

在极端相对论性原子核碰撞中 奇异粒子的演化*

江德宝 贺泽君

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

摘 要

在本文中我们用相对论流体力学方程描述了一个膨胀的夸克-胶子等离子体的演化。在此基础上考虑了相变和相变引起的温度效应后, 用弛豫方程计算了不同初始温度的奇异粒子的时空分布以及总的奇异粒子数随时间的演化规律, 为判定在极端相对论原子核碰撞中是否产生了夸克物质提供了一种理论依据。

一、引 言

近年来的理论研究表明, 在高温高密环境下, 强子物质有可能发生 QCD 退禁闭相变而变成夸克物质^[1-4], 然而, 企图直接探测这种物质几乎是不可能的。理论分析表明, 在夸克物质形成时, 可能伴随着一些实验信号^[5]。本文已假定在极端相对论性重离子碰撞中形成了夸克-胶子等离子体, 我们已用这个等离子体中奇异粒子的演化来预言了这种物质的存在。

文献[6,7]的作者已预言奇异夸克 s 与轻夸克 u, d 的夸克数密度之比 $\langle \bar{s}/(\bar{u} + \bar{d}) \rangle$, 随着夸克化学势的增加有明显的增加。在 1982 年 J. Rafelski 等作者在忽略温度的时空分布情况下, 计算了奇异粒子数丰度随时间的变化^[8], J. Kapusta 等人于 1986 年基于 Bjorker 模型作了类似的计算^[9]。以往作者的计算没有给出或者没有明显地给出夸克相和强子相温度的空间分布, 而且忽略了在相变时释放的“潜热”所带来的温度分布的变化, 它们将重大地改变以往的计算结果。显然, 这方面的工作是值得进一步探讨的。

为了获得描述夸克-胶子等离子体的时空演化图象, 我们采用相对论流体力学模型, 给出了夸克物质温度的时空分布。我们从袋模型计算得到的夸克相和强子相的状态方程出发, 考虑到两相在临界处的能量守恒, 可得到考虑了相变“潜热”影响后强子相温度的初值。基于求解相对论性流体力学方程获得的时空依赖的各量, 再求解弛豫方程, 所获得的奇异粒子数密度自然也是随时空变化的。最后, 在每一时刻对奇异粒子数密度作体积分

本文 1989 年 10 月 20 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

分,可得到体系总的奇异粒子数随时空的特征变化规律,为我们预言夸克-胶子等离子体的存在提供了一定的理论依据。

二、夸克相和强子相的热力学性质

在此我们仅仅给出与讨论有关的夸克相和强子相的热力学性质。

1. 夸克相和强子相的状态方程

夸克相是弱耦合的夸克-胶子等离子体,在一级近似下,可以看成理想气体,计入袋常数 B 的影响,夸克相的状态方程为^[9]

$$p_{\text{qg}} = \left(16 + \frac{21}{2} N_f\right) \frac{\pi^2}{90} T^4 - B, \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_{\text{qg}} = \left(16 + \frac{21}{2} N_f\right) \frac{\pi^2}{30} T^4 + B, \quad (2.2)$$

其中 p_{qg} 、 ε_{qg} 分别为夸克相的压强、能量密度。由于我们所考虑的系统主要以 u 、 d 夸克组成,所以夸克味 $N_f = 2$, B 的典型值为 $200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ ^[10]。

假定 π 是强子相的主要组元,因为 π 是质量最小的强子。由于我们的问题所处的温度范围在 $200\text{--}500 \text{ MeV}$, 比 π 介子的质量 ($m_\pi = 138 \text{ MeV}$) 大得多,作为一种理想近似,我们可以忽略 π 的质量和它们之间的微弱相互作用,这样,强子相的状态方程为^[9]

$$p_{\text{h}} = \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (2.3)$$

$$\varepsilon_{\text{h}} = \frac{\pi^2}{10} T^4, \quad (2.4)$$

其中 p_{h} 、 ε_{h} 分别是强子相的压强、能量密度。

2. 潜热效应的考虑

假定夸克物质的成核率很大,一旦局域温度下降到临界值 T_c 时,到达温度为 T_h 的过热强子相的相变突然发生。夸克相释放的潜热为:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{qg}}(T_c) - \varepsilon_{\text{h}}(T_c).$$

它伴随着相变进入强子相,并把强子相的温度提高到 T_h ,则

$$\varepsilon_{\text{qg}}(T_c) = \varepsilon_{\text{h}}(T_c) + \Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{h}}(T_h), \quad (2.5)$$

在求解流体力学方程过程中,当局域温度降至 T_c , 我们就将 T_h 代替 T_c 作为强子相的初始温度继续解方程。这样“潜热”的效应就被包含在温度分布和接着的结果中了。

3. 粒子的平衡密度

根据粒子属于玻色子或费米子,可写出它们在平衡状态下的分布。

对 π^- 、 K^- 和 s 夸克,当温度为 T 时的分布依次为:

$$n_{\pi^-} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp[(k^2 + m_\pi^2)^{1/2}/T] - 1}, \quad (2.6)$$

$$n_{K^-} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp[(k^2 + m_K^2)^{1/2}/T] - 1}, \quad (2.7)$$

$$n_s = 6 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp[(k^2 + m_s^2)/T] + 1}. \quad (2.8)$$

三、夸克相物质在时空中的演化

在这节中我们讨论了一个热夸克等离子系统的演化,它是我们计算的基础。

1. 夸克物质演化的相对论流体力学描述

系统的局部热力学平衡一旦建立,它的进一步演化就由下面的相对论能量-动量守恒方程来描述^[11,12]。

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0, \quad (3.1)$$

其中 $T^{\mu\nu}$ 是周知的能量-动量张量。

在球形膨胀的情况下,利用方程(3.1)和几个有用的热力学方程,可以导出系统的局域温度 T 和流速 η 满足的相对论性流体力学方程组^[11]

$$\begin{cases} \text{sh}\eta \cdot \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} + \text{ch}\eta \cdot \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} + c_s^2 \text{sh}\eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} + c_s^2 \text{ch}\eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial r} + 2 \frac{c_s^2}{r} \text{sh}\eta = 0, \\ \text{sh}\eta \cdot \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} + \text{ch}\eta \cdot \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} + \text{sh}\eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial r} + \text{ch}\eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0, \end{cases} \quad (3.2)$$

声速 c_s 的典型值为 $\sqrt{\frac{1}{3}}$ 。

2. 方程组的求解

我们把初值参数化为

$$T(r, t_0) = T_0 \exp[-(r/R_0)^N], \quad (3.3)$$

当 $N = 12$ 时, (3.3)式给出在区间 $0 < r < R_0$ 中的值是一个常数。这里的 R_0 是夸克系统的初始半径。

我们用有限差分方法求解了方程组(3.2)。当温度下降到 T_0 由于“潜热”的影响会突然上升为 T_1 形成尖锐的梯度,给有限差分法求解带来了困难。为了解决这个问题,我们已采用由 H. D. Richtmyer 等发展起来的一种假粘滞法^[13]。在我们所求解的方程组(3.2)的第二个方程中加上粘滞项 $\delta \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$, 以使尖锐的梯度平滑化。 δ 参数满足 $0 < \delta < 1$ 。

四、夸克相物质膨胀时奇异粒子的弛豫过程

在这一节中我们用弛豫方程描述了奇异粒子的演化。

1. 奇异粒子的产生和湮灭

在夸克相, 由于其中主要组元是 u、d 夸克和胶子, 奇异粒子的产生以下列过程为主: $gg \rightarrow s\bar{s}$, $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ 和 $d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$. 关于这些过程的产生率已有几位作者做过计算^[14], 当温度满足 $0.43 \leq m_s/T \leq 2.0$ 时, 一个有关这些过程总的奇异粒子数产生率被参数化为^[9]

$$R(gg \text{ or } q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}) = 2\alpha_s^2 T^4 \exp[-2m_s/T], \quad (4.1)$$

其中 q 表示 u 或 d 夸克, α_s 是耦合常数, m_s 是 S 夸克质量. 在我们所考虑的温度范围内, $m_s = 180 \pm 30 \text{ MeV}$, $\alpha_s = 0.4 \pm 0.2$.

在强子相, 由于其主要组元是 π 介子, 奇异粒子产生主要有以下过程: $\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-$, $\pi^-\pi^0 \rightarrow K^-K^0$, $\pi^0\pi^0 \rightarrow K^+K^-$, 总的 K 介子产生率为^[14]

$$R(\pi\pi \rightarrow KK^-) = \frac{3\sigma_0 T^6}{16\pi^4} [Z_0^2(Z_0^2 + 8)K_0(Z_0) + 4Z_0(Z_0^2 + 4)K_1(Z_0)], \quad (4.2)$$

$$Z_0 = 2m_K/T$$

其中 $3\sigma_0 = 5 \text{ mb}$, k_0, k_1 分别是零阶和一阶变形贝塞尔函数, m_K 为 K 介子质量, 一般取值为 494 MeV .

2. 奇异粒子的弛豫方程

在夸克相的某一点, 我们假定系统从 t_0 时刻开始, 对于初始温度 $T_0(r_0, t_0) > T_c$, 描述奇异粒子演化的弛豫方程为^[8]

$$\frac{dn_s(r, t)}{dt} = R_{qs}(T(r, t)) \left[1 - \left[\frac{n_s(r, t)}{n_s^{qs}(T(r, t))} \right]^2 \right], \quad (4.3)$$

式中的 T 由流体力学方程组给出, 此外, R_{qs} 是奇异夸克的产生率, n_s^{qs} 是奇异夸克的平衡密度, 初始条件取为 $n_s(t_0) = 0$; 当局域温度降至温度 T_c 时相变发生, 由夸克相进入强子相. 此后奇异粒子则由 π 介子产生, 相应的弛豫方程为

$$\frac{dn_{K^-}(r, t)}{dt} = R_h(T(r, t)) \left[1 - \left[\frac{n_{K^-}(r, t)}{n_{K^-}^h(T(r, t))} \right]^2 \right], \quad (4.4)$$

其中 R_h 和 $n_{K^-}^h$ 分别是 K^- 介子的产生率和平衡密度.

方程(4.4)的初条件取自文献[9], $n_{K^-}(t_c) = n_s(t_c)/2$. 方程(4.3)和(4.4)依次给出了奇异的夸克和 K^- 介子的数密度 n_s 和 n_{K^-} . 在下面的图中, 我们用 $n_{s,K}$ 来统一地表示了奇异粒子的数密度.

五、结果和讨论

在本节中我们显示了计算结果, 并讨论了它们的合理性. 在计算中我们已取 $\hbar=c=1$.

我们在图 1 中给出了没有考虑“潜热”对温度分布影响的结果. 由图可见, 最初, 近中心点的温度高, 离中心点远的温度低, 大多数为零, 随时间推移, 夸克物质发生膨胀, 内部温度下降, 外沿温度上升. 随着时间的进一步推移, 所有点的温度都趋向某一低温值, 这

时,夸克球已充分膨胀。当考虑了“潜热”释放后,其分布将变得更为复杂。

图2是我们用上述温度分布弛豫方程(4.3)和(4.4)得到的结果。由图可见,曲线随着时间的推移经过一个极大值后迅速地下落下来。这除了与图1的温度分布相联系外,还因为奇异粒子的演化从一个相转入另一个相。

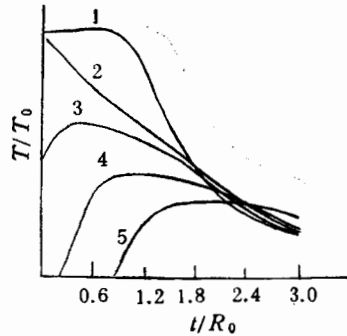


图1 系统的几个固定点的温度随时间的演化。曲线1至5依次对应着离开中心点的距离为 $0, 0.78, 1.00, 1.52$ 和 $2.26R_0$ 处的值

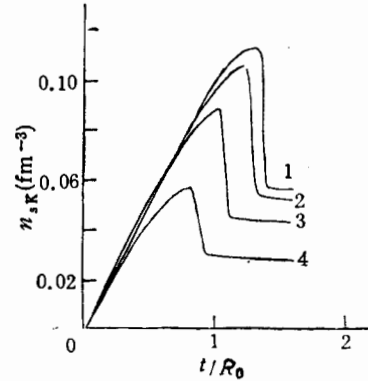


图2 在初始温度 $T_0 = 200\text{MeV}$, 无相变“潜热”影响下的奇异粒子数随时间的变化, 曲线1至4依次对应着离开中心距离为 $0, 0.19, 0.37$ 和 $0.56R_0$ 处的值

图3是考虑了“潜热”影响后的结果,图3中的曲线下降到一定值后又有所回升,而不象图2的那样只平稳地前进,这是由于“潜热”的释放提高了强子相的温度。图2和图3是在初始温度 $T_0 = 200\text{MeV}$ 时,依次为没有计入和计入了相变释放“潜热”影响的结果。图4和图5是在 $T_0 = 500\text{MeV}$ 时依次为没有计入和计入了“潜热”影响的结果。由这两图可以看出初始温度对结果起很重要的作用。比较图2、3与图4、5,容易看出,当初始温

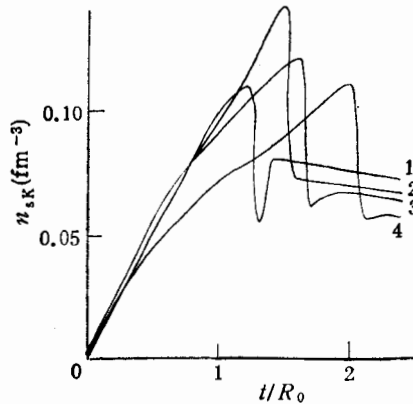


图3 在初始温度 $T_0 = 200\text{MeV}$, 有相变“潜热”影响的奇异粒子数密度随时间的变化。曲线1至4依次对应着离开中心点距离为 $0, 0.19, 0.37$ 和 $0.56R_0$ 处的值

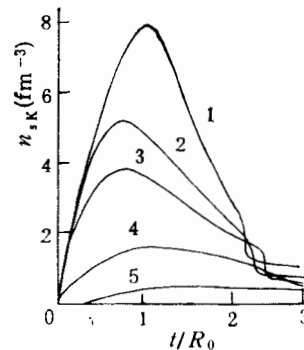


图4 在初始温度 $T_0 = 500\text{MeV}$, 无相变“潜热”影响下的奇异粒子数密度随时间的变化。曲线1至5依次对应离开中心点距离为 $0, 0.19, 0.56, 0.93$ 和 $1.3R_0$ 处的值

度低时,“潜热”对结果的影响才明显。

现在我们将给出系统总的奇异粒子数随时间的变化,即我们在每一时刻对图 2 和图 3,图 4 和图 5 所示的结果作空间积分。图 6 中的曲线 1 和 2 依次来自图 2 和图 3 的结果,图 7 中的曲线 1 和 2 依次来自图 4 和图 5 的结果,由图 6 和图 7 可知,相变和由于相变释放的“潜热”对低初始温度 T_0 的影响比对高初始温度 T_0 的影响明显得多。图 6 和图 7 的另一个特点是,曲线都经过一个极大值,然后,随着时间的推移逐渐下降。

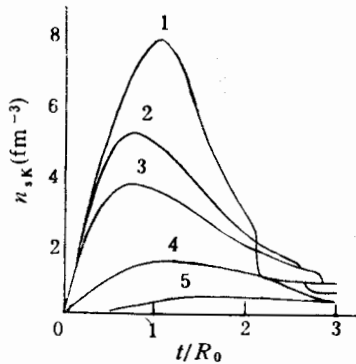


图 5 在初始温度 $T_0 = 500\text{MeV}$, 考虑了相变“潜热”影响的奇异粒子数密度随时间的变化, 曲线 1 至 5 依次对应着离开中心点距离为 $0, 0.19, 0.56, 0.93$ 和 $1.30R_0$ 处的值

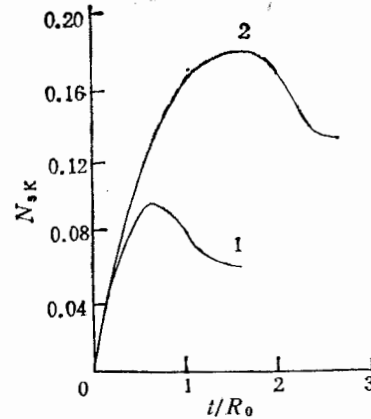


图 6 初始温度 $T_0 = 200\text{MeV}$ 时系统的总的奇异粒子数随时间的变化, 曲线 1 是没有考虑相变“潜热”影响的结果, 曲线 2 是考虑了相变“潜热”影响的结果

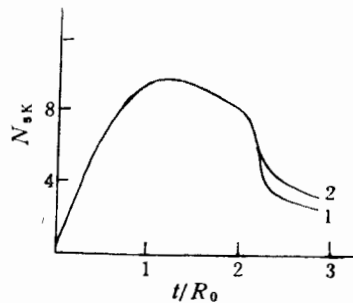


图 7 初始温度 $T_0 = 500\text{MeV}$, 系统总的奇异粒子数密度随时间的变化, 曲线 1 是没有考虑相变“潜热”影响后的结果, 曲线 2 是考虑了这种影响后的结果

由前面的讨论可知, 奇异粒子的数密度随温度升高而升高。而在相变时释放的“潜热”在物理上的作用在于提高了强子相的贡献, 并引起奇异粒子数密度在相变后的回升。当温度下降至临界值 T_c 时, 无论系统中某一点的奇异粒子数密度还是系统总的奇异粒子数都在经过一个极值后又迅速地下降下来。夸克相进入强子相, 对奇异粒子密度的贡献改变, 表现出另一种平稳变化趋势。由于系统的温度总是向着更均匀化更低的方向发展, 因而奇异粒子数密度曲线再向下降, 从而构成奇异粒子数密度随时间变化的特征形状, 如图 2 至 7 中所示。我们还发现, 当初始温度 T_0 低时, “潜热”的作用大。反之对结果的影响

以 T_0 为主。因此我们可以从反应的角度出发控制 T_0 ，研究实验值与考虑了“潜热”影响与没有考虑这种影响的奇异粒子数密度间的区别，可以判定是否发生了夸克相变现象。

由于衰变过程的复杂性，我们只给了问题的半定量结果。而更好的处理应该用相对论性的 Boltzman 微分积分方程或 Vlasov 方程来描述，此外采用相对论流体力学方程处理时，还应该包括粒子分布的影响。关于相变机制目前为止还多属假设，弄清相变的机制显然会提高计算的准确性。

本工作在数值计算中曾得到张家驹教授的帮助，在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] K. Kajantie, H. I. Miettinen, *Z. Phys.*, **C9**(1981), 341.
- [2] D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **27**(1983), 140.
- [3] La'szlo P. Csernai, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 1945.
- [4] C. Cale and J. Kapusta, *Nucl. Phys.*, **A407**(1987), 35c.
- [5] J. Biro, H. Bara et al., *Nucl. Phys.*, **A186**(1982), 617.
- [6] J. Rafelski and B. Müller, GSI Preprint, GSI-86-7(1986).
- [7] N. Glerdenning and J. Rafelski, *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 823.
- [8] J. Rafelski and B. Müller, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1986), 1066.
- [9] J. Kapusta and A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 1304.
- [10] J. Kapusta, in *Multiparticle Dynamic 1984*, Proceedings of the XV International Symposium, Lund, Sweden, edited by G. Justafson and C. Peterson (World Scientific, Singapore 1984).
- [11] G. Baym, B. L. Friman, *Nucl. Phys.*, **A407**(1983), 541.
- [12] L. D. Landau and F. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Vol. 6, Chapt. XV. Fluid Mechanics.
- [13] R. D. Richtmyer, *Difference Method for Initial value Problems* (Chapt. 10), Interscience publishers, Inc. New York 1957.
- [14] B. L. Ombridge, *Nucl. Phys.*, **B151**(1979), 427.

Evolution of Strangeness in an Expanding Quark-Gluon Plasma Formed by Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions

JIANG DEBAO HE ZEJUN

(Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800)

ABSTRACT

The evolution of strangeness in an expanding quark-gluon plasma formed by ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions was studied by solving relaxation equations. In the calculation, the 3-dimensional expansion effect of the system was described by relativistic hydrodynamic equations. The temperature effect of the latent heat released by the phase transition on the evolution of strangeness was considered.