论文

不同演化温度的 K 介子背对背关联函数分析祝新鹏¹, 于莉莉², 李淑侠^{1*}

1. 黑龙江大学物理科学与技术学院, 哈尔滨 150080;

2. 南京林业大学理学院, 南京 210000

*联系人, E-mail: lishuxiahd@163.com

收稿日期: 2018-09-11; 接受日期: 2018-12-12; 网络出版日期: 2019-03-26

国家自然科学基金青年科学基金(编号: 11704105, 51802086)和黑龙江省高校基本科研业务费黑龙江大学专项(编号: HDJCCX-201624)资助项目

摘要 在高能重离子碰撞所形成的高温高密媒介系统中, 利用波戈留波夫变换可以把粒子与媒介系统之间的相互作用压缩成准粒子, 准粒子质量区别于探测器接收到的自由粒子质量, 从而产生两粒子的背对背关联. 本文利用准粒子模型的有效质量为变量来分析 K 介子背对背关联函数, 随着高温高密媒介系统的膨胀演化, 它要经历夸克-胶子等离子体相变、完全化学平衡、部分化学平衡、热平衡4个温度不同的阶段, 根据理论和实验上给出的4个不同温度值分析 K 介子背对背关联函数, 分析结果表明在计算大动量 K 介子关联时, 以冻出温度 $T_{\text{pch}}=140$ MeV为标志的部分化学平衡模型是理想的粒子冻出模型.

关键词 高能重离子碰撞, 背对背关联, 有效质量, 演化温度

PACS: 25.75.-q, 25.75.Nq, 25.75.Gz

1 引言

在高能重离子碰撞中, 基于洛伦兹收缩的两个薄圆盘状重离子核碰撞后, 大量的能量瞬间被压缩到一个很小的空间内形成高温高密的核物质媒介系统, 当媒介系统中心快度区域的能量密度足够高可能形成夸克-胶子等离子体, 虽说人们对此阶段的核物质性质极其感兴趣, 但由于空间小时间短我们很难直接测量^[1-4]. 随着等离子体膨胀, 核物质媒介系统向外扩散, 温度降低达到局域热平衡, 其后系统按照流体力学

规律进行演化, 等离子体将强子化^[5,6], 强子化的媒介系统继续膨胀, 此时粒子间的化学反应强度降低, 媒介系统进入化学冻结阶段, 系统中主要组分粒子的产额比固定. 随后化学冻结的系统要继续向热冻结演化, 激发态粒子在该过程中可能衰变或重组, 系统的化学成分不断地发生变化, 有可能当媒介系统的温度低于化学冻结温度时仍能达到一种化学平衡^[7,8]. 化学平衡后的强子间还有相互作用, 媒介系统还要进行膨胀, 直到强子间相互作用停止粒子自由地飞出系统, 此时媒介系统进入热冻结阶段, 最初的两个重离子核已经转

引用格式: 祝新鹏, 于莉莉, 李淑侠. 不同演化温度的 K 介子背对背关联函数分析. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 051001

Zhu X P, Yu L L, Li S X. Analysis of the back-to-back correlation function of kaons at different evolution temperatures (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 051001, doi: 10.1360/SSPMA2018-00319

换成大量的末态碎片, 实验上利用探测器及相关实验仪器记录碰撞过程中所产生这些末态碎片的相关信息^[8-15].

从高能重离子碰撞过程可以看出, 在碰撞过程中即使夸克-胶子等离子体形成也只存在极短的瞬间, 随着系统的膨胀冷却它很快就演化为实验室观测的各种末态粒子, 夸克-胶子等离子体存在的信息也在这个过程中由于各种中间及末态相互作用而变得不清晰. 为了确定夸克-胶子等离子体是否存在, 描述膨胀过程中核物质相互作用的量子色动力学分析尤为重要^[16,17], 但是完全用量子色动力学描述又存在很多困难, 因此人们在假设和近似的基础上, 利用波戈留波夫变换建立准粒子模型进行理论研究, 把夸克-胶子等离子体的末态分析探针延伸到膨胀系统中, 为进一步探寻夸克-胶子等离子体的存在提供参考^[18-20].

2 两粒子的背对背关联函数

在重离子碰撞实验中, 设从媒介系统冻出到达探测器的自由粒子在真空中的质量为 m , 自由粒子所对应的标量场函数为 $\varphi(x)$, 则自由粒子 $\varphi(x)$ 的拉氏密度为^[21]

$$L_0 = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi(x) \partial^\mu \varphi(x) - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2(x). \quad (1)$$

由标量场函数 $\varphi(x)$ 可以得到自由粒子的哈密顿量为

$$H_0 = \int \omega_k a^\dagger(k) a(k) d^3k, \quad (2)$$

其中, $a^\dagger, a$ 为探测粒子的产生和湮灭算符^[22-25], 粒子的四维动量为 $k^\mu = (\omega_k, \mathbf{k})$, $\omega_k^2 = \mathbf{k}^2 + m^2$.

在媒介系统膨胀演化过程中, 系统的粒子与媒介系统存在相互作用的介质效应, 这种介质效应需要选择新的参量——有效质量 m^* 来表示, 这样就构造一个无相互作用质量为 m^* 的准粒子模型来表示真实粒子之间的相互作用. 准粒子质量为有效质量 m^* , 则媒介系统中准粒子的拉氏密度为

$$L_M = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi(x) \partial^\mu \varphi(x) - \frac{1}{2} m^{*2} \varphi^2(x). \quad (3)$$

将拉氏密度用产生、湮灭算符表示, 其哈密顿量为

$$\begin{aligned} H_M &= H_0 + H_1 \\ &= \int \omega_k a^\dagger(k) a(k) d^3k + \frac{m^{*2} + m^2}{4} \\ &\quad \times \left[\int \frac{1}{\omega_k} (a(k) a(-k) + 2a^\dagger(-k) a(-k) \right. \\ &\quad \left. + a^\dagger(\mathbf{k}) a^\dagger(-\mathbf{k})) d^3k \right], \end{aligned} \quad (4)$$

式中, 湮灭算符的模 k 和 $-k$ 混合在一起, 准粒子的四维动量为 $k^\mu = (\Omega_k, \mathbf{k})$, $\Omega_k^2 = k^2 + m^{*2}$. 被阻塞压缩的媒介系统随着时间向外扩散, 膨胀到一定阶段, 准粒子与媒介系统的相互作用不再发生, 准粒子便冻出成为自由粒子. 设准粒子和自由粒子的产生和湮灭算符分别为 $b^\dagger, b, a^\dagger, a$, 应用量子统计理论引入双模波戈留波夫压缩变换可以得到^[23,25]

$$\begin{aligned} a_k &= c_k b_k + s_k^* b_{-k}^\dagger, \\ a_k^\dagger &= c_k^* b_k^\dagger + s_k b_{-k}. \end{aligned} \quad (5)$$

经过压缩变换后, 准粒子湮灭算符 b 的本征态是自由粒子湮灭算符 a 的压缩相干态, 在这种态中光场某一分量的涨落可以小于相干态相应分量的最小涨落值, 量子噪声大大减小, 所以压缩相干态在量子光学和光通讯中有重要应用. 式(5)中满足波戈留波夫变换的幺正变换系数 c_k, s_k 满足^[22,24,25]:

$$c_k = \cosh(f_k), \quad s_k = \sinh(f_k), \quad (6)$$

其中, f_k 是携带着介质效应的压缩系数, f_k 与能量的关系为

$$f_k = \frac{1}{2} \log \left(\frac{\omega_k}{\Omega_k} \right). \quad (7)$$

自由准粒子的哈密顿量 H_M 对角化为

$$H_M = \int \Omega_k b^\dagger(k) b(k) d^3k.$$

在高温高密的媒介系统中, 采用算符来表示单粒子和两粒子动量分布, 并利用正规乘积和缩并概念^[24,26], 把维克定理推广到局域平衡系统可以得到

$$N_1(k) = \omega_k \frac{d^3N}{dN_1} = \omega_k \langle a_{k_1}^\dagger a_{k_1} \rangle, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} N_2(k_1, k_2) &= \omega_{k_1} \omega_{k_2} \langle a_{k_1}^\dagger a_{k_2}^\dagger a_{k_2} a_{k_1} \rangle \\ &= \omega_{k_1} \omega_{k_2} \left[\langle a_{k_1}^\dagger a_{k_1} \rangle \langle a_{k_2}^\dagger a_{k_2} \rangle \right. \\ &\quad \left. + \langle a_{k_1}^\dagger a_{k_2} \rangle \langle a_{k_2}^\dagger a_{k_1} \rangle \right. \\ &\quad \left. + \langle a_{k_1}^\dagger a_{k_2}^\dagger \rangle \langle a_{k_2} a_{k_1} \rangle \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

为了简化表达式, 引入概率幅^[27,28]:

$$G_c(k_1, k_2) = \sqrt{\omega_{k_1} \omega_{k_2}} \langle a_{k_1}^+ a_{k_2} \rangle, \quad (10)$$

$$G_s(k_1, k_2) = \sqrt{\omega_{k_1} \omega_{k_2}} \langle a_{k_1} a_{k_2} \rangle. \quad (11)$$

根据两粒子关联函数的定义, 通过二次量子化求得的两粒子关联函数为

$$C(k_1, k_2) = 1 + \frac{|G_c(k_1, k_2)|^2}{G_c(k_1, k_1)G_c(k_2, k_2)} + \frac{|G_s(k_1, k_2)|^2}{G_c(k_1, k_1)G_c(k_2, k_2)}. \quad (12)$$

设准粒子在各向同性媒介系统热力学密度算符^[29]:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{Z} \exp \left(-\frac{1}{T} \frac{V}{(2\pi)^3} \int dK \Omega_k b_k^+ b_k \right), \quad (13)$$

其中, Z 是玻色系统的配分函数, $Z = \prod_k \frac{1}{1 - ze^{-\beta\Omega_k}}$, 则动量为 k 的单粒子态的平均粒子数为

$$n_k = \langle n_k \rangle = \text{Tr} \left(\hat{n}_k \frac{1}{Z} e^{-\beta\hat{H}} \right) = \frac{ze^{-\beta\Omega_k}}{1 - ze^{-\beta\Omega_k}}. \quad (14)$$

将逸出度 $z = e^{\beta\mu}$, $\beta = \frac{1}{T}$ 代入式(14), 得到

$$n_k = \frac{1}{\exp(\Omega_k - \mu/T) - 1}. \quad (15)$$

上述公式中的化学势在本文中取零.

随着媒介系统膨胀演化准粒子冻出, 粒子与媒介系统的相互作用消失, 冻出后的准粒子分布看作是自由粒子分布,

$$N_1(k) = \frac{V}{(2\pi)^3} \omega_k \langle a_k^+ a_k \rangle. \quad (16)$$

利用波戈留波夫变换可以将上式计算为

$$N_1(k) = \frac{V}{(2\pi)^3} \omega_k \left[|c_k|^2 n_k + |s_{-k}|^2 (n_{-k} + 1) \right], \quad (17)$$

其中, n_k 为准粒子的粒子数算符,

$$n_k = b_k^+ b_k. \quad (18)$$

在各向同性媒介系统中, 当两粒子动量相反时, 利用上述末态自由粒子的粒子数分布和两粒子关联函数定义式(12), 可以计算得到两粒子背对背关联函数的表达式为

$$C(k, -k) = 1 + \frac{|c_k^* s_k n_k + c_{-k}^* s_{-k} (n_{-k} + 1)|^2}{n_1(k) n_2(-k)}, \quad (19)$$

其中,

$$n_1(k) = |c_k|^2 n_k + |s_{-k}|^2 (n_{-k} + 1). \quad (20)$$

对于局域平衡的膨胀源, 两粒子的背对背关联还要受到发射时间分布 $F(\tau)$ 的影响, 我们假设源的发射时间分布为^[16]

$$F(\tau) = \frac{\theta(\tau - \tau_0)}{\Delta t} e^{-(\tau - \tau_0)/\Delta t}, \quad (21)$$

其中, Δt 表征有限发射时间, 发射时间分布 $F(\tau)$ 对源的影响称为源的时间压缩效应, 为此引入时间压缩因子^[27,28]:

$$|\tilde{F}(\omega_k + \omega_{-k}, \Delta t)|^2 = [1 + (\omega_k + \omega_{-k})^2 \Delta t^2]^{-1}. \quad (22)$$

由此得到带有时间压缩效应的背对背关联函数的数学表达式:

$$C(k, -k) = 1 + \frac{|c_k^* s_k n_k + c_{-k}^* s_{-k} (n_{-k} + 1)|^2}{n_1(k) n_2(-k)} \times |\tilde{F}(\omega_k + \omega_{-k})|^2. \quad (23)$$

3 媒介系统演化过程中两粒子背对背关联函数的分析

在重离子碰撞实验中, 两个接近光速的重离子核发生碰撞后, 巨大的能量瞬间积聚于微小的空间中形成高温高密的极端环境, 根据量子色动力学的理论, 强子物质在这种极端环境下可能发生相变, 解除紧闭形成夸克-胶子等离子体. 源内粒子的粒子数密度和化学组分随流变化的模型影响着两粒子背对背关联的计算, 选取正确的模型对于两粒子背对背关联的理论和实验分析具有重要的指导意义. 目前认为可能的粒子产生模式主要有以下3个: 化学冻结产生(CFO)、部分化学平衡(PCE)和传统的热冻结(TFO). 对应以上3种不同的粒子产生模式发射源也有3种类型: 对于化学冻结产生模型(CFO模型), 被测粒子从温度为化学冻结温度 T_{ch} (一般认为 $T_{\text{ch}}=153 \text{ MeV}$)的时空超曲面产生, 传统的热冻结模型(TFO模型)中粒子是在温度为热冻结温度 T_{th} (一般认为 $T_{\text{th}}=120 \text{ MeV}$)的热冻结表面产生,

而部分化学平衡模型(PCE模型)中被测粒子包含直接从化学冻结面生成的初级粒子和化学冻结面与热冻结面之间激发态粒子产生的次级粒子, 这里我们暂时选取该温度 $T_{\text{pch}}=140$ MeV(这个温度只要取在两个不同的冻结面之间即可, 此处我们将其选定为PHENIX和STAR实验组重建的实验温度140 MeV). 下面我们将对这3种不同的模型进行详细的介绍. RHIC能量下, 源内的重子数密度为零, 初始温度为 $T_0=250$ MeV^[9-11], 对应的初始能量密度为 $\varepsilon_0=4.64$ GeV/fm², 当粒子发射源的温度 $T_c=170$ MeV^[8,11,29]可能发生从强子物质相到夸克-胶子等离子体相的平滑穿越. 随后夸克-胶子等离子体膨胀降温, 夸克和胶子重新被禁闭进入强子化阶段. 由强子组成的媒介系统继续膨胀温度降低, 系统内发生反应粒子动能会随之减小, 当温度低于某一极限温度 $T_{\text{ch}}(T_{\text{ch}}=0.9T_c)$ ^[10]时, 粒子的动能不足以使碰撞的粒子间发生化学反应, 系统内主要化学反应的反应强度就会降低直至停止, 此时系统处于化学冻结状态, 系统中主要组分粒子的产额比是平衡固定的, 源内粒子的化学组分自化学冻结后不再改变, 所有到达探测器的粒子均由化学冻结面产生, 对应的化学冻结

温度 T_{ch} , 此时我们称系统为完全化学平衡(CFO), 粒子数密度遵守 $\partial_\mu(n_i u_\mu)=0$ ^[7,8]. 此后, 在化学冻结系统继续向热冻结演化的过程中, 激发态粒子会衰变成其他粒子, 而衰变产生的粒子又会重新组合成“母”粒子, 系统的化学成分不断地发生变化, 如果这些化学反应的反应截面比较大, 发生反应的自由程比较短, 有可能当媒介系统的温度低于 T_{ch} 时仍能达到化学平衡, 此时系统不是处于一种完全的化学平衡, 我们可以称之为部分化学平衡(PCE), 此时系统的温度为 T_{pch} . 处于部分化学平衡状态的媒介系统温度继续降低, 当温度冷却到热冻结温度 $T_{\text{th}}(T_{\text{th}}<T_{\text{pch}})$ 时, 粒子从热冻结面逸出, 这种情况可以用来描述温度与发生化学反应的能量大致相等的经典模型图像, 此模型即为传统的热冻结模型(TFO模型)^[10,11].

图1为K介子背对背关联函数随有效质量变化的二维曲线, 4条曲线分别表示媒介系统不同的演化温度. 计算结果表明, 当媒介系统达到强子物质相到夸克-胶子等离子体相平滑穿越的温度 T_c 时, RHIC能量下 $T_c=170$ MeV, K介子背对背关联函数值比较小, 图1中Short Dash Dot线(□)表示, 此相变信息是夸克-胶子

图1 K介子在媒介系统不同演化温度下的二维背对背关联函数. (a) K介子动量 $k=300$ MeV; (b) K介子动量 $k=500$ MeV; (c) K介子动量 $k=700$ MeV

Figure 1 Two-dimensional back-to-back correlation function of kaons at different evolution temperatures of media systems. (a) $k=300$ MeV; (b) $k=500$ MeV; (c) $k=700$ MeV.

等离子体是否存在的最直接信息, 但由于时间和空间的限制实验上无法直接获得该阶段的测量数据, 所以探寻夸克-胶子等离子体是否存在通常不选取该模型. 随着夸克-胶子等离子体降温膨胀, 夸克和胶子重新被禁闭进入强子化阶段. 强子组成的媒介系统继续膨胀温度降低, 当温度低于极限温度 $T_{ch}=0.9T_c=153$ MeV 时, 系统内主要化学反应的反应强度就会降低直至停止, 系统处于完全化学平衡, 所有到达探测器的粒子均由化学冻结面产生, 化学冻结时 K 介子的背对背关联函数在图1中用Dot线(*)表示. 化学冻结的系统向热冻结演化过程还可能经历: 激发态粒子衰变成其他粒子, 而衰变产生的粒子又会重新组合成“母”粒子, 如果这些化学反应的反应截面比较大, 发生反应的自由程比较短, 有可能当媒介系统的温度低于 $T_{pch}<T_{ch}$ 时能达到部分化学平衡, 其背对背关联函数如图中Dash线(O)表示. 当系统膨胀到一定阶段强子间相互作用不再发生, 温度降低到热冻结温度 T_{th} 时, 粒子从热冻结面逸出到达探测器, 此时系统进入热冻结阶段, 此时 K 介子背对背关联函数值最大, 图1中Solid线(Δ)表示.

在Buda-Lund流体动力学模型的框架下, Csörgő和Ster^[30]对RHIC 在 $\sqrt{s}=13$ AGeV 上 Au+Au 碰撞的末态进行数据重建, 通过对STAR和PHENIX合作的两粒子波色-爱因斯坦关联末态数据进行拟合, PHENIX实验组的测量得到了单粒子光谱, 表1为末态数据分析结果. 从表1可以看到, 他们计算推导得到横向几何源尺寸, 并且发现在源的流体动力学演化中存在一个温度 $T_0=(202\pm13)$ MeV 的高温中心区, 这个温度接近甚至高

于夸克解禁闭温度. 当粒子冻出曲面的温度为 (110 ± 16) MeV, 强子环绕在温度约为110 MeV的冻出曲面外, 即强子冻出. 当粒子发射源内高温中心区的温度由202 MeV下降到140 MeV时, 拟合的置信度由28.9%下降到1.0%. 由此得出粒子发射源内强子是在温度降为约140 MeV时开始冻出.

为了更细致分析媒介系统演化过程中的 K 介子背对背关联函数, 图2给出以有效质量 m^* 和动量 k 为变量的三维图, 媒介系统的热平衡 ($T_{th}=120$ MeV)、部分化学平衡 ($T_{pch}=140$ MeV)、化学平衡 ($T_{ch}=153$ MeV) 和夸克-胶子等离子体相变 ($T_c=170$ MeV) 4个阶段的三维图像. 从三维图可以看到 K 介子背对背关联函数随动量连续变化的结果, 当有效质量小于 K 介子质量, K 介子动量 $k<500$ MeV 时, 背对背关联函数值基本等于1, 关联现象不出现, K 介子动量 $k>500$ MeV 时, 背对背关联函数值较小关联现象不明显. 当有效质量大于 K 介子质量且 K 介子动量 $k>500$ MeV, 背对背关联效果增强, 但粒子处于化学平衡 $T_{ch}=153$ MeV (图2(c)) 和夸克-胶子等离子体相变温度 $T_c=170$ MeV (图2(d)) 时的关联效果要明显小于粒子处于热平衡 $T_{th}=120$ MeV (图2(a)) 和部分化学平衡 $T_{pch}=140$ MeV (图2(b)), 在图2(a)和(b)中当 K 介子动量 $k=1000$ MeV 背对背关联函数值分别为 $C(-k, k)=8.73476$ 和 3.55221 . 基于STAR和PHENIX实验组的数据, 源中心温度从140 MeV降到110 MeV时拟合的置信度从1%降为0.1344%, 对于有效质量大于 K 介子质量的大动量 K 介子, 所以我们选择部分化学平衡作为分析两粒子背对背关联的粒子冻出模型.

表 1 Buda-Lund流体动力学模型同时拟合PHENIX和STAR Au+Au RHIC数据中粒子谱和HBT半径参数的源参数

Table 1 Source parameters from simultaneous fits of Au+Au RHIC data of PHENIX and STAR on particle spectra and HBT radius parameters with the Buda-Lund hydrodynamical model

BL hydro parameter	STAR+PHENIX I	STAR+PHENIX II	STAR+PHENIX III
T_0	202±13	140fixed	110fixed
$\langle u_t \rangle$	1.08±0.17	0.08±0.12	0.69±0.11
R_G (fm)	9.8±1.2	7.8±0.8	7.3±0.8
τ_0 (fm/c)	6.1±0.3	7.6±0.2	8.9±0.2
Δ_Z (fm/c)	0.02±1.5	0.10±0.9	0.07±0.6
χ^2/NDF	74/68=1.09	99/69=1.43	127/69=1.84
CL	28.9%	1.0%	0.1344%

4 结论

本文基于量子统计理论的波戈留波夫变换, 利用准粒子模型的有效质量为变量来分析 K 介子背对背关联函数. 高能核碰撞形成的高温高密媒介系统要不断演化, 在演化过程中经历4个阶段, 夸克-胶子等离子体相变 ($T_c=170$ MeV)、化学平衡 ($T_{ch}=153$ MeV)、部分化学平衡 ($T_{pch}=140$ MeV)、热平衡 ($T_{th}=120$ MeV), 这4个阶段媒介系统的温度逐渐降低, $T_c>T_{ch}>T_{pch}>T_{th}$, 粒子处于夸克-胶子等离子体相变与化学平衡时的关联效果比处于热平衡和部分化学平衡时弱很多, 此时主要是演化前期的理论数据, 而前期的理论数据很难与实验中的末态数据进行比较. 当粒子处于热平衡状态

图 2 (网络版彩图) K 介子在媒介系统不同演化温度下的三维背对背关联函数. (a) 热平衡 ($T_{\text{th}}=120$ MeV); (b) 部分化学平衡 ($T_{\text{pch}}=140$ MeV); (c) 化学平衡 ($T_{\text{ch}}=153$ MeV); (d) 夸克-胶子等离子体相变 ($T_{\text{c}}=170$ MeV)

Figure 2 (Color online) Three-dimensional back-to-back correlation function of kaons at different evolution temperatures of media systems. (a) Thermal equilibrium ($T_{\text{th}}=120$ MeV); (b) partial chemical equilibrium ($T_{\text{pch}}=140$ MeV); (c) full chemical equilibrium ($T_{\text{ch}}=153$ MeV); (d) quark-gluon plasma phase transition ($T_{\text{c}}=170$ MeV).

时已经完全冻出, 此时的计算分析结果不足以体现整个末态信息. 我们得出, 在利用 K 介子背对背关联探寻

夸克-胶子等离子体是否存在时, 部分化学平衡时冻出的大动量 K 介子关联是理想的模型.

参考文献

- Shuryak E V. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter. *Phys Rep*, 1980, 61: 71–158
- Bass S A, Gyulassy M, Stöcker H, et al. Signatures of quark-gluon plasma formation in high energy heavy-ion collisions: A critical review. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1999, 25: R1–R57
- STAR Collaboration, Adams J, Aggarwal N M, et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl Phys A*, 2005, 757: 102–183
- Gyulassy M. The next Yukawa phase of QCD at RHIC. *Nucl Phys A*, 2001, 685: 432–448
- Meyer-Ortmanns H. Phase transitions in quantum chromodynamics. *Rev Mod Phys*, 1996, 68: 473–598
- Caines H. What's interesting about strangeness production? An overview of recent results. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2005, 31: S101–S117
- Molnár D, Gyulassy M. Differential freeze-out and pion interferometry at RHIC from covariant transport theory. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 052301
- Hirano T, Tsuda K. Collective flow and two-pion correlations from a relativistic hydrodynamic model with early chemical freeze-out. *Phys Rev C*, 2002, 66: 054905
- Heinz U, Kestin G. Jozsó's Legacy: Chemical and kinetic freeze-out in heavy-ion collisions. *Eur Phys J Spec Top*, 2008, 155: 75–87, arXiv: 0709.3366
- Heinz U. Strange messages: Chemical and thermal freeze-out in nuclear collisions. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1999, 25: 263–274
- Elliott D M, Rischke D H. Chemical equilibration of quarks and gluons at RHIC and LHC energies. *Nucl Phys A*, 2000, 671: 583–608
- Zhang Y, Hou Z F, Chen H, et al. Quantum phase transition in the $U(4)$ vibron model and the $E(3)$ symmetry. *Phys Rev C*, 2008, 78: 014908
- Li S X, Gao Y C, Zhang Y Z, et al. The effect of Coulomb interaction on particle-antiparticle correlation function. *Sci China-Phys Mech Astron*,

- 2016, 59: 672021
- 14 Li S X, Sun P N, Xiao D H. Effects of source opacity and expansion on two-pion Bose-Einstein correlations. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2011, 54: 909–915
- 15 Song X, Li S, Jiang Z, et al. Theoretical study on structures and infrared spectroscopy of $\text{Cu}_2+(\text{H}_2\text{O})\text{Ar}_n$ ($n=1-4$). *Russ J Phys Chem*, 2017, 91: 1752–1760
- 16 Csörgő T, Padula S S. Disappearance of squeezed back-to-back correlations: A new signal of hadron freeze-out from a supercooled quark gluon plasma. *Braz J Phys*, 2007, 37: 949–960, arXiv: [0706.4325](#)
- 17 Djordjevic M, Gyulassy M. Ter-Mikayelian Effect on QCD Radiative Energy Loss. *Phys Rev C*, 2007, 68: 034914
- 18 Almási G A, Wolf G. Thermal, chemical and spectral equilibration in heavy-ion collisions. *Nucl Phys A*, 2015, 943: 117–136
- 19 Burch T, Ehmann C. Couplings of hybrid operators to ground and excited states of bottomonia. *Nucl Phys A*, 2007, 797: 33–49
- 20 Andreev I V, Weiner R M. Production of a chaotic squeezed state from a “pion liquid” and overbunching of identical pion correlations. *Phys Lett B*, 1996, 373: 159–163
- 21 Asakawa M, Csorgo T. Strangeness correlation: A clue to hadron modification in dense matter? *Heavy Ion Phys*, 1996, 4: 233–240
- 22 Padula S S, Socolowski Jr. O. Searching for squeezed particle-antiparticle correlations in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2010, 82: 034908, arXiv: [1001.0126](#)
- 23 Padula S S, Dudek D M, Socolowski Jr. O. Squeezed correlations of strange particles-antiparticles. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2010, 37: 094056, arXiv: [1001.0527](#)
- 24 Gyulassy M, Kauffmann S K, Wilson L W. Pion interferometry of nuclear collisions. I. Theory. *Phys Rev C*, 1979, 20: 2267–2292
- 25 Dudek D M, Padula S S. Squeezed K^+K^- correlations in high energy heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2010, 82: 034905, arXiv: [1006.5899](#)
- 26 Padula S S, Socolowski Jr O, Csörgő T, et al. Search for squeezed-pair correlations at RHIC. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2008, 35: 104141, arXiv: [0805.0282](#)
- 27 Redlich K. From chemical freeze-out to critical conditions in heavy ion collisions. *Acta Phys Hungar A-Heavy Ion Phys*, 2005, 22: 343–353
- 28 Asakawa M, Csörgő T, Gyulassy M. Squeezed correlations and spectra for mass-shifted bosons. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 4013–4016
- 29 Padula S S, Krein G, Csörgő T, et al. Back-to-back correlations for finite expanding fireballs. *Phys Rev C*, 2006, 73: 044906
- 30 Csörgő T, Ster A. The Reconstructed final state of Au+Au collisions from PHENIX and STAR data at $s=130$ AGeV—Indication for quark deconfinement at RHIC. *Acta Phys Hungar A-Heavy Ion Phys*, 2003, 17: 295–312

Analysis of the back-to-back correlation function of kaons at different evolution temperatures

ZHU XinPeng¹, YU LiLi² & LI ShuXia^{1*}

¹ College of Physical Science and Technology, Heilongjiang University, Harbin 150080, China;

² College of Science, Nanjing Forestry University, Nanjing 210000, China

In the high temperature and high density in-medium system formed by high energy heavy ion collisions, the interaction between particles and the medium system can be squeezed into quasi-particles by the Bogoliubov transformation. The mass of quasi-particles is different from the mass of free particles received by the detector, thus producing the back-to-back correlation between two particles. In this paper, the effective mass of quasi-particle model is used as a variable to analyze the back-to-back correlation function of the kaons. With the expansion and evolution of the high temperature and high density in-medium system, it has to undergo four different stages of temperature of the quark-gluon plasma phase transition, full chemical equilibrium, partial chemical equilibrium, thermal equilibrium. Analysis of the back-to-back correlation function of kaons was based on four different temperature values given theoretically and experimentally. The results show that the partial chemical equilibrium model marked by the frozen-out temperature $T_{\text{pch}}=140$ MeV is an ideal particle frozen-out model for calculating large momentum meson correlation.

high energy heavy ion collisions, back to back correlation, effective mass, evolution temperature

PACS: 25.75.-q, 25.75.Nq, 25.75.Gz

doi: [10.1360/SSPMA2018-00319](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00319)