

文章编号: 1007-4627(2013)03-0352-07

## 重离子碰撞中的核温度

苏军<sup>1</sup>, 张丰收<sup>1, 2, 3</sup>

(1. 射线束技术与材料改性教育部重点实验室, 北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875;

2. 北京市辐射中心, 北京 100875;

3. 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心, 甘肃 兰州 730000)

**摘要:** 介绍了基于不同近似下的核温度的测量方法。不同测量方法给出的核温度不尽相同, 这是因为它们使用的基本假设不一样。讨论了原子核系统的特殊性, 这些特殊性使得核温度的提取特别困难。重点比较了动力学近似的几种温度计: 使用经典 Maxwell-Boltzmann 近似的, 和使用量子 Fermi-Dirac 近似的。使用氦锂温度计对照考虑费米子属性后的斜率温度计和涨落温度计, 发现考虑费米属性后提取的核温度更接近于热力学温度。仍需更多的工作, 从核体系的孤立性、有限性和费米子属性等方面来研究核系统热力学温度的提取方法。

**关键词:** 重离子碰撞; 核温度; 热化

**中图分类号:** O572.2   **文献标志码:** A   **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.03.352

### 1 引言

19世纪40年代, 为了描述中子核反应中复合核的形成与衰变, 人们首次使用了核温度的概念<sup>[1]</sup>。随后, 核温度被推广到重离子碰撞中。在低能重离子碰撞中, 熔合反应道和裂变反应道相互竞争。在描述竞争机制时, 作为独立于激发能的一个自由度, 核温度是一个必不可少的观测量<sup>[2]</sup>。在中高能区重离子碰撞中, 核体系往往碎裂成多个中等质量碎片。人们推测, 这种多重碎裂现象与核物质的液气相变有关<sup>[3-5]</sup>。为了研究可能存在的液气相变, 对核温度的讨论至关重要。

依据统计力学, 一个能量为  $E$ , 粒子数为  $N$ , 体积为  $V$  的平衡态系统, 温度可以定义为:  $T^{-1} = \frac{\partial S(E, N, V)}{\partial E}$ , 其中  $S$  是系统的熵。在这个定义中使用了平衡态假设。另外, 需要知道系统的态密度, 才能使用该定义求温度。当把该定义应用于核系统时, 对平衡态和态密度的讨论很关键。可以假想, 处于平衡态的核物质, 对其温度属性进行讨论研究。然而把

核温度概念应用在实际的核系统中却需谨慎。因为在重离子碰撞中, 系统是否达到平衡, 是否达到局域平衡? 这仍然是个有待回答的问题<sup>[6]</sup>。在早期描述原子核多种碎裂的模型中, 平衡态假设被广泛应用。最近, 从费米能量到 GeV/u 能区的核阻止测量表明, 即使是中心碰撞, 反应也没有达到完全阻止<sup>[7-8]</sup>。由此人们可以推测, 在反应过程中, 系统的动量分布没有达到各向同性。其他自由度下的平衡与否, 也受到广泛关注<sup>[9-11]</sup>。另一方面, 人们对激发核系统的态密度知之甚少。由于核力的复杂性以及量子多体方程的不可解, 人们还没有完全地了解核系统的动力学演化。对低激发能, 影响原子核系统能态密度的因素已经得到了较好的研究。相比之下, 对高激发态, 原子核态密度的知识相当缺乏。除此之外, 原子核系统的特殊性, 如有限性、开放性和膨胀等, 都使得核温度的提取, 甚至是定义相当困难。

通常, 可将测量温度的方法可以分为3种: 直接测量、谱测量和组分测量。传统的温度概念依赖于热力学平衡。直接测量法就是建立在被测物体与测量物

收稿日期: 2012-10-21; 修改日期: 2013-03-19

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11025524, 11161130520); 国家重点基础研究发展计划项目(973计划)(2010CB832903)

作者简介: 苏军(1985-), 男, 广西玉林人, 博士生, 从事重离子核物理研究; E-mail: suj04@mail.bnu.edu.cn.

通信作者: 张丰收, E-mail: fszhang@bnu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>

之间的热力学平衡基础上。首先, 测量物体具有一种宏观的可观测的温度效应, 如热胀冷缩。其次, 测量物体足够小, 以至于在与被测物体进行热接触时, 不会影响被测物体的温度。体温计和室温计就是利用这种方法。谱测量法是一种非接触式的温度测量方法。其原理是, 热力学体系向外发射的射线能谱, 与体系的热力学性质有关。化学反应受温度影响, 因此化学信号也可以作为测温度的工具。组分测量法正是利用了混合体系中的化学组分来测量温度。对核体系, 没有现成的温度计, 因为核体系的特殊性限制了传统温度计的使用。目前, 人们做了不同的近似, 得到不同的核温度计。本文将对这些温度计的研究进展进行综述, 分析在核温度研究中遇到的挑战。类似的综述请参考文献[12-13]。

## 2 组分测量法

热核体系内部核子会自发地组合成不同的核素。核素的组分与热核体系的温度有关。由于核力是短程力, 原子核不能和它的外部环境交换激发能。我们认为核系统是一个孤立系统。系统内部的碎片是开放系统, 它可以和系统进行热交换和粒子交换。因此, 从核系统这个热源发射出来的碎片满足巨正则分布。巨正则分布的分布函数为  $\rho_N$ :

$$\rho_N = \frac{1}{\tilde{Z}} \exp\left(-\frac{N\mu - E}{T}\right), \quad (1)$$

其中:  $\tilde{Z}$  是巨配分函数;  $E$  是粒子能量;  $T$  和  $\mu$  分别是外源的温度和化学势。将这个分布应用到核系统时, 粒子数  $N$  分解成两个自由度: 核子数和电荷数。使用一些特殊的同位素之间的产额比, 可以消去不容易求解的一些项。由此发展了以下3种温度计: 双同位素产额比温度计<sup>[14-18]</sup>、同重元素产额温度计<sup>[4, 19]</sup>和激发态布居温度计<sup>[20-22]</sup>。

### 2.1 双同位素产额比

双同位素产额比温度计的第一假设是, 系统中自由核子和混合碎片之间已经建立了平衡关系。在热核系统膨胀和冷却的阶段, 总有那么一个时刻, 系统的密度已经足够小, 以至于系统中碎片的距离已经超过了核力力程。从这一刻开始, 系统的成分不再发生变化。这个时刻被称为化学冻结 (chemical freeze-out)。随着系统继续膨胀, 冻结的粒子逃脱系统的束缚而发射

出来。通过测量这些粒子, 可以获得冻结阶段系统的信息。Albergo等<sup>[14]</sup>给出了体积为  $V$ , 温度为  $T$  的核系统中, 电荷数为  $Z$ , 质量数为  $A$  的碎片的密度为

$$\rho(A, Z) = \frac{N(A, Z)}{V} = \frac{A^{3/2} \omega(A, Z)}{\lambda^3} \exp\left(-\frac{\mu(A, Z)}{T}\right), \quad (2)$$

其中  $\omega$  碎片的内配分函数, 是各个激发态的自旋  $s_j$  和激发能  $E_j$  计算:

$$\omega(A, Z) = \sum [2s_j(A, Z) + 1] \exp\left(-\frac{E_j(A, Z)}{T}\right), \quad (3)$$

$\mu$  是碎片化学势, 它与自由质子和自由中子的化学势  $\mu_{pF}$  和  $\mu_{nF}$ , 以及结合能  $B(A, Z)$  有关:

$$\mu(A, Z) = Z\mu_{pF} + (A - Z)\mu_{nF} + B(A, Z), \quad (4)$$

$\lambda$  是热核子的波长。使用合适的双同位素产额比, 可以消去式(2)中的未知项:  $\lambda$ ,  $\mu_{pF}$  和  $\mu_{nF}$ 。忽略激发态对内配分函数  $\omega$  的影响, 得到热源温度公式:

$$T = \frac{a}{\ln(bx)},$$

$$a = B(A, Z) + B(A' + n, Z') - B(A', Z') - B(A + n, Z),$$

$$b = \left\{ \frac{A(A' + n)}{A'(A + n)} \frac{[2s(A, Z) + 1][2S(A' + n, Z') + 1]}{[2s(A + n, Z) + 1][2S(A', Z') + 1]} \right\}^{-1},$$

$$x = \frac{\frac{Y(A, Z)}{Y(A + n, Z)}}{\frac{Y(A', Z')}{Y(A' + n, Z')}}. \quad (5)$$

选择结合能相差大、产额大的同位素, 有利于减小误差。正是这个原因, 使氦锂温度计是最常用的双同位素产额比温度计。1995年, Pochodzalla等<sup>[15]</sup>使用氦锂温度计, 测量不同能量下重离子反应的温度, 发现了核系统的量热曲线在激发能  $3 \sim 10$  MeV/u 的区域出现了平台。人们把这种具有平台的量热曲线看成是核系统发生相变的依据。

使用双同位素产额比方法提取核温度时, 需要注意以下3点。首先, 该方法假设系统已经达到热力学平衡和化学平衡。在重离子反应过程中, 粒子的发射分为预平衡发射和平衡发射。用来计算温度的同位素产额, 只能是平衡发射的部分。其次, 还需要排除激发碎片二次衰变时所发射出来的粒子<sup>[23]</sup>。二次衰变所发射的粒子会引起测量温度的误差。最后, 提取温度

时需要计算碎片的结合能。通常使用实验测量的基态原子核的激发能。但是, 激发能与对称能系数有关; 而对称能系数会随着温度的变化而变化<sup>[24]</sup>。

## 2.2 同重元素产额比

与双同位素产额比温度计一样, 也是利用了特殊元素同位素产额比来消去未知项。具有相同基态自旋同重元素的产额比为<sup>[19]</sup>

$$\frac{Y(A, Z)}{Y(A, Z')} = \exp \left[ -\frac{F(A, Z) - F(A, Z') - (Z' - Z)(\mu_n - \mu_p)}{T} \right], \quad (6)$$

其中  $F(A, Z)$  是元素的内部自由能, 它与反应的冻结温度  $T$  和冻结体积  $V$  有关。统计多重碎裂模型给出了内部自由能的求解<sup>[4]</sup>。式中出现的中子质子化学势差值, 近似地用分离能求解。已经证明, 使用同重元素  $^3\text{H}$  和  $^3\text{He}$  求出的温度与双同位素产额比温度一致<sup>[19]</sup>。对双同位素产额比温度计产生影响的因素, 也同样会影响同重元素产额比温度计。

## 2.3 激发态布居

依据巨正则分布, 统计平衡系统中粒子激发态的布居分布可由系统温度和激发态能给出。同一种核素的两种能态的布居比可以写为<sup>[20-22]</sup>

$$R = \frac{2j_u + 1}{2j_l + 1} \exp \left( -\frac{\Delta E}{T} \right). \quad (7)$$

其中:  $j_u$  和  $j_l$  分别是两种能态中高能态和低能态的自旋;  $\Delta E$  是两种态的能级差。  $\Delta E$  决定了该方法的测量极限。只有能量高于  $\Delta E$  时, 布居比  $R$  才达到它的渐近线, 即式(7)。这种温度计有其优点。第一, 它与动力学无关, 因为动力学对同一种核素的作用是一致的; 第二, 所用的激发态可以是粒子的束缚态, 也可以是非束缚态。这意味着, 人们可以用这种方法测量很高的温度, 因为非束缚态与束缚态的  $\Delta E$  很大<sup>[20]</sup>。而且, 非束缚态不受预碎片的二次衰变的影响。

## 2.4 残余碎片分布

热近似的基本假设是, 冻结阶段过后, 系统的激发能主要是热动能, 这部分激发能使系统蒸发轻粒子。通过研究激发碎片的蒸发过程来了解激发能, 从而提取热动能信息。Schmidt 等<sup>[25]</sup>使用统计模型 SMM 研究重离子碰撞中的碎裂残余核的分布, 提取了反应

中的核温度。此温度计有强烈的模型依赖性。然而, 其它核温度计中, 衰变过程都是使温度计失真的因素。而该温度计中却使用了反应后期的衰变过程。

## 3 能谱测量法

热核体系发射出来的轻粒子能谱与体系的温度有关。把平衡态核系统看成孤立系统, 碎片是这个孤立系统中的一个恒温子系统。碎片分布满足正则分布。由这种近似发展了 3 种温度计: 斜率温度计<sup>[26-28]</sup>, 涨落温度计<sup>[29-30]</sup> 和  $\gamma$  光子温度计<sup>[31-32]</sup>。

### 3.1 斜率温度

斜率温度计提取温度的方法是, 拟合粒子实验动能谱的指数衰减斜率。1937 年, Weisskopf 使用标准的热力学过程, 讨论了中子核反应中的粒子能谱分布, 预言粒子动能满足 Maxwell-Boltzmann 分布, 即一个动能相关因子乘以 Boltzmann 函数<sup>[26]</sup>。随后人们通过研究了谱分布的外形, 给出不同的分布因子<sup>[27]</sup>。

图 1(a) 显示了 35 MeV/u 入射能下 Au+Au 中心碰撞的 Li 碎片的质心系能谱。圆点是使用同位旋相关的量子分子动力学模型 (IQMD) 计算的结果。随着能谱增加, 碎片产额先增加, 在达到最高点后, 几乎以指数方式衰减。图中显示了用 Maxwell-Boltzmann 分布拟合的结果<sup>[33]</sup>:

$$Y(E) \propto \frac{E - E_0}{T_{\text{slope}}^2} \exp \left( -\frac{E - E_0}{T_{\text{slope}}} \right), \quad (8)$$

其中  $E_0$  反映了库仑效应, 它与碎片的电荷和碎裂源的温度有关。拟合结果得到斜率温度为 12.5 MeV。

相同的拟合方法应用到  $Z = 1 \sim 3$  的所有核素能谱, 可以得到不同的斜率温度, 如图 1(b) 所示。图中实心点是用实验能谱提取的斜率温度<sup>[34]</sup>; 空心点是 IQMD 计算能谱拟合出来的斜率温度<sup>[33]</sup>。虽然在式(8)中考虑了库仑效应, 但此效应并不能完全消除。同重元素能谱提取的不同斜率温度比较, 可以看出库仑效应。图中显示  $T_{3\text{He}} > T_{3\text{H}}$ ,  $T_{6\text{Li}} > T_{6\text{He}}$ , 这说明, 斜率温度随着使用碎片的电荷数增加而增加。同位素之间质量相关性, 可以反映反冲效应和辐射流效应。图中, 使用 H 和 Li 碎片提取的斜率温度都显示了相同的质量相关性: 随着碎片质量数增加, 所提取的斜率温度增加。用  $^4\text{He}$  提取的斜率温度显示出异常的质量相关性:  $T_{4\text{He}}$  比  $T_{3\text{He}}$ ,  $T_{6\text{He}}$  都小。这是因为, 重碎片

的二次衰变会产生大量的<sup>4</sup>He。这部分<sup>4</sup>He拉低了能谱的斜率。

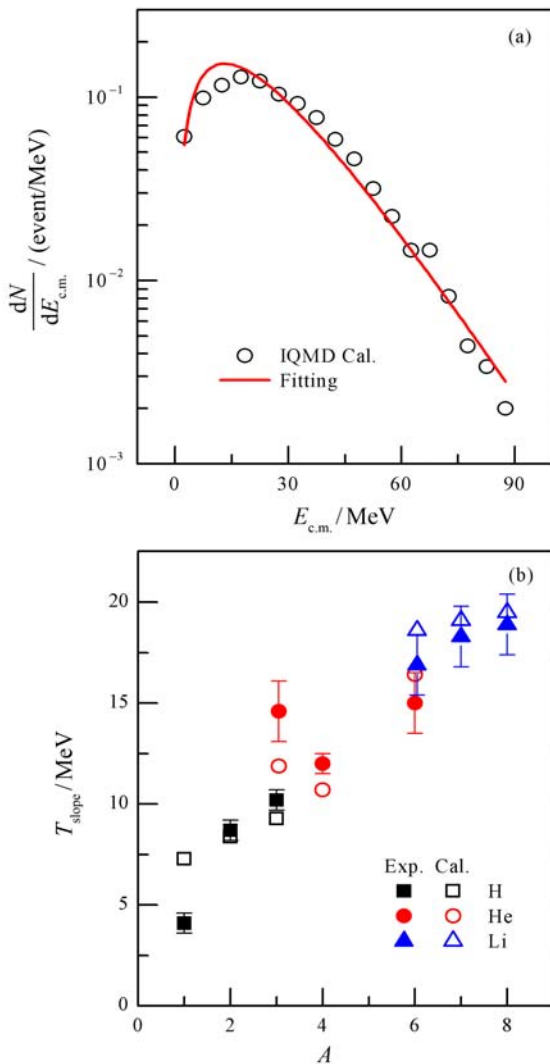


图 1 (在线彩图)(a) 35 MeV/u 能量下 Au+Au 中心碰撞的 Li 碎片质心系能谱; (b) 35 MeV/u 能量下 Au+Au 中心碰撞中, 用不同的碎片提取的斜率温度

### 3.2 涨落温度

最近, Wuenschel 等<sup>[29]</sup>提出了使用碎片动量涨落来提取温度。这种方法也是建立在正则系统图像下。假设动量分布满足经典的 Maxwell-Boltzmann 分布:

$$f(p) = \frac{1}{(2\pi m T_{\text{fluct}})^{3/2}} \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m T_{\text{fluct}}}\right). \quad (9)$$

通过积分可以求出碎片的质子的动量涨落  $\sigma^2$  为

$$\sigma^2 = 12m^2 T_{\text{fluct}}^2, \quad (10)$$

<http://www.npr.ac.cn>

其中  $m$  是质子的质量。Su 等<sup>[33]</sup>比较发现, 涨落温度与斜率温度相差不大。原因是它们使用相似经典的 Maxwell-Boltzmann 近似。文献 [30] 中使用 Fermi 近似, 改进了该温度计。

### 3.3 $\gamma$ 光子温度计

$\gamma$  光子携带有反应动力学信息<sup>[35]</sup>。最近, 有人提议使用韧致辐射光子的能谱来提取冻结阶段的温度<sup>[31-32]</sup>与使用核子和轻核提取温度相比, 使用  $\gamma$  光子的优点在于: 受预平衡阶段影响小、不需考虑库仑场、对温度敏感和不需考虑末态失真<sup>[31]</sup>。

### 3.4 效应与修正

大量研究表明, 基于经典的 Maxwell-Boltzmann 近似所提取的温度大于系统的热力学温度, 因为核系统是费米系统, 它满足 Fermi-Dirac 分布。碎裂源的费米动能, 会被碎片带到末态, 成为碎片动能的一部分。这部分费米动能与热动能不可分辨。Bauer 使用 Fermi-Dirac 近似重新分析了核反应中的粒子动能, 得到了量子斜率温度和斜率温度的关系<sup>[36]</sup>。Zheng 等<sup>[30]</sup>也用 Fermi-Dirac 近似改进了涨落温度计, 来排除费米动能对结果的影响, 得到量子涨落温度。Su 等<sup>[33]</sup>把这两种量子温度计应用到对心 Au+Au 碰撞中, 发现使用 Fermi-Dirac 近似提取的核温度, 很大程度地消除费米动能对温度计的影响。图 2 显示了对心 Au+Au 碰撞中量子斜率温度、量子涨落温度和氦锂温度的比较。图中显示, 量子涨落温度略大于氦锂温度; 量子斜率温度略小于氦锂温度。这说明, 考虑 Fermi-Dirac 分布后, 用动力学近似提取的温度下降到了合理的值, 它可以作为提取热力学温度的方法。

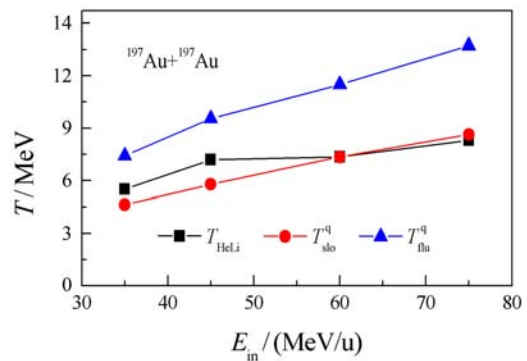


图 2 (在线彩图)对心 Au+Au 碰撞中, 量子斜率温度、量子涨落温度和氦锂温度的比较

碎片从源的不同位置发射，它们所受到的库仑能与其他碎片的个数和位置有关<sup>[37]</sup>。因此动力学效应会给温度测量值带来偏差。实验发现，费米能区中心重离子碰撞中，碎裂源的形状并非球形，而是长椭球形<sup>[38]</sup>。这就导致了横向发射碎片和纵向发射碎片的动能性质有差异，因而使用动能性质提取的核温度也有差异。图 3 显示了入射能为 50 MeV/u 的对心 Au+Au 碰撞中，横向发射 ( $60^\circ < \theta_{c.m.} < 120^\circ$ ) 和纵向发射 ( $\theta_{c.m.} < 60^\circ$ ) 的氙碎片能谱。从图中可以发现，横向和纵向能谱的峰值和峰位相近，但两个能谱的斜率有明显的差别。随着发射能量的增加，发射的氙碎片逐渐衰减。两能谱相比，横向能谱衰减得更快。

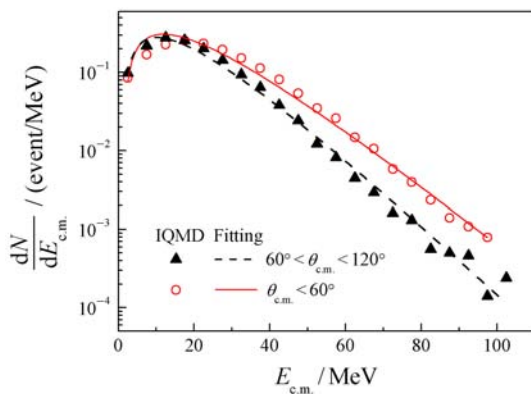


图 3 (在线彩图) 入射能为 50 MeV/u 的对心 Au+Au 碰撞中，不同方向发射的氙碎片能谱比较

用氙碎片能谱提取的量子斜率温度如表 1 所例。表中显示用横向发射碎片提取的量子斜率温度最小，为 5.9 MeV；用纵向发射碎片提取的量子斜率温度最大，为 6.9 MeV；而用全空间碎片提取的量子斜率温度为 6.3 MeV，介于以上两者之间。假设发射源温度处处相等，那么用横向发射碎片和纵向发射碎片提取核温度的差异来源于核温度计的发射位置效应。表 1 只粗略显示出碎片发射位置效应，对核温度计进行修正之前，还需进一步的分析。

表 1 用不同发射方向的碎片提取的核温度比较

所用碎片	量子斜率温度/MeV
全部碎片	6.3
横向发射碎片	5.9
纵向发射碎片	6.9

除了碎片发射位置效应外，提取核温度时还有考虑其它诸多的效益。在裂变机制到多重碎裂机制过度

的能区，激发核的退激发往往通过多步衰变进行<sup>[39]</sup>。这导致了发射源的质量和温度都随时间而改变，测量到的粒子动能性质是不同质量不同温度源的结果叠加。因此在使用动能性质提取热力学温度时，需要使用恰当的模型描述源的冷却过程。另外，粒子动能性质还受源的集体动力学效应影响，如辐射运动<sup>[40-41]</sup>，平移运动<sup>[42-43]</sup>和集体膨胀运动<sup>[44-45]</sup>。提取温度时需考虑这些效应，这就也增加了提取温度的困难性。

## 4 展望

核体系是一个特殊的系统，诸多的特性使得核温度的定义和提取变得困难。对核温度的理解以及核温度计的发展，需要围绕着核体系特性的研究来展开。

原子核是孤立系统。由于核力是短程力，原子核在一定的范围内不能和它的外部环境交换激发能。因此通常情况下可以认为核系统是一个能量  $E$  为常数，粒子数  $N$  为常数的孤立系统。它可用微正则系综研究。平衡态孤立系统满足微正则分布。目前，核温度的研究都是基于现有的统计方法。然而，实验上并不能证实核反应中核系统达到了平衡态，特别是对于几种反应机制同时作用的情形。最近，一些实验迹象显示，中能重离子反应中，核系统没有达到平衡。人们很可能需要用非平衡统计理论来描述核系统。

原子核是有限系统。原子核系统最多只有几百个核子，它不满足热力学极限。目前所使用的核温度概念，只是沿用了热力学和统计学中宏观物质的温度定义。宏观温度定义是否适用于有限核系统，这是值得考虑的问题。

原子核是量子费米系统。原子核里的每个核子占据着不同的能级。研究核温度时，需要用费米统计处理核系统。系统的量子性和费米子属性都会使得温度的提取变得复杂。

目前人们还没有完全了解核温度这个自由度。仍需做更多的工作来研究核温度的合理定义及核系统热力学温度的提取方法。

## 参考文献(References):

- [1] BOHR N. Nature 1936, **137**: 351.
- [2] PEI J C, NAZAREWICZ W, SHEIKH J A, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 192501.
- [3] GROSS D H E. Rep Prog Phys, 1990, **53**: 605.

- [4] BONDORF J P, BOTVINA A S, ILJINOV A S, *et al.* Phys Rep, 1995, **257**: 133.
- [5] MA Y G, NATOWITZ J B, WADA R, *et al.* Phys Rev C, 2005, **71**: 054606.
- [6] SU J, ZHANG F S. Phys Rev C, 2013, **87**: 017602.
- [7] REISDORF W, ANHRONIC A, GOBBI A, *et al.* (FOPI Collaboration). Phys Rev Lett, 2004, **92**: 232301.
- [8] LEHAUT G, DURAND D, LOPEZ O, *et al.* (INDRA and ALADIN Collaborations). Phys Rev Lett, 2010, **104**: 232701.
- [9] RAMI F, LEIFELS Y, SCHAUBENBURG B D, *et al.* (FOPI Collaboration). Phys Rev Lett, 2000, **84**: 1120.
- [10] LI Q F, LI Z X. Phys Rev C, 2001, **64**: 064612.
- [11] SUN Z Y, TSANG M B, LYNCH W G, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 051603.
- [12] KELIĆ A, NATOWITZ J B, SCHMIDT K H. Eur Phys J A, 2006, **30**, 203.
- [13] BORDERIE B, RIVET M F. Prog Part Nucl Phys, **61**: 551.
- [14] ALBERGO S, COSTA S, COSTANZO E, *et al.* Nuovo Cimento A, 1985, **89**: 1.
- [15] POCHODZALLA J, MÖHLENKAMP T, RUBEHN T. Phys Rev Lett, 1995, **75**: 1040.
- [16] SU J, ZHANG F S. Phys Rev, 2011, C84: 037601.
- [17] MA C W, PU J, MA Y G, *et al.* Phys Rev C, 2012, **86**: 054611.
- [18] MA C W, WANG F, MA Y G, JIN C. Phys Rev C, 2011, **83**: 064620.
- [19] VESELSKY M, IBBOTSON R W, LAFOREST R, *et al.* Phys Lett B, 2001, **497**: 1.
- [20] MORRISSEY D J, BENENSON W, KASHY E, *et al.* Phys Lett B, 1984, **148**: 423.
- [21] POCHODZALLA J, FRIEDMAN W A, GELBKE C K, *et al.* Phys Rev Lett, 1985, **55**: 177.
- [22] KUNDE G J, POCHODZALLA J, AICHELIN J, *et al.* Phys Lett.B 1991, **272**: 202.
- [23] TSANG M B, LYNCH W G, XI H, *et al.* Phys Rev Lett, 1997, **78**: 3836.
- [24] XIE W J, SU J, ZHU L, ZHANG F S. Phys Lett B, 2013, **718**: 1510.
- [25] SCHMIDT K H, BROHM T, CLERC H G, *et al.* Phys Lett B, 1993, **300**: 313.
- [26] WEISSKOPF V F. Phys Rev, 1937, **52**: 295.
- [27] GOLDBABER A S. Phys Rev C, 1978, **17**: 2243.
- [28] JACAK B V, WESTFALL G D, GELBKE C K, *et al.* Phys Rev Lett, 1983, **51**: 1846.
- [29] WUENSCHER S, BONASERA A, MAY L W, *et al.* Nucl Phys A, 2010, **843**: 1.
- [30] ZHENG H, BONASERA A. Phys Lett B, 2011, **696**: 178.
- [31] D'ENTERRIA D G. Phys Lett B, 2002, **538**: 27.
- [32] ORTEGA R, TAPS Collaboration. Nucl Phys A, 2004, **734**: 541.
- [33] SU J, ZHU L, XIE W J, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 017604.
- [34] MILAZZO P M, VANNINI G, AZZANO M, *et al.* Phys Rev C, 1998, **58**: 953.
- [35] MA Y G, LIU G H, CAI X Z. Phys Rev C, 2012, **85**: 024618.
- [36] BAUER W. Phys Rev C, 1995, **51**: 803.
- [37] SA B H, GROSS D H E. Nucl Phys A, 1985, **437**: 643.
- [38] FÈVRE A L, PIOSZAJCZAK M, TONEEV V D, *et al.* Nucl Phys A, 2004, **735**: 219.
- [39] SU J, ZHANG F S, BIAN B A. Phys Rev C, 2011, **83**: 014608.
- [40] FRIEDMAN W A. Phys Rev C, 1988, **37**: 976.
- [41] CHITWOOD C B, FIELDS D J, GELBKE C K, *et al.* Phys Rev C, 1986, **34**: 858.
- [42] JACAK B V, WESTFALL G D, GELBKE C K, *et al.* Phys Rev Lett, 1983, **51**: 1846.
- [43] FIELDS D J, LYNCH W G, CHITWOOD C B, *et al.* Phys Rev C, 1984, **30**: 1912.
- [44] SIEMENS P J, RASMUSSEN J O. Phys Rev Lett, 1979, **42**: 880.
- [45] FRIEDMANN W A. Phys Rev C, 1990, **42**: 667.

## On Nuclear Temperature in Heavy-ion Collisions

SU Jun<sup>1</sup>, ZHANG Fengshou<sup>1, 2, 3</sup>

(1. The Key Laboratory of Beam Technology and Material Modification of Ministry of Education,  
College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;

2. Beijing Radiation Center, Beijing 100875, China;

3. Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000)

**Abstract:** Nuclear thermometers based on different approaches are reviewed. Due to the different basic assumptions of these methods, the nuclear temperatures extracted by different thermometer approaches are not consistent. Moreover, several problems which make the extraction of the nuclear temperatures even more difficult are discussed. The nuclear thermometers based on different kinetic approaches are compared. The nuclear temperatures extracted by methods based on quantum (Fermi-Dirac) kinetic approaches are compared to the double ratio temperatures  $T_{\text{He, Li}}$ . Perspectives for future investigations of the thermal temperature are given.

**Key words:** heavy-ion collision, nuclear temperature, thermalization

---

**Received date:** 21 Oct. 2012; **Revised date:** 19 Mar. 2013

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(11025524, 11161130520); National Basic Research Program of China(973 Program)(2010CB832903)

**Corresponding author:** ZHANG Fengshou, E-mail: fszhang@bnu.edu.cn

<http://www.npr.ac.cn>