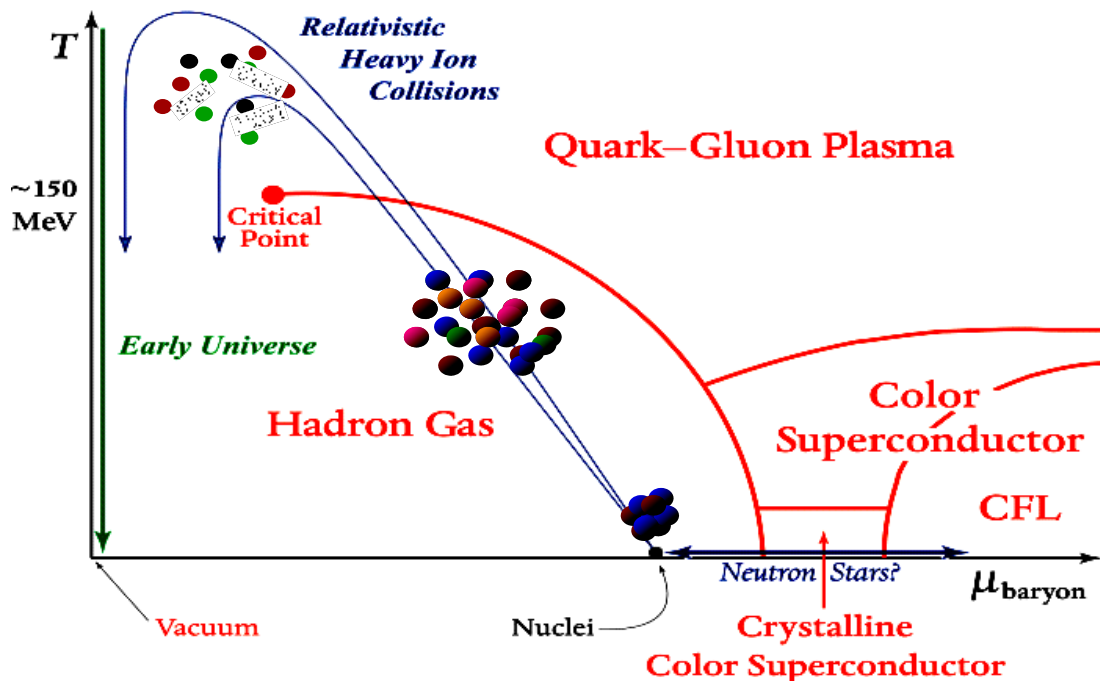


图 1-1 核物质相图^[3]

量子色动力学(Quantum Chromodynamic, QCD)认为物质中目前最小的粒子是夸克,但它们被禁锢在强子中,我们无法观测到自由夸克。格点QCD理论计算预言在RHIC能区会出现夸克解禁的状态,即夸克-胶子等离子体^[2-5](QGP)。通过高能核-核碰撞,可以实现由基态向激发态的转化,从而为人们了解QGP的性质提供机会。

高能核-核碰撞是高度非弹性的,即非弹性碰撞的截面在了总反应截面的主要部分,这时碰撞的核子平均要损失相当大的一部分(大约一半)能量。核子损失的能量沉积在质心附近,后来被 π 介子和其它粒子带走。核子-核子非弹性碰撞越多,沉积在质心附近的能量就越大。另外,由于洛伦兹收缩,两个碰撞的核在碰撞前的形状就像两个薄的圆盘,因此,核中核子-核子的初次碰撞几乎同时发生,而且其空间距离很近。随后碰撞的重子物质互相离去(如果它们没有因碰撞而停止的话),大量的能量在短时间能被沉积在一个很小的空间区域内,这时,能量密度非常高,可能高达几个 GeV/fm^3 ^[6],有可能出现QGP。研究新物质QGP的性质也是高能重离子碰撞的重要目的之一。

随着高能加速器技术的迅速发展,到二十世纪70年代中期,LBL(Lawrence Berkeley Laboratory)的Bevalac和Dubna实验室的Synchrotrons加速器已经能够把重离子加速到每个核子具有几百个MeV甚至几个GeV,人们一般把这一能量范围称为相对论能量^[7]。到上世纪末期,BNL(Brookhaven National Laboratory)的AGS(Alternating Gradient Synchrotron)与CERN(Commisioniat Europenne de Recherche Nucleaire)的SPS(Super Proton Synchrotron)获得了更高的对撞能量。BNL的RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider)能够将原子核加速到约每个核子100GeV的能量,能够进行Au+Au碰撞质心系的能量约19.7TeV。在RHIC进行的每个核子质心系能量为200 A GeV的Au+Au碰撞为研究QGP提供了机会^[8]。为了获得更高的质心系能量,最近在CERN正在建造的大型强子对撞机(LHC, Large Hadron Collider),能将重离子加速到每个核子质心系能量大约3TeV Pb+Pb碰撞,质心系的总能量将高达1262TeV^[7]。

高能重离子碰撞过程极其复杂,现在还没有解释其过程的统一的理论。为了解释高能重离子碰撞的实验结果,人们根据不同的假设和简化,提出了许多唯象的理论模型,从早期的单火球模型^[9]、级联模型^[10]到现在的输运模型等,它们在一定程度上都给出了与实验结果一致的结论,但同时也存在许多不足^[8]:基于全局热平衡和化学平衡的热力学模型(Thermal model)能非常成功分析各种粒子产生和它们的产率问题;基于局部热平衡的流体动力学模型(Hydrodynamic model)能很好地理解低横向动量粒子集体行为(如椭圆流);非平衡动力学的输运模型(Transport model),可以解释反应的化学和热学冻结。

于是,探索高能核碰撞物理过程的细节,了解极端情况下核物质的性质就成为极具挑战性的工作,也是核物理学家的共同目标。

1.2 椭圆流介绍

由于不能直接测量处于极端条件下核物质的性质，核物质的性质只能从未态可观测量来间接推断。但是当碰撞达到末态时，碰撞最密集区的大部分信息被淹没，于是寻找一个在碰撞早期形成并能保持到末态为实验所测量的物理可观测量就十分重要。理论计算和实验资料的分析均表明：末态核物质的集体有序运动，即反应末态的核物质流，能提供极端条件下核物质的重要信息^[11]。

为了描述核物质的性质，人们提出了集体流的概念，即高能重离子碰撞中能够反映核物质相空间分布的发射粒子的任何共同性质^[3, 6]。其中，常用到的有：纵向流（Longitudinal Flow）、径向流（Radial Flow）、横向流（Transverse Flow）、侧向流（Sideflow）、椭圆流（Elliptic flow）等。

椭圆流的大小由诸多因素决定，有如，碰撞能量，碰撞体系，有无相变，粒子质量和形成机制，部分子散射截面，碰撞参数，横向动量等。不同的理论模型采用不同的假设：是否达到热平衡，是否包含相变等，给出的结果可能也有差别。

椭圆流在不同碰撞能量下，产生的机制也不同：在较低的能量区，重离子的速度较小，由于旁观者效应，在x轴方向发射的粒子，将被旁观者吸收，所以椭圆流较小，或为负值或小的正值；在较高的RHIC能区，旁观者速度较大，在高密度区产生的粒子发射之前，已经远离，使x方向的动量转移比y方向大，因而椭圆流较大。

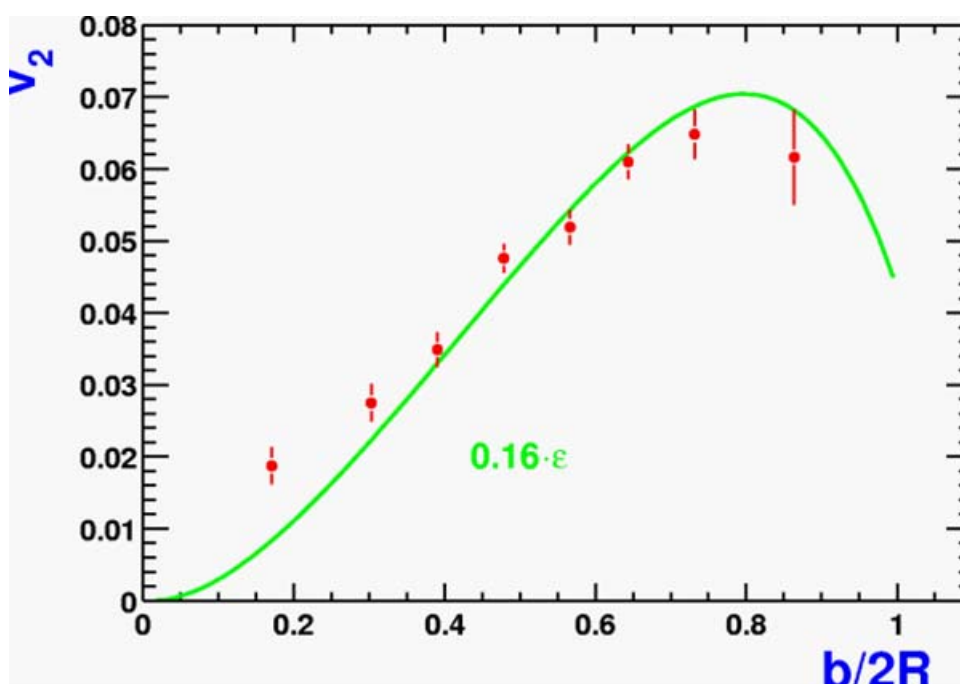
在SIS/Bevalac能区（100-1500 A MeV），净核势为排斥势，反应区域内有很大的压缩和加热。由于旁观者的屏蔽效应（Shadowing Effect），椭圆流为负值。在100 A MeV左右的Au+Au较低能量碰撞中，人们发现了椭圆流消失现象^[11]。在150 A MeV到1150 A MeV之间，中间快度区域末态粒子的非对称性随入射束能量逐渐增加。椭圆流的增加可以用旁观者的屏蔽效应解释。碰撞能量继续增加，旁观者在反应区域附近停留时间逐渐减小，椭圆流将发生由负到正的转化，在入射束能量为4 ~ 6 A GeV时，将再次出现椭圆流消失的现象，AGS/SPS能区的碰撞实验证实了这一现象^[11]。

在RHIC能区的重离子碰撞中，椭圆流大于SPS能区的椭圆流，人们认为在RHIC能区可能产生了新的核物质相，即强相互作用的QGP^[12]。流体动力学模型能够较好地解释RHIC能区，在末态粒子的低横向动量处，椭圆流随横向动量的变化。但在末态粒子的高横向动量处，流体动力学模型的结果与RHIC能区的实验结果存在着偏离。

本文将利用AMPT模型模拟RHIC能区质心系能量为200GeV的Au+Au碰撞，分析模拟数据中椭圆流随不同参数的变化。

1.3 RHIC 实验以及相关结果

2000年7月RHIC报道了第一次碰撞质心系能量为130 GeV碰撞，次年进行了RHIC最高能量200 GeV的碰撞。人们早期预测，RHIC能区下的会产生相互作用较弱的QGP，而由于QGP产生于早期，不能很有效地将空间非对称性转化成动量空间的非对称性，因而，椭圆流比SPS能区下的椭圆流要小。但是，RHIC实验中却观测到更大的椭圆流。通过应用理想流体动力学模型对RHIC试验的模拟，人们发现理想流体动力学模型可以很好的解释小横动量区域的椭圆流，尤其是椭圆流随粒子质量的变化。由于流体动力学模型假设部分子的平均自由程为0，这意味着此时的QGP相互作用较大，因此RHIC实验组宣布在RHIC实验上产生了新的物质状态即强相互作用的QGP。

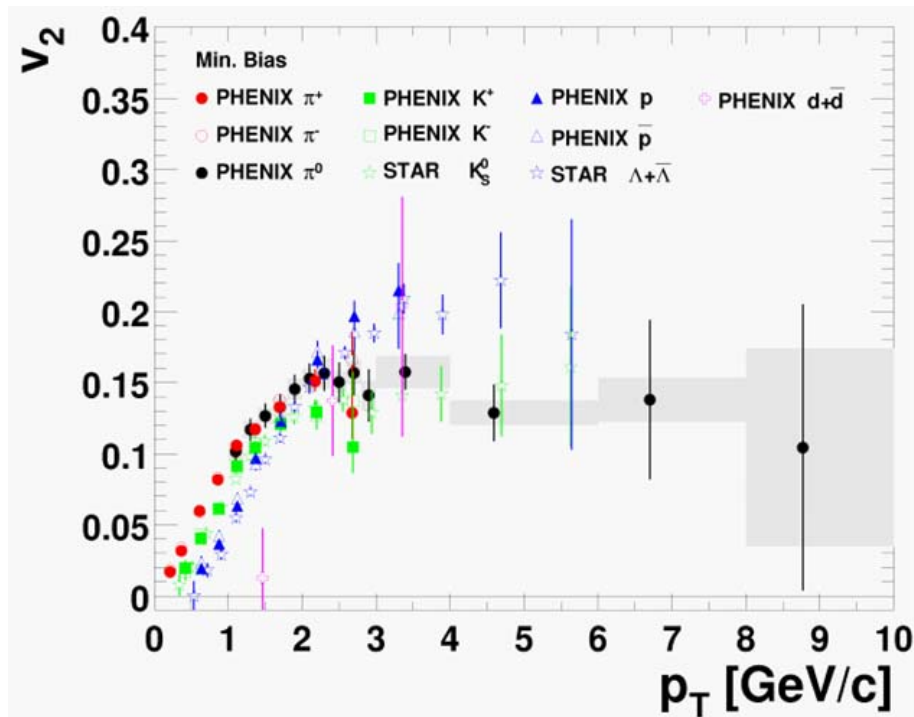


1-2 椭圆流随碰撞参数的变化^[3]

图1-2为椭圆流随碰撞参数的变化^[3]，圆点代表RHIC的实验数据，而实线表示流体动力学模型（Hydrodynamic Model）的分析结果。椭圆流先随归一化碰撞参数增大而增大，在0.8左右达到峰值，之后迅速减小。这表明，流体动力学模型（Hydrodynamic Model）在半对心碰撞时，与实验符合很好，但在对心碰撞区域以及边缘碰撞区域，不能很好的模拟碰撞。

图1-3为不同粒子的椭圆流随横向动量的变化趋势^[3]，图中，红实心圆、空心圆、黑实心圆分别代表 π^+ 、 π^- 、 π^0 ，绿实心正方形、空心正方形、绿五角星

分别代表 K^+ 、 K^- 、 K_s^0 ，实心与空心三角形分别代表质子与反质子。横向动量增大时，各种粒子的椭圆流都几乎线性增加，之后饱和，在4GeV后有减小的趋势。其中 π 介子椭圆流要大于K介子，K介子的要大于核子，这里表现出明显地质量依赖性关系。在低横向动量区域，流体动力学模型也很好解释了微分椭圆流随横向动量的增加而增加的原因，以及低横向动量区域的质量依赖性关系。而在高横向动量区域，流体动力学模型则高估了椭圆流的大小。这时，人们试着用能量损耗，有粘滞系数的非理想流体模型或输运模型解释其结果。



1-3 不同粒子的微分椭圆流随横向动量的变化^[3]

1.4 本文的研究目的与研究内容

高能重离子碰撞中，椭圆流的大小与碰撞初期反应区域的空间非对称性及其碰撞演化过程中许多因素有关，对椭圆流的研究有助于了解碰撞各阶段的有关信息。RHIC能区的重离子碰撞是目前为止人们完成的能量最高的碰撞实验，对RHIC实验的分析中，人们发现了一些与过去的预期不同的现象^[12]，对该能区的反应机制的探索引起了人们极大的兴趣。多相输运模型(A Multiphase Transport model, AMPT)是目前研究RHIC实验使用较多的唯象模型之一，本论文利用AMPT模拟了质心系能量为200 GeV的Au+Au碰撞，并对模拟数据中末态粒子的椭圆流进行了分析。

利用AMPT模拟数据，论文讨论了200 GeV的Au+Au碰撞中椭圆流 v_2 随碰撞参数 b 、横向动量 p_t 的变化关系；分析了反应初期相互作用区域空间非对称性、部分子散射界面以及反应的动力学过程等对椭圆流的影响；计算了不同粒子的椭圆流。

论文的第二章，我们简单介绍了AMPT模型，描述了模型结构及其整个进程的物理图像；介绍了重离子碰撞中椭圆流的分析方法。在第三章，分析模拟数据中椭圆流随碰撞参数、横向动量的变化，椭圆流与部分子散射截面、粒子种类的关系。文章最后给出本文的结论。

第2章 AMPT 模型介绍

在RHIC进行的Au+Au碰撞中，人们研究了不同的可观测量，诸如不同粒子的快度分布，非常高横向动量区间的横向动量谱，可观测量对于对心度的依赖性和各种粒子的椭圆流以及全同两粒子和非全同两粒子关联。为解释这些实验结果，人们根据不同的假设，提出了许多唯象模型：基于全局热平衡和化学平衡地热力学模型（Thermal model）能非常成功分析各种粒子产生和它们的产率问题；基于局部热平衡的流体动力学模型（Hydrodynamic model）能很好地理解低横向动量粒子集体行为（如椭圆流）；输运模型（Transport model），应用非平衡动力学，能够解释化学和热学冻结等问题。下面，我们对目前在RHIC能区比较常用多相输运模型（A Multiphase Transport model, AMPT）^[8]做一简单的描述。

2.1 AMPT 的结构

由于RHIC能区反应的复杂性，目前人们还不能对整个碰撞过程作统一的描述。在AMPT模型中，将整个过程分成了四个部分^[8]，即：初始条件的获得，部分子散射，强子化，强子的散射与冻结。

AMPT的初始条件从 HIJING（Heavy Ion Jet INteraction Generator）^[15]获得，包括minijet部分子和软弦的坐标空间和动量空间的分布。而有弦融化的Extended AMPT则不同，HIJING产生的处于激发态的弦先碎裂成强子，强子转化成部分子加入部分子散射，将其携带能量转化成部分子的能量，这样部分子的数密度和能量密度都有一个迅速的提高^[13]，这大概发生在3fm/c左右。

部分子散射在AMPT中由ZPC（Zhang's Parton Cascade model）^[17]描述，其部分子的散射截面则从有屏蔽质量的pQCD计算得到。另外，ZPC只包括二体散射，Jet的高阶能量损失不计算在AMPT模型中。

强子化过程在AMPT模型中采用了两种不同的处理方式，即LUND弦碎裂模型的Default AMPT和基于夸克重组模型的Extended AMPT。Default AMPT模型中，部分子级联冻结之后，部分子便和母弦结合成激化的弦，再根据Lund弦碎裂模型形成强子。Extended AMPT模型与没有弦融化的AMPT模型的另外不同之处在强子化的过程，由夸克重组模型（Quark coalescence modle）解释，此模型为坐标空间的重组模型。当部分子冻结之后，两个最近的部分子结合成介子，三个最近的部分子结合成重子或反重子。

强子化后的过程用ART模型描写，包括重子-重子、重子-介子、介子-介子的弹性和非弹性散射。它能够明显地处理多数粒子和它们相互作用的同位旋自由度。AMPT模型的详细结构图图2-1^[8]。图中，a为Default AMPT, b为Extended AMPT。

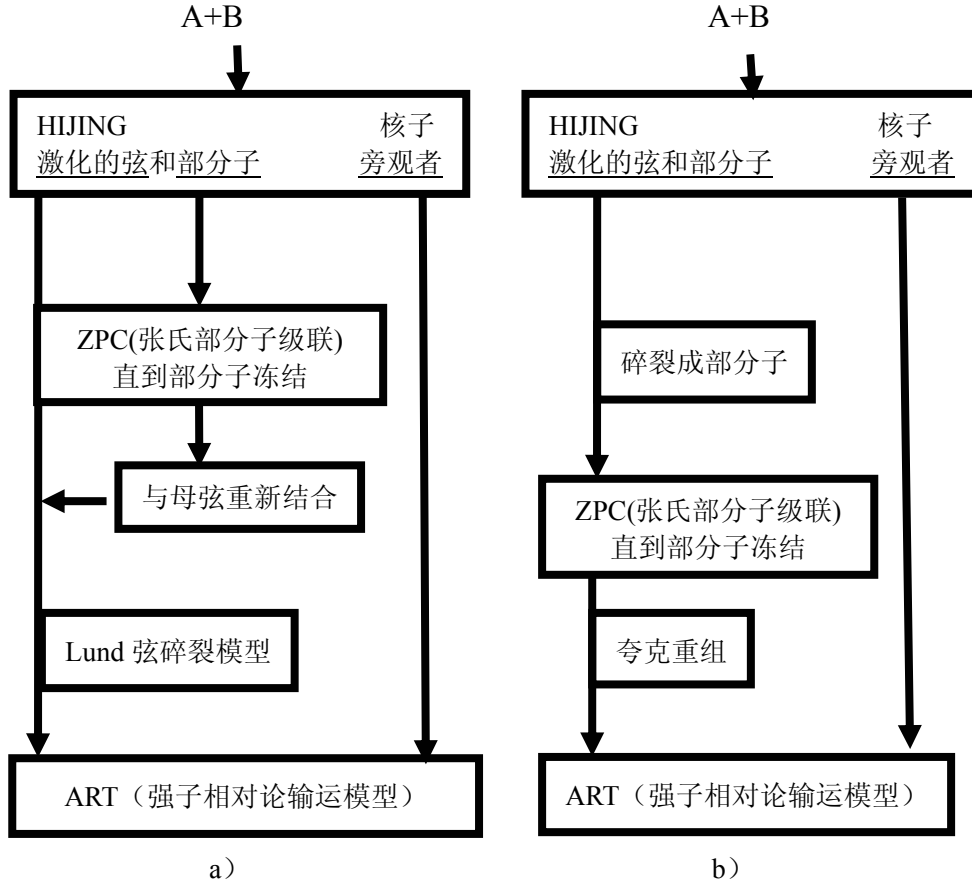


图2-1 AMPT模型结构图^[8]，其中a为Default AMPT，b为Extended AMPT

2.2 AMPT 模型的物理过程

AMPT 模型的初始条件从 HIJING 模型中得到，HIJING 中碰撞核的径向密度分布取为 Woods-Saxon 形状，而核子之间的散射由程函机制处理。但由于核阴影效应的存在，夸克和胶子的分布并不是简单的叠加^[8,15]，而是通过一个与碰撞参数相关而与味无关的参量考虑在其中：

$$\begin{aligned}
 R_A(x,r) &= \frac{f_a^A(x,Q^2,r)}{Af_a^M(x,Q^2)} \\
 &= 1 + 1.19 \ln^{\frac{1}{6}} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) - [\alpha_A(r) - \frac{1.08(A^{\frac{1}{3}} - 1)\sqrt{x}}{\ln(A+1)}] e^{-\frac{x^2}{0.01}} \quad (2-1)
 \end{aligned}$$

其中 x 是部分子 a 的光锥动量， f_a 是部分子的分布函数。碰撞截面相关的核阴影效应有

$$\alpha_A(r) = 0.133(A^{1/3} - 1)\sqrt{1 - r^2 / R_A^2} \quad (2-2)$$

其中 r 代表相互作用核的横向距离， $R_A = 1.2A^{1/3}$ 是核的半径。

碰撞核产生的粒子分为：软组分和硬组分。软组分是指横向动量转移小于截至动量 P_0 的过程，是非微扰过程，形成激化的弦，由Lund JETSET碎裂模型模拟其衰变；而硬组分是指横向动量转移大于截至动量 P_0 的过程，属于微扰过程，可以用pQCD处理，导致minijet部分子的产生，由PHYTHIA程序处理。

以上是Default AMPT的情况，Extended AMPT中，激化的弦根据它们的味和自旋转化成部分子：介子转化成夸克和反夸克，而重子首先转化成夸克和双夸克，之后双夸克再分解成两夸克。夸克和双夸克的质量的取值与PHYTHIA程序一样 $m_u = 5.6 \text{ MeV}/c^2$ ， $m_d = 9.9 \text{ MeV}/c^2$ ， $m_s = 199 \text{ MeV}/c^2$ 。

HIJING 中的部分子和弦的分布为 AMPT 模型提供初始条件，而且在高密度的部分子物质中，作为中间过程，弦融化成部分子以加大部分子的活动，这称为弦融化机制，用Lund弦碎裂模型描述，同时强子转化成夸克，这相当于强子一直处于部分子水平，直到弦产生夸克-反夸克对。但是初始部分子物质没有包含胶子，虽然这与实际物理图像弦占多数地情形不符，但椭圆流和HBT却更多地决定于部分子散射的影响而不是部分子物质组成。然而，部分子物质中，双轻子的产生和味的组成是很重要的，为了拓展AMPT模型以包含胶子，需要研究夸克-反夸克和胶子从强色场产生的问题。

部分子形成之后，当它们通过高密度物质时，会有能量损失。在HIJING中，通过喷注骤冷（Jet Quenching）考虑在其中，而AMPT模型则通过ZPC解释能量损失。ZPC只考虑两体散射，高阶能量损失可以忽略，没有包括在ZPC中^[8,13]。

由于末态部分子的时空演化可以用Boltzmann方程近似，简化后的Boltzmann方程通过ZPC的计算机模拟给出。部分子的散射截面通过下面的通用公式求得：

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{s}\right) \frac{1}{(t - \mu^2)^2} \quad (2-3)$$

其中为 α_s 强耦合常数，值为0.47； s 和 t 代表两部分子弹性散射过程中的标准Mandelstam变量；有效屏蔽质量 μ 依赖于温度和部分子物质的密度。

考虑屏蔽质量的影响，AMPT中部分子的散射截面通过下面公式求得：

$$\sigma_{gg} \approx \frac{9\pi\alpha_s^2}{2\mu^2} \quad (2-4)$$

本文的散射截面3mb、6mb、10mb,对应的屏蔽质量为3.2264 fm⁻¹、2.2814 fm⁻¹、1.7672fm⁻¹。

初始条件不同,强子化过程也不一样。在Default AMPT模型中,部分子和软弦共存,部分子冻结之后,便和母弦结合成激化的弦,这些弦再根据Lund弦碎裂模型转化成强子。其中,一根弦转化成夸克和反夸克对,它们的动量分布为高斯分布^[8]。Extended AMPT的情形不一样:弦转碎裂成强子,之后转化成部分子,部分子不再相互作用后,根据夸克重组模型结合成强子:最近的两部分子结合成介子,最近的三个部分子结合成重子或反重子。在夸克重组模型中,部分子根据它们的质量和味,保持三动量守恒,结合成相应的强子。除了K_s⁰和K_L⁰,还有HIJING中列出的η'、Σ*和Ξ*,HIJING列出的其他粒子度包含在AMPT中。由于部分子的冻结时间不一样,所以强子化过程是局部处理的,而且形成的强子只有在经过它们静止系中0.7fm/c之后才能散射,所有这时会出现部分子和强子共存态。

AMPT强子级联中,涉及π、ρ、ω、η、K、K*、Φ等介子和N、Δ、N*(1440)、N*(1535)、Λ、E、Ξ、Ω等重子。很多其它高的共振态也被认为是中间过程。他们之间的散射用ART模型(A Relativistic Transport model, ART)^[8,16]描述。

ART模型包括重子-重子、重子-介子、介子-介子的弹性和非弹性散射。它能够明显地处理多数粒子和它们相互作用的同位旋自由度。由于ART考虑了平均场效应,我们可以用来研究强子状态方程的影响。但在高能区粒子的散射,势场的影响可以忽略,所以AMPT模型便没有考虑势场。

2.3 本文所用的模拟数据

AMPT模型利用非平衡动力学给出了高能重离子碰撞一个整体而且连续描述,由于许多因素,如碰撞区域的几何情况、碰撞区域的重子和能量密度、核物质的状态方程等都会影响椭圆流大小,因此本文用AMPT模型模拟了质心系能量为200 GeV下不同参数的Au+Au碰撞。主要的模型数据有:

- a、(Extended AMPT)碰撞参数 b 从 0 fm 到 13 fm (2R), 部分子散射截面σ为 6 mb, 质心系能量为 200 GeV, 事件数为 5000 的 Au+Au 碰撞。事件的碰撞参数是在 0-13fm 之间随机选取的。对近对心碰撞事件, 多重数约为 4500 左右, 中心快度区域粒子数密度约为 250。
- b、(Extended AMPT)碰撞参数 b 为 6 fm, 部分子散射截面σ为 3 mb, 质心系能

量为 200 GeV，事件数为 1000 的 Au+Au 碰撞；

c、(Extended AMPT)碰撞参数 b 为 6 fm，部分子散射截面 σ 为 6 mb，质心系能量为 200 GeV，事件数为 1000 的 Au+Au 碰撞；

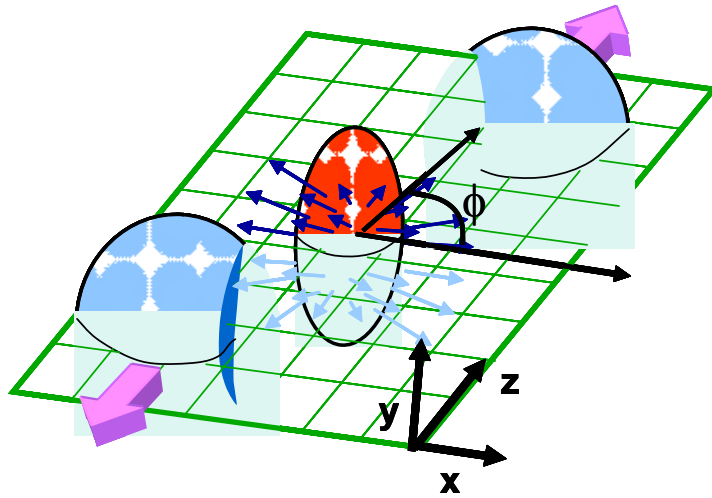
d、(Extended AMPT)碰撞参数 b 为 6 fm，部分子散射截面 σ 为 10 mb，质心系能量为 200 GeV，事件数为 1000 的 Au+Au 碰撞；

e、(Default AMPT)碰撞参数 b 为 6 fm，部分子散射截面 σ 为 3 mb，质心系能量为 200 GeV，事件数为 1000 的 Au+Au 碰撞。

对于模型数据 b、c、d、e，由于碰撞参数 6 fm，每个事件中末态粒子的多重数较近对心碰撞事件要少，其中 π 介子约为 2500，K 介子约为 250，质子和中子约为 50。

第3章 椭圆流的测量

椭圆流是反映核-核碰撞中核物质性质的一个重要观测量，由碰撞初期的空间非对称性通过粒子散射转化成动量空间非对称性而得到。如图3-1, z方向为粒子束的方向，x方向为碰撞参数的方向，y方向垂直于x-z平面，即反应平面。碰撞初期，x方向的尺度比y方向要小，相应的压力梯度就要大，转化到动量空间时，就会得到与坐标空间相反分布。在产生的物质中，粒子趋向于从压力差大的方向发射。



3-1 核-核碰撞模型图示^[3]

3.1 椭圆流的定义

椭圆流定义为粒子横向动量相对反应平面方位角分布的第二个傅立叶因子的二分之一^[12, 13]，即将粒子的方位角分布展开如下：

$$\frac{dN}{dp_x dp_y} = \frac{dN}{dp_x} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \Psi_r)] \right\} \quad (3-1)$$

其中 Ψ_r 是事件反应平面方位角， ϕ 为出射粒子方位角， v_2 表征了反应中的椭圆流。如果取粒子束方向为坐标系的z轴，碰撞参数方向为x轴，而与x轴和z轴构成右手系的方向取为y轴，则椭圆流可以表为：

$$v_2 = \langle \cos[2(\phi - \Psi_r)] \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle \quad (3-2)$$

椭圆流描述了动量空间中末态粒子在垂直于粒子束方向上非对称性^[8,11]。末态动量空间的非对称性是通过粒子的相互散射由初始空间的非对称性转化而来，所以通过对椭圆流的分析我们可以得知碰撞初期的有关信息。

侧向流描述反应平面内粒子的集体运动，在Bevalac, SIS和AGS等较低的能区很明显所以研究较多；但是在SPS和RHIC等高能区，侧向流很小，椭圆流的效应就更加明显，人们便更多地研究椭圆流。在SPS的固定靶实验中，椭圆流主要由强子相互作用产生；而在RHIC，则主要由强子化之前的部分子相互作用产生^[24]。

为了研究以上机制，需要研究微分椭圆流 $v_2(p_t), v_2(b), v_2(p_t, b)$ ^[22,24]。在相同的能量下，对于固定的碰撞参数 b ，椭圆流的大小反映部分子相互作用 $\langle \sigma_p \rangle$ 的强弱；对于固定的部分子散射截面 σ_p ，椭圆流依赖于空间非对称性^[24]。

3.2 椭圆流的方位角分布函数分析法

椭圆流的分析方法很多：方位角分布函数法（Particle Azimuthal Angular Distribution Method）、两粒子关联法(Two-Particle Correlation Method)，四粒子累积法(Four Particle Cumulant Method)等。本文对椭圆流的分析将使用常用的方位角分布函数法。

方位角是指粒子横向动量与事件反应平面的夹角 ϕ ，在中间快速度区域，由于末态粒子相对反应平面对称，式(3-1)中，奇数阶的系数都为0，再忽略高阶项，末态粒子的方位角分布函数 $\rho(\phi)$ 就可以写为：

$$\rho(\phi) = \alpha[1 + 2v_2 \cos(2\phi)] \quad (3-3)$$

式中 α 为归一化常数，椭圆流 v_2 为粒子相对于反应平面的方位角分布非对称因子。用以上函数拟合分析模拟数据得的粒子方位角分布，我们就可以得到椭圆流的大小和误差。

实际上，式(3-3)并不能直接用来分析实验数据。实验上，事件反应平面的取向是未知的，分析时必须首先测量事件的反应平面，测量到的反应平面通常称为估计反应平面。由于实验数据的事件的粒子多重数（Multiplicity）有限，估计反应平面存在较大的离散，这将使测量的 v_2 值与其真实值之间存在偏差。下一节，我们将具体讨论获得估计反应平面的方案及对椭圆流测量结果的修正。

由于本文分析的是模型数据，事件的反应平面已知的，测量结果中不存在反应平面离散的影响。

3.3 反应平面的离散及其修正

对于非对心核-核碰撞，反应平面是指入射束方向和两核的中心连线所确定的平面。反应平面的确定最常用的方法为横向动量分析法^[2,11]。

实验中入射方向是已知的，但反应平面是未知的，对于同一事件所发射的所有粒子的横向动量求和，得到矢量 \bar{Q} ：

$$\bar{Q} = \sum_{\mu=1}^N w(\mu) \bar{p}_t(\mu) \quad (3-4)$$

其中 N 为事件发射的总粒子数， $\bar{p}_t(\mu)$ 为第 μ 个末态粒子的横向动量， $w(\mu)$ 是与粒子动量有关的权重因子。

如果事件的多重数足够大，由于对称性，矢量 \bar{Q} 一定在反应平面内。由于 \bar{Q} 是实验中的可观测量，利用它可以对事件的反应平面进行估计。 \bar{Q} 与入射方向构成的平面通常称为事件的估计反应平面。

对于真实反应平面，椭圆流为：

$$v_2 = \langle \cos[2(\phi - \Psi_r)] \rangle \quad (3-5)$$

如果设估计反应平面的方位角为 Ψ'_r ，则椭圆流为：

$$v'_2 = \langle \cos[2(\phi - \Psi'_r)] \rangle \quad (3-6)$$

根据实验数据可以直接计算出矢量 \bar{Q} ，因此，相对于估计反应平面的椭圆流 v'_2 也可以从实验数据中获得。比较式(3-5)和(3-6)可知：

$$\begin{aligned} v'_2 &= \langle \cos[2(\phi - \Psi'_r)] \rangle \\ &= \langle \cos 2[(\phi - \Psi_r) - (\Psi'_r - \Psi_r)] \rangle \\ &= \langle \cos 2(\phi - \Psi_r) \cos 2(\Psi'_r - \Psi_r) \rangle + \langle \sin 2(\phi - \Psi_r) \sin 2(\Psi'_r - \Psi_r) \rangle \end{aligned} \quad (3-7)$$

假定粒子相对于反应平面的分布与估计反应平面相对于事件反应平面的分布间不存在关联，则有：

$$v'_2 = \langle \cos 2(\phi - \Psi_r) \rangle \langle \cos 2(\Psi'_r - \Psi_r) \rangle + \langle \sin 2(\phi - \Psi_r) \rangle \langle \sin 2(\Psi'_r - \Psi_r) \rangle \quad (3-8)$$

对于对称碰撞，末态粒子相对于反应平面对称分布的，sine项的平均值为零，于是有：

$$v'_2 = v_2 \langle \cos 2(\Psi'_r - \Psi_r) \rangle \quad (3-9)$$

即：

$$v_2 = v_2' / \langle \cos 2(\Psi_r' - \Psi_r) \rangle \quad (1-9)$$

通常，称 $\langle \cos 2(\Psi_r' - \Psi_r) \rangle$ 为估计反应平面的离散。 $\langle \cos 2(\Psi_r' - \Psi_r) \rangle$ 的值可以利用实验数据，将一个事件随机分成两个子事件获得^[11]。这样将利用末态粒子方位角分布法得到的 v_2' 除以反应平面的离散 $\langle \cos 2(\Psi_r' - \Psi_r) \rangle$ ，就可以得到反应平面修正后的椭圆流。

第4章 模拟数据的椭圆流分析

高能重离子碰撞的过程非常复杂，而且现阶段没有统一的理论描述不同能量的反应过程。为了了解反应的机制，人们使用了不同的唯象模型，不同的模型均在一定程度上描述了反应过程。但不同模型对反应过程所做的假设不尽相同，本文对 AMPT 的模型的模拟结果进行分析，讨论 RHIC 能区椭圆流与不同参数的关系。

4.1 椭圆流随碰撞参数的变化

非对心重离子碰撞中，由于碰撞初期坐标空间分布的非对称性，在反应末态出现了椭圆流。椭圆流的出现体现了系统演化过程中的空间—动量关联，而只有通过碰撞区域粒子的散射，才能将初始空间的非对称性转化到动量空间。另一方面，过度的散射又可能使系统出现整体的热化，而整体热化体系的末态分布将是各向同性的。

图4-1为椭圆流随碰撞参数的变化关系。可以看到，碰撞参数在0 fm至9 fm(1.5R)之间时，椭圆流 v_2 随碰撞参数 b 的增大而增加，在8fm左右达到最大值；之后，椭圆流随碰撞参数的增加减小。椭圆流在半对心碰撞中最大，在边缘碰撞和对心碰撞中，相对较小。

初始空间的非对称性随碰撞参数 b 的增加而增加，而相互作用区域的线度却随 b 的增加不断减小，粒子碰撞次数也将随之减小。近对心碰撞中，相互作用区域较大，但初始的空间非对称性较小，因而末态的椭圆流也较小。随着碰撞参数的增大，空间非对称性增大，椭圆流随着碰撞参数的增加而增加。

在边缘碰撞中，空间非对称性大，但此时的相互作用区域较小，粒子在冻结前，不能经历足够的散射将空间非对称性完全转化到动量空间；同时，边缘碰撞中不足以形成大的压力差（甚至难以达到局域平衡）。因此，在边缘碰撞中椭圆流也相对较小。

椭圆流 v_2 可以用来探测局部热平衡：如果，体系达到局部热平衡，产生的物质像理想流体，即平均自由程为0，椭圆流 v_2 与空间非对称性 δ 成正比^[14,21,23]，否则，不成比例， v_2/δ 依赖于Knudsen数， $K=\lambda/R$ ，其中， λ 为粒子平均自由程， R 为碰撞核的半径。其关系为：

$$\frac{v_2}{\delta} = \frac{v_2^{hydro}}{\delta} \cdot \frac{1}{1 + K/K_0} \quad (3-4)$$

其中， v_2^{hydro}/δ 为理想流体下，即达到局部热平衡条件下的关系，为常数；

K_0 约为 0.7^[26]，其中，

$$\delta = \left\langle \frac{R_y^2 - R_x^2}{R_y^2 + R_x^2} \right\rangle \approx \frac{b}{2R} \quad (3-5)$$

图 4-2 为椭圆流与空间非对称性的比值 v_2 / δ 随碰参数 b 的变化，从图中可以看出，在半对心碰撞区域，几乎为平台结构， v_2 / δ 接近常数，为 0.09 左右。在此区域，相互作用区域的行为接近流体，实验数据与流体力学模型结果的比较也验证了这一结果^[3,14]。

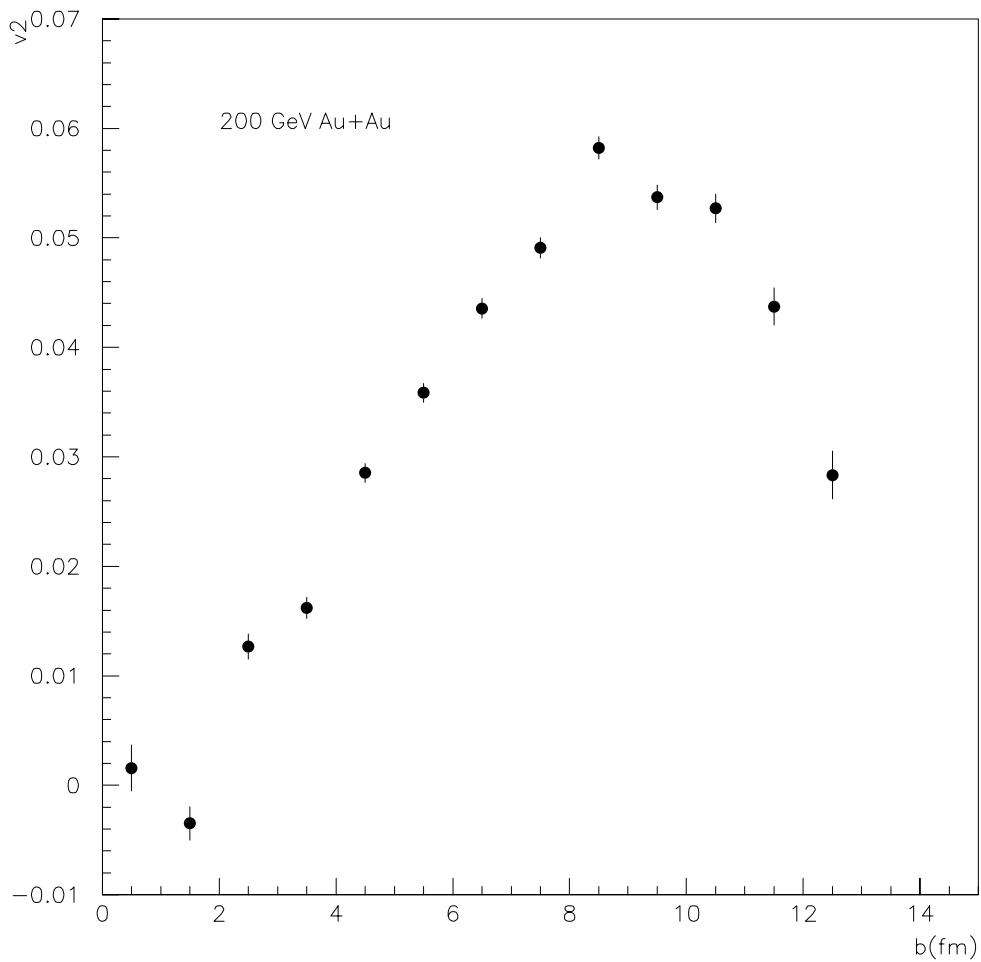


图4-1 椭圆流 v_2 随碰撞参数 b 的变化

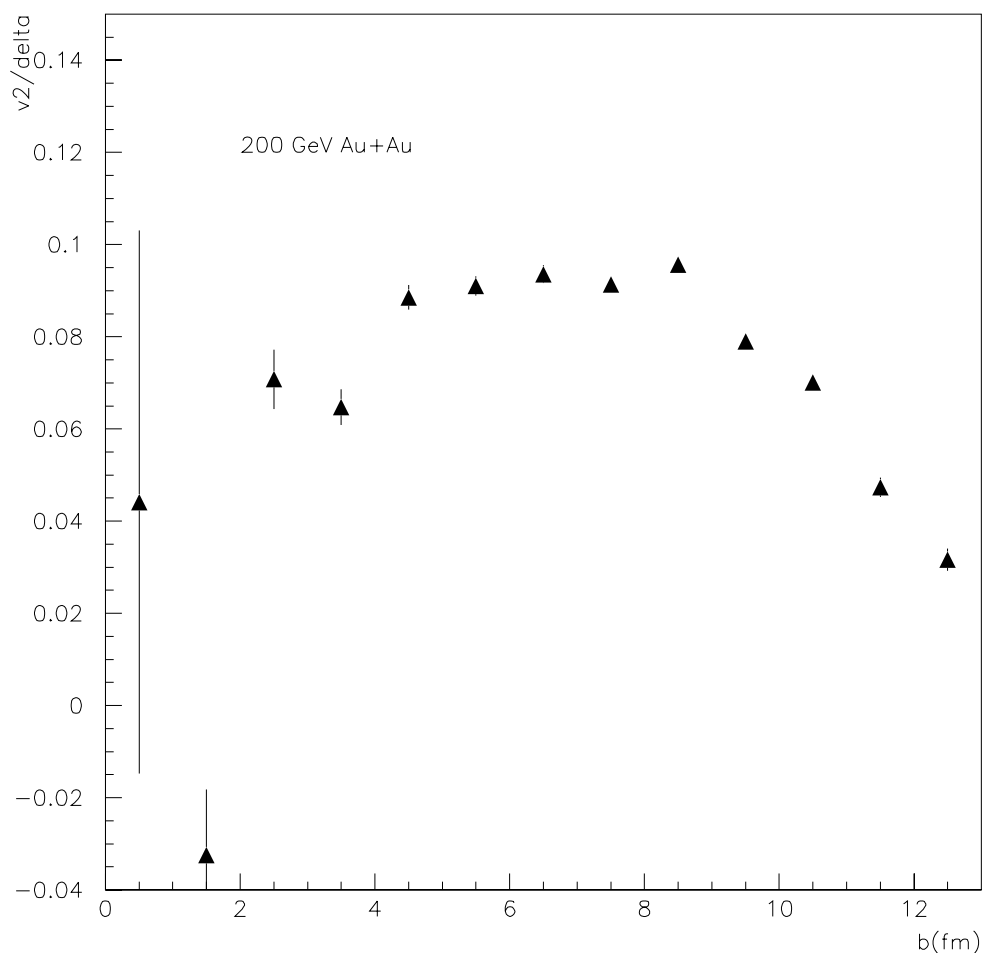


图4-2 椭圆流与空间非对性的比值 v_2 / δ 随碰撞参数的变化

4.2 椭圆流与部分子散射截面的关系

椭圆流形成于碰撞初期，初期部分子的数量、性质以及它们的相互作用会对椭圆流产生很大的影响^[13, 22, 24]，所以研究部分子散射截面影响很有意义。

图 4-3 给出了不同部分子散射截面下 AMPT 数据中的椭圆流，图中空心五角星、十字、三角形分别代表有弦融化的部分子散射截面为 10mb、6mb、3mb 的椭圆流；实心三角形代表没有弦融化的部分子散射截面为 3mb 的椭圆流。可以看出，随部分子散射截面的增加，椭圆流也略有增加，但并不明显。

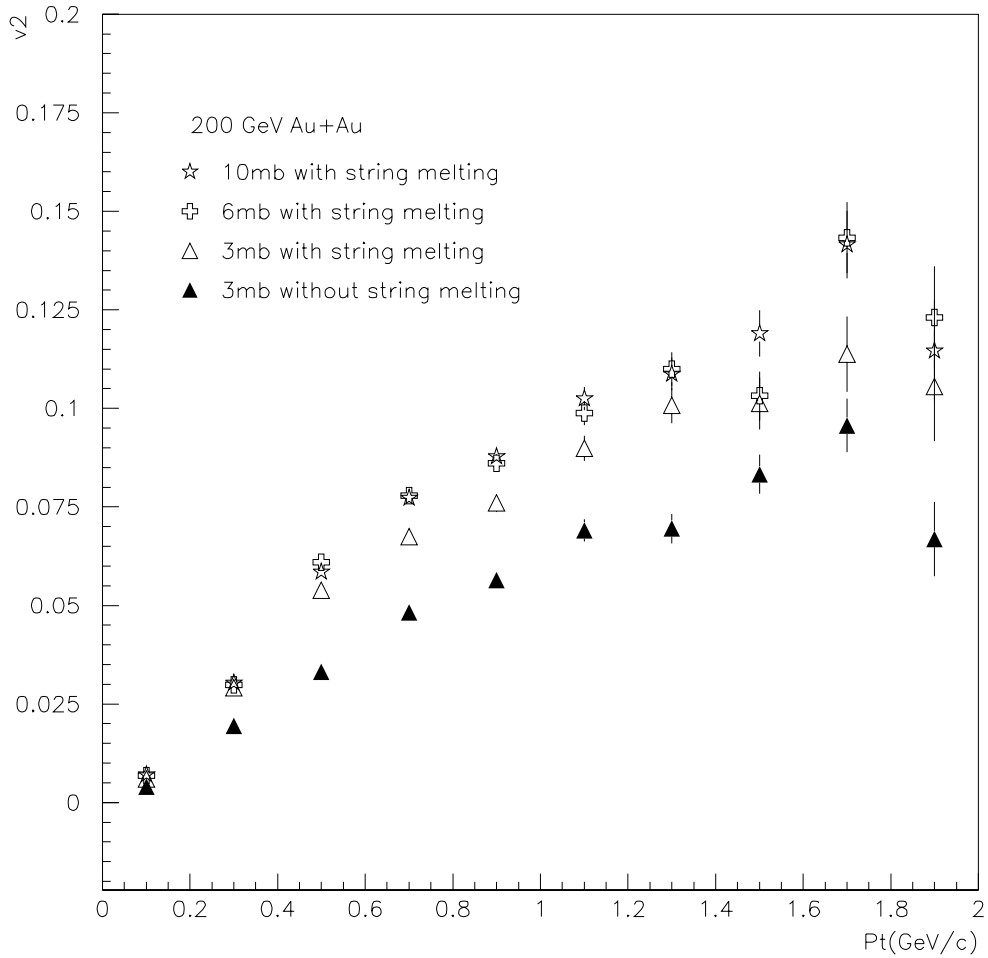


图 4-3 椭圆流 v_2 随横向动量 p_t 的变化曲线

另一方面，没有弦融化的 AMPT 模拟事件比有弦融化的 AMPT 事件的椭圆流的小。由于产生机制相同的粒子相互关联也更强，弦碎裂所产生的部分子可能存在更大的相互关联，由于弦也可能存在着集体运动，这样可能导致 x 方向相对 y 方向出射更多粒子的优势更大，从而导致更大的椭圆流。另外有弦融化的 AMPT 与 Default AMPT 模型的状态方程可能不同，这也可能导致不同的椭圆流。

不同部分子散射截面的微分椭圆流趋势，大体一致：在 0 GeV/c 至 1.8 GeV/c

之间，椭圆流随横向动量的增大而增大，之后椭圆流随之减小，这与流体动力学模型所预测的结果一致。部分子结合成强子时，除了在坐标空间中，需要相互接近之外，可能也需要粒子的横向动量也几乎相同，即，在动量空间也靠近，这就致使低横向动量的部分子更有可能结合成低横向动量的强子。而低横向动量的强子的热化程度可能更高，从而导致更小的椭圆流。

另外，流体动力学也给出了相关的解释：

由于依赖于静止质量的径向速度会影响单粒子的横向动量谱。由于径向速度的存在，粒子的横向动量分布的峰向高横向动量移动，这导致低横向动量处的横向动量谱相对于没有径向速度时出现粒子数减小现象，而且粒子数减小以及粒子数减小现象所在的横向动量区域随着粒子质量以及平均径向速度的增加，粒子数减小会更加严重，而且发生的横向动量区域会更加宽^[14]。

在非对心碰撞中，x 方向的径向速度要大于 y 方向的速度，所以在 x 方向，横向动量谱的粒子数减小现象会比 y 方向严重；而椭圆流为正就是由于在 x 方向出射的粒子数大于 y 方向出射的粒子数；在低横向动量 x 方向更严重的粒子数减小现象在一定程度上削减了出射粒子数的优势，相应地椭圆流就会变小。

这种效应在更低的横向动量处会更加明显，所以椭圆流在低横向动量处会随横向动量的增加而增加。

而在高横向动量区域，由于粒子穿过高密度部分子物质时，有耗散，能量损失比较大，而且能量越大越明显，再则，这些粒子的冻结时间短，没有经过充分的散射，所以椭圆流的值会逐渐减小。

4.3 不同粒子的椭圆流

不同的粒子由于其质量、性质以及形成时间和机制都不同，其椭圆流的流值也会不一样。如图 4-4 所示，其中五角星代表 π 介子，十字代表 K 介子，三角代表中子，圆圈代表质子 π 介子。我们可以看到，K 介子，中子 n 和质子 p 的椭圆流随横向动量变化关系。在 0GeV/c 到 1.2 GeV/c，我们可以观察质量依赖性（Mass Ordering）关系，粒子的质量越大，微分椭圆流 v_2^d 越小，即：

$$v_2^d(\pi) > v_2^d(K) > v_2^d(n) \approx v_2^d(p)$$

质量依赖性关系产生的原因是多方面的，我们主要从以下两方面解释：

首先，粒子产生的时间不同。在部分子物质经历了部分子级联后，会结合成强子，不同的强子由不同性质和数量部分子结合而成，并且结合的时间和概率也不一样。这时会出现部分子和强子的混合态，由于体系是不断地演化的，空间非对称性也会逐渐减小^[8,12]，所以不同粒子产生时，感受到的空间非对称性也不同。

另外，按流体动力学的分析，非对心碰撞中体系可能已经达到了局部热平衡，由于径向速度是由于压力梯度引起的，与粒子质量无关，不同质量的粒子具有相同的径向流速，单粒子横向动量谱的偏移量随质量的增加而增加，即质

量大的粒子单粒子谱相对质量小的粒子动量增加更大，结果在低横向动量区域，小质量粒子的椭圆流就会相对大一些。

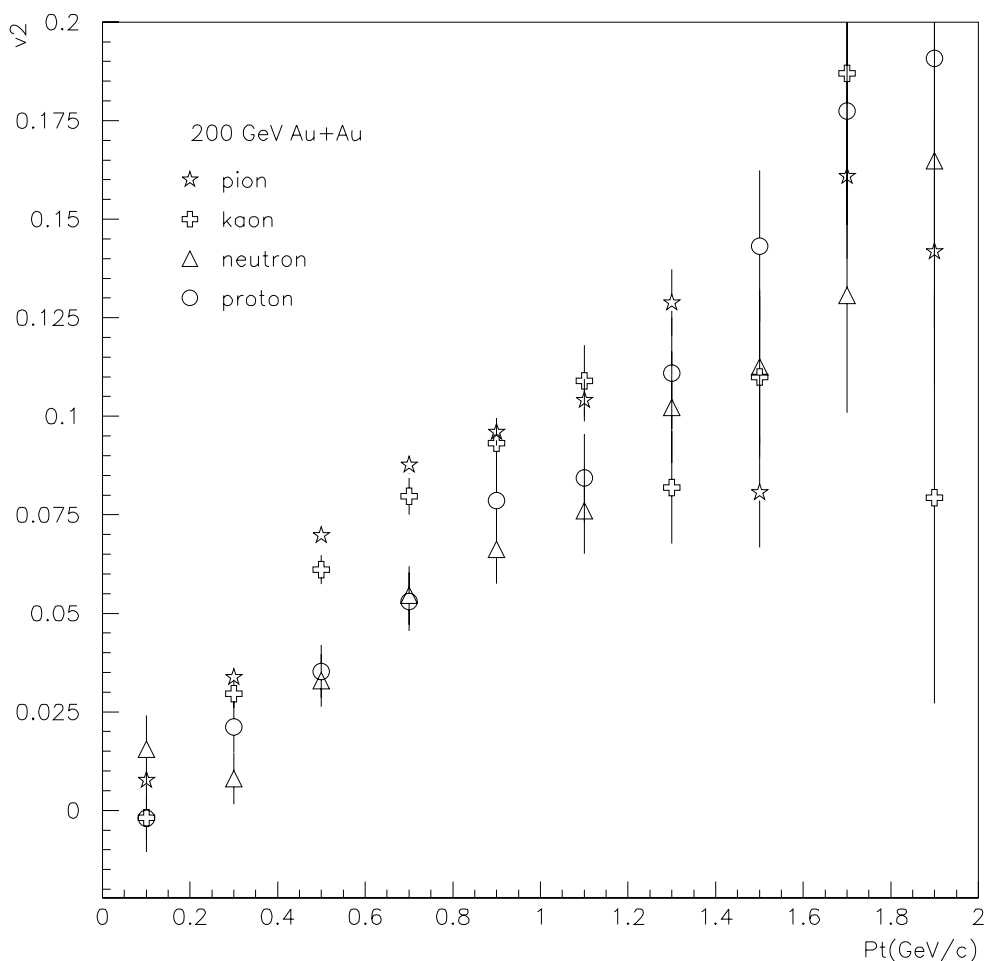


图 4-4 不同粒子的椭圆流随横向动量的变化

4.4 本章小结

在这一章中，我们用末态粒子方位角分布法分析 AMPT 模拟的数据，得到椭圆流随各种参数的变化。从椭圆流变化曲线看来，各种参数都对椭圆流有重要的影响：碰撞初期的非对称性，部分子的散射截面，不同横向动量区域，不同质量和性质的强子等。在 RHIC 能区，碰撞参数从几何上，决定了椭圆流的大小，但由于重叠区域的大小的影响，末态粒子的椭圆流可能不能充分地发展，

这样，椭圆流在边缘碰撞中更小一些。粒子之间的散射将初始坐标空间非对称性转化成动量空间的非对称性的同时，也使体系向各向同性发展，从而使椭圆流减小，这样我们就可以看到椭圆流随碰撞参数先增加后减小。另外，体系不是理想流体，所以椭圆流并不是与碰撞参数成比例增长，但在半对心碰撞中，重叠区域表现出流体的性质，可以得到椭圆流与空间非对称性的比值 v_2 / δ 出现稳定值。同时，初期的部分子相互作用地影响椭圆流，散射截面越大椭圆流也越大；低横向动量的影响则需考虑体系的热化使椭圆流减小，即更低的横向动量对应更大的热化，从而减小椭圆流。高横向动量区域则需要考虑能量损耗和耗散；不同的强子其形成时间、机制和质量都不同，椭圆流也不同：核子产生时间可能要晚一些，受到更小的空间非对称性的影响，所以椭圆流在低横向动量区域相应地更小一些。另外，由于 x 方向和 y 方向的径向速度不同而引起的单粒子谱平移也产生影响。

结 论

高能重离子碰撞的重要目的之一就是探索极端条件下核物质的性质，找到描述核物质的状态方程。碰撞初期的空间非对称性可以通过研究椭圆流了解其相关性质，而椭圆流取决于诸多参数，如碰撞参数，部分子散射截面，强子的性质等。本文通过对 AMPT 模拟数据进行分析得到如下结论：

1、通过对椭圆流随碰撞参数 b 的变化曲线分析得到，椭圆流开始随其增大而增大，在 8fm 左右达到最高值，之后便随其减小。这是因为椭圆流的大小取决于空间非对称性以及重叠区域的散射情况。近对心碰撞以及半对心碰撞区域，粒子的散射足够，不会成为限制椭圆流的主导因素，这时，椭圆流随碰撞参数的增加而增加；而边缘碰撞时，散射次数不足以将大的空间非对称向动量空间转化，此时椭圆流受散射不足的影响，一直减小。

2、在理想流体情况下，椭圆流与空间非对称性的比值 v_2/δ 应为固定值，考虑到碰撞核的实际密度分布，真实形状，碰撞体积大小等因素的影响，体系不是理想流体，与 v_2/δ 依赖于 Knudsen 数。只有当粒子的平均自由程 $\lambda \ll R$ 时，体系才趋近于流体极限，观测到比较稳定的流值。

3、微分椭圆流随横向动量以及与部分子散射截面的变化表明：椭圆流受部分子散射截面的影响较小，含有弦融化的 AMPT 模型给出的末态粒子椭圆流较大。在低横向动量区域椭圆流随横向动量的增加而增加，核流体力学所预测的结果一样。

4、对不同质量的粒子，在低横向动量区域，椭圆流表现出了较明显的质量依赖性关系。

致 谢

本课题是在导师霍雷教授亲切关怀和悉心指导下完成的，霍雷老师以渊博的学识和严谨而一丝不苟的治学态度，为学生开拓了研究视野，丰富和强化了专业知识。霍雷老师谦逊无私的高尚品质、朴实真诚的做人原则和兢兢业业的敬业精神，对学生将永远的鞭策。在我毕业设计期间，霍雷在学习上给予了我极大的关怀和鼓励，并提出了许多宝贵的建议。藉此完成之际，借此机会谨向尊敬的霍雷老师致以最衷心的感谢！

感谢论文中参考文献的作者，特别是 AMPT 模型的提出者之一，TAMU-Commerce 物理系的李宝安（Bao-An Li）教授对于提供论文中出现疑问进行了解答。再者，感谢张卫宁教授对学生遇到的困难给予帮助和指导。

特别感谢课题组的刘剑利师兄在在模拟、分析以及论文的写作中提供了许多帮助、支持和指导。感谢吴凤娟师姐在计算机分析流程以及分析程序上提供帮助和指导。

感谢论文期间与我多次探讨的罗栋同学，以及其他老师和师兄师姐。

参考文献

- 1 J. L. Klay, N. N. Ajitanand, J. M. Alexander *et al.* Charged Pion Production in 2 A to 8 A GeV Central Au+Au Collisions. *Phys. Rev. C*.2003,68(054905):1-12
- 2 H. A. Guatafsson, H. H. Gutbord, B. Kolb *et al.* Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions. *Phys.Rev.Lett.*1984,52(18):1590-1593
- 3 B. Jacak.The future of Quark Matter at RHIC.Quark Matter 2006, Shanghai, China
- 4 E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, C. Greiner *et al.* Aspects of Thermal and Chemical Equilibration of Hadronic Matter. *Nucl.Phys.A*.2000,675(3-4):661-691
- 5 F. Gelis, K. Kajantie and T. Lappi. Chemical Thermalization in Heavy Ion Collisions. *Phys.Rev.Lett.*2006,96(032304):1-4
- 6 J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Phys.Rev.D*.1983,27:140-
- 7 Cheuk-Yin Wong.高能重离子碰撞导论.张卫宁译.哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社,2002: 1-6
- 8 Zi-Wei Lin,Che Ming Ko,Bao-An Li, Bin Zhang and Subrata Pal.Multiphase Transport Model for Relativistic Heavy Ion Collisions.*Phys.Rev.C*.2005, 72,064901
- 9 G. F. Bertsch, S. Das Gupta. A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collisions. *Phys.Rep.*1998,160(4):189-233
- 10 B. Zhang. A Parton Cascade Model for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions, *Comput. Phys. Commun.*1998,109:193
- 11 N.Herrmann, J.P.Wessels and T. Wienold.Collective Flow in Heavy-ion Collisions.*Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.*1999,49:581-632
- 12 M.Gyulassy and L. McLerran.New forms of GCD matter discovered at RHIC.*Nucl.Phys.A*.2005,750:30-63
- 13 Zi-Wei Lin and C. M. Ko. Partonic Effects on the Elliptic Flow at Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys.Rev.C*.2002,65.034904
- 14 P. Huovinen, P. F. Kolb, U. Heinz *et al.*.Radial and Elliptic Flow at RHIC: Further Predictions. *Phys.Lett.B*. 2001,503(1-2):58-64
- 15 Xin-Nian Wang and M. Gyulassy.HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA and AA collisions.*Phys.Rev.D*.1991,Volume4,Number11
- 16 B.A. Li and C.M. Ko.Formation of superdense hadronic matter in high energy heavy-ion collisions.*Phys.Rev.C*.1995,Volume52,Number4
- 17 E. Shuryak. Roward the semiclassical theory of the high energy heavy ion collisions.*Nucl.Phys.A*.2003,715:259-298
- 18 L.W. Chen and C.M. Ko.System size dependence of elliptic flow in relativistic heavy-ion collisions.*Phys.Lett.B*.2006,634:205-209
- 19 L.W. Chen, C. Greco, C.M. Ko and *et al.*.Pseudorapidity dependence of anisotropic flows in relativistic heavy-ion collisions.*Phys.Lett.B*.2005,605:95-97

- 20 B. Zhang. Elliptic flow from a parton cascade. *Phys.Lett.B.* 1999,455(1-4):45-48
- 21 D. Teaney and T. Lauret. Flow at the SPS and RHIC as a Quark-Gluon Plasma Signature. *Phys.Rev.Lett.* 2001,86(21): 4783-4786
- 22 D.F.Kolb *et al.*. Centrality dependence of multiplicity, transverse energy, and elliptic flow from hydrodynamics. *Nucl.Phys.A.* 2001,696:197-215
- 23 R.S. Bhalerao and J.P. Blaizot. Elliptic flow and incomplete equilibration at RHIC. *Phys.Lett.B.* 2005,627,49
- 24 C.Gombeaud and J.Y. Ollitrault. A covariant transport approach to elliptic flow. 2007, arXiv:nucl-th/0702075