

初步的纯光子谱的物理蕴含*

艾 小 白

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

1996-09-10收稿

摘 要

基于相对论流体力学,指出了新近报道的首次实测的纯光子谱虽然具有线性,但并不意味着极端相对论性原子核碰撞后的系统在整体上达到了热平衡.运用动态相变机制的计算结果可以预言,若强子化相变是一级相变,当碰撞能量高于 $200\text{GeV}/u$ 时,纯光子谱将呈现凹形曲线,可以用作诊断夸克-胶子等离子体是否存在的信号.

关键词 相对论流体力学, 夸克-胶子等离子体, 纯光子谱.

1 引 言

众所周知,热高能光子被认为是诊断夸克-胶子等离子体(QGP)和热强子物质(HM)的干净的探针之一^[1].最近 CERN 的 WA80 研究组报道了在超质子同步加速器(SPS)上所做的 $200\text{GeV}/u$ S + Au 碰撞实验中第一次获得的具有统计意义的纯光子谱^[2].在半对数坐标纸上,数据点呈现了很好的线性;从拟合直线的斜率可以直接得到温度参数 $T_{\text{exp}} \approx 180\text{MeV}$.基于对实验数据的再分析,WA80 组声称,实验中系统误差基本上得到控制,并以 90% 的可信度进一步确认,对中心碰撞,在 $0.5\text{GeV}/c \leq p_T \leq 2.5\text{GeV}/c$ 的范围内确实存在过剩光子的问题^[3,4].这一初步的实测结果已引起了极大的理论兴趣^[5-9].一方面,实验上已证实微观动力学模型 RQMD^[10]的预言,局部热平衡只能在原子核碰撞的最后阶段才能达到;另一方面,除文献 [5]外,文献 [6-9]均认为他们基于局部热平衡假设的简单的火球模型的计算结果与 WA80 数据相符合.在这里将研究如下 4 个问题:(1) T_{exp} 存在是否意味着体系在整体上达到了热平衡?(2) 为什么 WA80 数据呈现出指数分布?(3) 怎样理解文献 [6]中光子产额曲线呈现凹形?(4) WA80 纯光子谱中是否包含了可以诊断 QGP 是否存在的信号.

本研究中假定在相对论性的核碰撞中形成了 QGP 火球,接着火球膨胀,逐渐冷却,直到最终完全强子化.目前在该问题的理论与实验研究中均存在某些不确定的未知因

* 国家自然科学基金和上海市科委基金资助.

素^[11-16], 因此暂不对光子的绝对产额做计算, 而只研究初始温度 T_i 、临界相变温度 T_c 、袋常数 B 以及相变潜热等物理因素对纯光子谱的影响. 我们采用相对论流体力学方程求解火球的时空演化^[17,18], 为简便起见, 应用“完全阻止模型”计算火球中的温度分布. 文中所有的数值计算中, 火球的初始半径一律取为 3fm .

2 纯光子谱在半对数坐标纸上的数学特征

由于在不同的文献中采取了不同的近似模型, 关于热光子的发射率便有许多不同的公式. 但是只要应用了局部热平衡假设, 光子随能量的统计分布, 即热光子谱的计算公式中便带有相同的指数因子 $\exp(-E/T)$. 应用文献 [6] 中的表达式:

$$E \frac{dR}{d^2p} = \frac{5\alpha\alpha_s}{18\pi^2} T^2 \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \ln\left[\frac{2.912}{g^2} \frac{E}{T}\right], \quad (1)$$

其中 g^2 取 5, α_s 取 0.4, p 和 E 分别表示所产生的热光子的动量和能量, α 是精细结构常数. 对 (1) 式的纵向动量和膨胀空间积分之后, 可以得到在 QGP 或 HM 中产生的光子的横向动量分布 $dN/dy d^2p_T$, 其中 y 是动量为 p 的光子的快度, p_T 是横向动量. 这种积分在中央快度区形如下式:

$$\frac{dN}{dy d^2p_T} = \int_0^{r_0} r^2 dr \int_0^{t_0} \exp[-a(y_T)p_T/T] f(y_T) dt, \quad (2)$$

其中 $y_T = \text{arctanh } v_T$ 是横向快度, v_T 是局部流速, $(0, r_0)$ 和 $(0, t_0)$ 是对膨胀过程所取的时空间隔. (2) 式中每一重积分都类似于

$$\int_a^b f(x)g(x) dx, \quad (3)$$

而 $g(x)$ 现在为指数因子 $\exp[-a(y_T)p_T/T]$. 只要函数 $f(x)$ 和 $g(x)$ 在 (c, d) 上可积, $f(x)$ 在 (c, d) 上不变号, 应用积分中值定理可得

$$\int_c^d f(x)g(x) dx = g(\xi) \int_c^d f(x) dx, \quad (4)$$

其中 ξ 是 (a, b) 中的一点. 在通常情况下, 人们并不能应用 (4) 式来计算 (2) 式. 然而积分中值定理在理论上保证了中值的存在, 可以应用于许多证明之中. 本文所讨论的物理情况, 对 (2) 式中的指数函数, 若选定 r_i^* ($i = 1, 2, \dots, \infty$) 诸点, 在理论上可知, 一定存在 t_i^* ($i = 1, 2, \dots, \infty$) 诸对应值, $[r_i^* \in (0, r_0), t_i^* \in (0, t_0)]$, 使得 (2) 式的右端成为 p_T 指数函数:

$$\exp[-a(y_T(r_i^*, t_i^*))p_T/T(r_i^*, t_i^*)] \int_0^{r_0} r^2 dr \int_0^{t_0} f(y_T) dt, \quad (5)$$

反之亦然. 由 (2) 式和 (5) 式中的定积分结果的唯一性可知, 必定存在一个等效的 $T^* = T(r_i^*, t_i^*) / a[y_T(r_i^*, t_i^*)]$ ($i = 1, 2, \dots, \infty$), 使得人们可推断 $dN/dy d^2p_T$ 是形如 $A \exp(-p_T/T^*)$ 的函数, 其中 T^* 具有温度的量纲, 可以认为是所讨论相 (QGP 或 HM) 中的平均温度, 或“视在”温度, 而 A 是 (2) 式中除去指数函数的积分结果

$$A = \int_0^{r_0} r^2 dr \int_0^{t_0} f(y_T) dt. \quad (6)$$

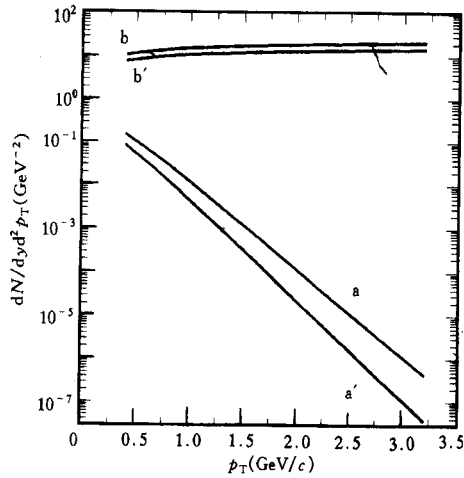


图1 指数因子对光子谱影响示意图

a和a'分别表示 $T_i=180, 200\text{MeV}$ 时,应用公式(1)所计算的结果; b和b'分别表示在上述温度时用去掉指数部分的公式(1)所得的结果.

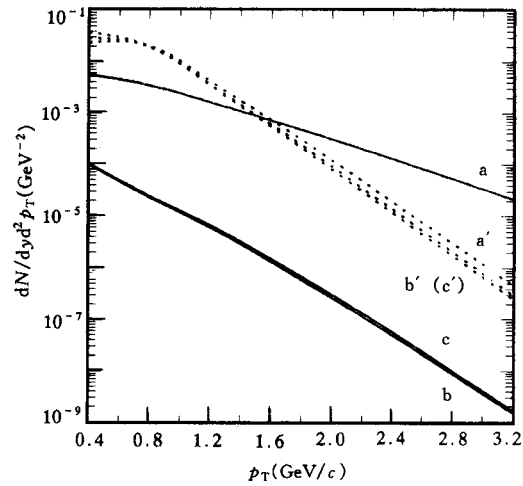


图2 初始温度对QGP和HM光子谱的影响示意图

考虑潜热的影响所计算的来自QGP(虚线)和HM(实线)的光子产额曲线. 其中a(a'), b(b')和c(c')分别表示 $T_i=200, 180, 190\text{MeV}$ 的情况.

人们显然关心 A 部分是否是一个取决于 p_T 的复杂函数. 应用(1)式,我们计算了 A 和 $dN/dy d^2p_T$, 并将结果画在图1上. 由图1可见 A 部分仅仅是微弱地与 p_T 有关的函数. 对其它光子发射率公式计算 A 部分, 均显示在某一 p_T 范围内, 它同样是 p_T 的弱依赖关系的函数. 由图1可见来自 QGP 的热光子谱在 $1\text{GeV}/c \leq p_T \leq 3\text{GeV}/c$ 中是关于 p_T 的近似的指数函数. 用同样的方法研究来自 HM 的光子谱, 其中包括如下诸过程: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi\rho \rightarrow \pi\gamma$ ^[15], $\pi\rho \rightarrow A_1 \rightarrow \pi\gamma$ ^[16], 及 $\pi\pi \rightarrow \rho\gamma$, 发现它们均是关于 p_T 的指数函数, 只不过各自都具有不同的参数值 ($-1/T^*$), 见图2. 值得注意的是, 理论上的不确定性和不同模型的影响都已包含在 A 部分中, 在半对数坐标纸上, 它只改变谱线的位置, 并不改变高能热光子谱上直线段的斜率. 由此可见, 纯光子谱在半对数坐标纸上呈现良好的线性, 其物理根源是应用了局部热平衡假设. 所产生的温度参数 T_{exp} 并不是真实温度, 它只是一种统计平均值, 并不表示碰撞后的体系在整体上达到了以这一“视在”温度为标志的热平衡态.

3 实测纯光子谱的形状可作为 QGP 的信号

在文献[5—9]的研究中未考虑强子化相变若是一级相变时, 相变潜热对光子产额的影响, 因此他们各自的结果都不是结论性的. 由于在火球中, 温度分布是演化时间的函数, 通常的温度—时间相变演化图上混合相的“平台”特性(如文献[1]中的图4)并不适用于膨胀中的火球. 严格地说, 上述形象的相变时间演化图仅适用于在整体上处于力学平衡(压强相等)的体系. 类比致密星在不同深度, 温度不同, 压强不同, 存在不同的物态物相, 我们提出一个“类致密星结构”模型, 用动态机制来处理膨胀火球中的相变问题. 更详细的讨论, 将另文发表, 此处仅简述局部热平衡在一个演化的体系中必然导致局部相变过程. 为计算方便, 假设当 QGP 火球在膨胀中冷却时, 从外表面到核心, 是分层逐步强子化

的, 直至整个 QGP 火球完全强子化为止. 当某一层达到相变临界温度 T_c 时, 该层发生强子化相变. 在此瞬间, 潜热突然释放, 且两相的压强必须相等. 从量纲上考虑, 即此瞬间, 发生局部相变的一层, 能量密度应当守恒. 因此关于临界温度和强子温度 T_h 有如下关系:

$$\varepsilon_q(T_c) = \varepsilon_h(T_h), \quad (7)$$

其中 ε_q 和 ε_h 是 QGP 和 HM 的能量密度. 从 QCD 理论^[19],

$$\varepsilon_q(T) = \left(16 + \frac{21}{2} N_f\right) \frac{\pi^2}{30} T^4 + B, \quad (8)$$

式中 N_f 是夸克的味量子数, B 是袋常数, 为

$$B = 34 \frac{\pi^2}{90} T_c^4. \quad (9)$$

若取 $T_c = 160\text{MeV}$, 则 $B = 318\text{MeV} / \text{fm}^3$ ^[19]. 显然由于潜热的突然释放, T_h 将瞬间高于 T_c , 即形成了局部过热的强子气体. 计算结果画在图 3 上. 曲线 1、2、3、4、5 分别表示初始温度 $T_i = 180、190、200、210、220\text{MeV}$ 的纯光子谱. 未考虑潜热的谱用虚线表示. 短虚线

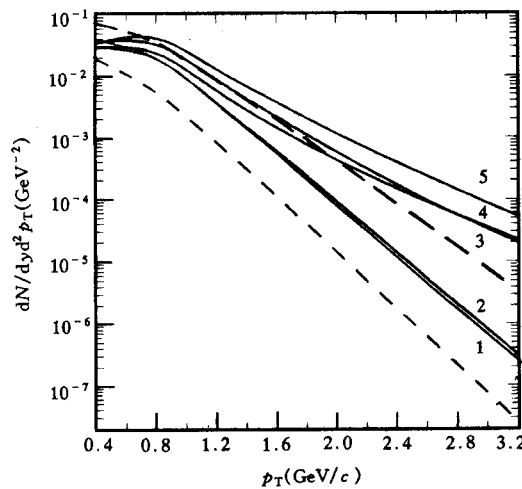


图3 不同初始温度时的总光子谱

虚线表示没有考虑潜热时的结果, 实线是考虑潜热时的结果. 具体解释见正文. ———— $T_i=200\text{MeV}$ 时考虑潜热效应计算得到的总光子谱; --- QGP; HM; -○-○- $T_i=190\text{MeV}$ 时的总光子谱.

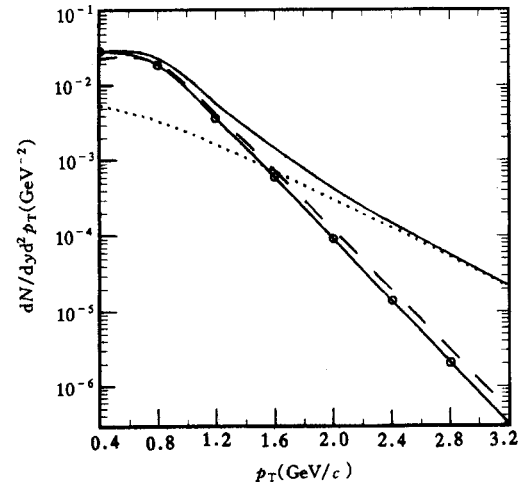


图4 凹形光子谱成因示意图

对应 $T_i = 180\text{MeV}$, 而长虚线对应 $T_i = 200\text{MeV}$ 的结果. 从图 3 可见, (1) 无潜热效应, 对 T_i 介于 180—200MeV 间的纯光子谱均具有良好的线性; (2) 潜热的影响明显提高了光子产额; (3) 即使考虑潜热的影响, 当碰撞能量较低时, 碰撞后形成的 QGP 体系的初始温度较低, 纯光子谱仍具有良好的线性; 而当碰撞能量高时, 光子谱则显示凹形曲线. 其中的物理原因不难从图 2 中的曲线 a 和图 4 中的短虚线的情况获得了解. 此时过热强子气体的贡献大大增强, 并且可与来自 QGP 的贡献相比较. 总的纯光子谱将成为如下形式的合成谱, 见图 4:

$$\frac{dN}{dy d^2p_T} = A_{\text{QGP}} \exp(-p_T / T_{\text{QGP}}^*) + A_{\text{HM}} \exp(-p_T / T_{\text{HM}}^*), \quad (10)$$

其中 T_{QGP}^* 和 T_{HM}^* 分别是 QGP 和 HM 的“视在”温度。在半对数坐标纸上,总光子谱是一条在高横向动量端具有渐近线的复杂曲线:

$$\frac{dN}{dy d^2p_T} = (-p_T / T_{\text{QGP}}^*) + (-p_T / T_{\text{HM}}^*) + \ln A_{\text{QGP}} + \ln A_{\text{HM}}. \quad (11)$$

这也就是文献 [5] 中凹形光子谱的形成原因。这种情况非常类似于实验核物理中具有两种以上放射性活性的放射性样品的衰变率曲线。如果在未来较高碰撞能量下获得了此种预言的凹形光子谱,人们便可以用类似于从放射性样品衰变率曲线中分析出它的各种放射性活性的简单方法来分析总光子谱中来自 QGP 和 HM 的各自的贡献^[20],在这个意义上,高碰撞能量下实测的纯光子谱的形状可以用来作为判断 QGP 是否形成的信号。

4 讨 论

(1) 研究表明,只要应用了局部热平衡假设,那么,在半对数坐标纸上光子谱便具有相似的数学特征。文献 [6—9] 虽然各自采用不同的模型,但它们的差异仅在计算火球温度分布的方法不同,选用可调的物理参数总能拟合 WA80 数据。如文献 [6] 为拟合实验结果选用了较高的初始温度,所得的光子谱呈凹形曲线,而文献 [5] 则采用慢膨胀模型,混合相的膨胀时间需 30—40 fm/c。因此 WA80 的数据中的过剩光子问题并未获得合理的解释。实际上,理论模型中采用的初始温度、火球寿命等关键物理参数是不应当随意选取的,而应由实验上测量出来或推断出来。对不同的模型都输入共同的物理参数,再将计算结果与实验结果进行比较,才能分辨出模型的优劣。总之过剩光子问题还需要有新的物理机制来解释。

(2) 如假设在相对论性核碰撞中形成了 QGP, 强子化过程是在局部温度降至 T_c 时才发生的,那么必有 $T_{\text{HM}}^* < T_{\text{QGP}}^* < T_c$ 的关系,纯光子谱不会显示过热的“视在”温度。文献 [6] 已计算了若在 S + Au 碰撞中未形成 QGP 的情况:纯光子谱会大大偏离 WA80 数据,且明显具有过热的“视在”温度。因而 $T_{\text{exp}} \approx 180 \text{ MeV}$ 极可能意味着在能量 200 GeV/u S + Au 的碰撞中曾形成过 QGP 火球,否则 T_{exp} 应表现为一个不合理的较大的数值。

(3) 如果强子化相变是一级相变,本文的动态相变机制可以被接受,那么显然不能忽略相变潜热的效应,它能提高光子产额,有利于解释过剩光子问题,而且当碰撞能量高于 200 GeV/u 时,可能测到凹形纯光子谱的预言,可以用作诊断 QGP 是否存在的信号。

参 考 文 献

- [1] K. Kampert, Electromagnetic Probes of Hot and Dense Nuclear Matter, IKP-MS-94/0101, Münster, 1994.
- [2] R. Santo *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A566**(1994)61c.
- [3] T. Awes, *Nucl. Phys.*, **A590**(1994)81c.
- [4] R. Albrecht *et al.*, Limits on the Production of Direct Photons in 200A GeV S + Au Collision, CERN-PPE/95-186, 13 Dec., 1995.
- [5] E. Shuryak, L. Xiong, *Phys. Lett.*, **B333**(1994)316.
- [6] D. Srivastava, B. Sinha, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994)2421.
- [7] A. Dumitru *et al.*, *Phys. Rev.*, **C51**(1995)2166.

- [8] N. Arbex *et al.*, *Phys. Lett.*, **B345**(1995)307.
- [9] J. Neumann, D. Seibert, G. Fai, *Phys. Rev.*, **C51**(1995)1460.
- [10] B. Müller, *Nucl. Phys.*, **A590**(1995)3c.
- [11] J. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983)140.
- [12] L. McLerran, T. Toimela, *Phys. Rev.*, **D31**(1985)545.
- [13] S. Chakrabarty *et al.*, *Phys. Rev.*, **D46**(1992)3802.
- [14] M. Neubert, *Z. Phys.*, **C42**(1989)231.
- [15] J. Kapusta *et al.*, *Phys. Rev.*, **D44**(1991)2774.
- [16] L. Xiong, E. Shuryak, G. Brown, *Phys. Rev.*, **D46**(1992)3798.
- [17] S. Chin, *Phys. Lett.*, **B119**(1982)51.
- [18] J. Blaizot, J. Ollitrault, *Phys. Rev.*, **D36**(1987)916.
- [19] J. Kapusta, A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D33**(1986)1304.
- [20] Hsiao-bai Ai, Bao-sen Zhou, The Shape of Detected Actual Total High-Energy Photon Spectrum as a Possible Signature of the Quark-Gluon Plasma, Proceedings of Second International Symposium on Medium Energy Physics, Beijing, August 22—26, (1994)398.

Physical Implication of the Preliminary Single Photon Spectrum

Ai Xiaobai

(*Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

Received 10 September 1996

Abstract

Based upon the relativistic hydrodynamics, it is pointed out that although the recent data on the first single-photon spectrum show a linearity, it does not mean that in an ultra-relativistic nuclei-nuclei collision the system reaches equilibrium at some temperature in whole. Making use of a new dynamical mechanism for hadronization phase transition, the evaluating results predict that if the phase transition from QGP to hadronic matter is of first-order, for higher colliding energies (e.g. $> 200\text{GeV} / u$) the photon spectra would show some concave curvature, which may be a possible signature for diagnosing QGP.

Key words relativistic hydrodynamics, quark-gluon plasma, single photon spectrum.