第11卷 第2期　　高 能 物 理 与 核 物 理　　Vol. 11, No. 2
1987年3月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Mar., 1987

# $e^+e^-$ 湮灭与大横动量 $P_\perp$ 分布

王政之　　王桂云
（山　东　大　学）

**摘　　要**

本文从 $e^+e^-$ 湮灭的次级粒子的横动量分布的表示式中，导出了当 $m_\perp \gg T$ 时横质量 $m_\perp$ 的平均无标度性.

为了统一地解释 KNO 无标度性的 Wroblewski 经验规则，本文作者之一在黄山会议上曾提出一个多火球独立产生模型[1]，假定了每个火球中的粒子数服从指数分布. 这个假定实际只有当粒子数很大时才近似地合理.

实验发现高能碰撞中产生的强子绝大多数是 $\pi$ 介子，还有少量K介子. 其它的粒子是非常少的. 为了突出问题的主要方面，我们暂时只考虑 $\pi$ 介子.

正、负电子湮灭变成虚光子，$\gamma$ 衰变又碎裂成一簇 $\pi$ 介子. 图1二喷注示意图和三喷注示意图[2].

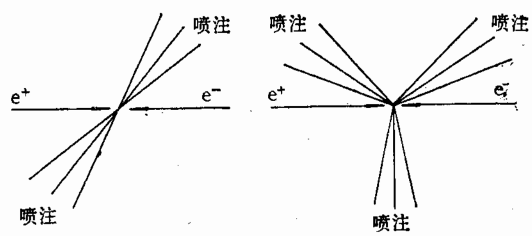


图1　二喷注示意图与三喷注示意图

当光子气体作绝热膨胀时，体积与温度彼此由 $VT^3 = V_0T_0^3 =$ 常数的关系式联系着. 辐射总能量 $E$ 等于(玻耳兹曼定律)[3]

$$E = aVT^4 = aV_0T_0^4 = CT = C_0T_0, \tag{1}$$

式中

$$a = \frac{\pi^2 k^4}{15\hbar^3 c^3}.$$

一簇 $\pi$ 介子的温度 $T$，光子 $\gamma$ 的温度 $T_0$，

$$T_0 = \frac{NT}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad C = \frac{C_0 N}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad T = \frac{E}{C}, \tag{2}$$

---

本文1985年5月4日收到. 1986年6月13日收到修改稿.

式中，$\beta = v/c$，集团数 $N$。

在半包含反应中次级粒子的横动量分布能够表述为[4]

$$\frac{d\langle n_{ch}\rangle}{\pi dP_T^2} = \frac{Ndk_{ch}}{\pi dP_T^2} = \frac{Ng_{ch}V}{(2\pi)^3}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{m_\perp \mathrm{ch}y\,dy}{\exp(m_\perp \mathrm{ch}y/T)-1}$$

$$= \frac{Nk_{ch}}{2\pi}\,\frac{1}{T^3F(m/T)}\int_0^{\infty}\frac{m_\perp \mathrm{ch}y\,dy}{\exp(m_\perp \mathrm{ch}y/T)-1}$$

式中 $k_{ch} = \frac{1}{2\pi^2}g_{ch}VT^3F(m/T)$[5]，$\langle n_{ch}\rangle$ 是带电粒子数，$\mathrm{ch}y$ 是双曲余弦函数，$V$ 是体积，$m_\perp = \sqrt{P_T^2 + m^2}$，$F(z) = z^3\int_0^{\infty}\frac{x^2dx}{\exp(z\sqrt{1+x^2})-1}$。或者写成

$$\frac{1}{\langle n_{ch}\rangle}\cdot\frac{d\langle n_{ch}\rangle}{dm_\perp} = \frac{m_\perp}{T^3F(m/T)}\int_0^{\infty}\frac{m_\perp \mathrm{ch}y\,dy}{\exp(m_\perp \mathrm{ch}y/T)-1}. \tag{3}$$

当 $m_\perp \gg T$ 时，可用玻尔兹曼近似，(3)式化为

$$\frac{1}{\langle n_{ch}\rangle}\cdot\frac{d\langle n_{ch}\rangle}{dm_\perp} = \frac{m_\perp^2}{T^3F(m/T)}K_1(m_\perp/T)$$

$$\xrightarrow[m_\perp/T\gg 1]{}\frac{1}{TF(m/T)}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left(\frac{m_\perp}{T}\right)^{3/2}\exp(-m_\perp/T).$$

最后得到[6]

$$\langle n_{ch}\rangle = \frac{2}{3}\langle n\rangle = \frac{2}{3}\alpha\sigma_{in}. \tag{4}$$

另一方面，

$$\frac{1}{\sigma_{in}}\cdot\frac{d\sigma}{d\frac{m_\perp}{T}} = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}}}{F\left(\frac{m}{T}\right)}\left(\frac{m_\perp}{T}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{m_\perp}{T}\right). \tag{5}$$

斯忒藩-玻耳兹曼定律(1)式化为

$$\frac{E}{\sigma_{in}}\cdot\frac{d\sigma}{dm_\perp} = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,C}{F\left(\frac{Cm}{E}\right)}\left(\frac{Cm_\perp}{E}\right)^{3/2}\exp(-Cm_\perp/E). \tag{6}$$

这就是横质量 $m_\perp$ 平均无标度性。

在本工作的进行中得到孙桂荣、李月芹、墨文川、李春显的支持，谨致谢忱。

## 参　考　文　献

[1] 王政之，高能物理与核物理，**1**(1977)，90.
[2] 唐孝威、杨保忠，物理学进展，**4**(1984)，157.
[3] F. Mandl，统计物理学，人民教育出版社.
[4] 王政之等，高能物理与核物理，**9**(1979)，523.
[5] 文　涛，山东大学学报，**1**(1980)，37.
[6] C. Novero and E. Predazzi, *Nuo. Cim.*, **63A**(1981), 129.

# $e^+e^-$ ANNIHILATION AND THE LARGE TRANSVERSE MOMENTUM $P_\perp$ DISTRIBUTION

WANG ZHENG-ZHI WANG GUI-YUN

(*Shandong University*)

ABSTRACT

In the present work, the $m_\perp$ mean scaling expression is obtained from the transverse momentum distribution of the secondary particles in $e^+e^-$ annihilation the case of $m_\perp \gg T$.