

高能重离子碰撞中粒子源密度 分布和强度干涉学*

刘亦铭 霍雷 蒋玉楨 王山

(哈尔滨工业大学理论物理教研室, 150006)

D. Keane

(Department of Physics, Kent State University, Kent, Ohio 44242)

S. Y. Fung S. Y. Chu

(Department of Physics, University of California, Riverside, CA 92521)

摘 要

强度干涉学的分析结果与粒子源的平均半径 $\langle r \rangle$ 有关; 利用小相对动量差区域的关联函数可以估计粒子源的均方半径 $\langle r^2 \rangle$; 由比值 $\frac{\langle r^2 \rangle}{\langle r \rangle^2}$ 可以获得源密度细致分布的信息. 对 Bevalac 流光室 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验数据的分析, 得到了该反应 π 源的平均半径, 提出了 π 源膨胀的一种可能模式; 指明在目前的实验精度内, 先验的高斯模型是合理的.

一、引 言

强度干涉学通过对全同粒子间的玻色-爱因斯坦或费米-狄拉克关联的研究, 获得粒子发射区域的时空结构、相干程度、以及有关的动力学信息, 它已成为高能重离子碰撞物理学的一个重要分支^[1-3]. 由于碰撞过程是相当复杂的, 许多因素, 诸如末态相互作用、核屏蔽、不同碰撞参数和事件拓扑的平均等, 都会影响对强度干涉学分析结果的解释^[1-3]. 而在利用强度干涉学方法进行分析时, 粒子源密度分布又只是先验的唯象假定^[1]. 因此, 不同的源密度分布假定对强度干涉学分析是否同样有效? 如何解释强度干涉学在不同源密度分布假定下的分析结果? 常用的高斯分布模型^[4]是否合理? 以及能否利用强度干涉学对源密度分布作出更细致描述等问题的研究, 受到了广泛的关注^[5-8].

本文提出了一种由任意假定的源密度分布获得关联粒子对的蒙特卡罗方法. 以 2π 干涉学为例(其它种类全同粒子类似)讨论了不同源密度分布假定下, 利用强度干涉学方

本文 1990 年 8 月 28 日收到.

* 本文由中国国家自然科学基金和美国国家自然科学基金资助.

法得到的源空间参数的意义. 诱导了以 $\langle r^2 \rangle$ 为变量的小相对动量差区域关联函数, 给出了一种确定源密度细致分布的方法, 分析了 Bevalac 流光室 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验. 因时间因子不是强度干涉学的一个敏感参量^[5,6], 本文只讨论粒子源的空间分布.

二、关联粒子对的获得

在强度干涉学的研究中, 利用蒙特卡罗方法产生具有量子统计关联的全同粒子是理论上进行分析的有效手段. 但迄今为止, 人们所提出的方法或是从特殊假定下的关联函数出发^[8], 或是从内核级联模型等唯象模型给出的末态粒子出发^[9], 大都不便于研究源密度分布对强度干涉学分析结果的影响.

全同粒子间具有玻色-爱因斯坦或费米-狄拉克关联. 假定碰撞过程中发射的粒子可以用平面波来描述, 而且其发射源是完全不相干的. 利用探测器 A, B 同时探测分别由 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 同时发出的, 动量分别为 $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ 的两个全同粒子, 由于交换对称或反对称性, 探测几率可表示为^[1,2]:

$$P_{12} \propto 1 \pm \cos[(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)], \quad (1)$$

式中的“+”、“-”号分别对应于玻色子和费米子.

利用蒙特卡罗方法, 可以根据对粒子源密度分布函数所作的先验假定 $\rho(\mathbf{r})$, 随机抽样得到两个粒子的产生位置 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$; 在质心系统中, 可将粒子的动量谱分布看作各向同性的玻尔兹曼分布^[8]:

$$\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}} \propto \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad (2)$$

式中 T 为系统的温度, $E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ 为粒子的能量. 用蒙特卡罗方法按 (2) 式给出粒子的动量, 并使粒子对的动量满足 (1) 式的要求, 便得到了关联粒子对. 计算机程序原则上可简单描述如下:

第一步 按源密度分布函数 $\rho(\mathbf{r})$ 产生 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$

第二步 按分布 (2) 产生粒子的动量 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$

第三步 计算 P_{12} 值

第四步 $A = \text{rand} \in [0, 1]$

IF ($A > P_{12}$) 重复第二——第四步

$\mathbf{p}_1 = \mathbf{k}_1, \mathbf{p}_2 = \mathbf{k}_2$

上面过程重复 N 次, 便得到既具有量子统计效应, 粒子发射源又满足一定分布的 N 对关联粒子.

本文的实验数据取自洛伦兹伯克利实验室的 Bevalac 流光室 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验(碰撞参数小于 5 fm). 分析数据时, 关联粒子对由同一事件中取出的两个全同 π^- 介子构成. 为减少电子污染及多次散射的影响, 对 π^- 介子的实验室动量作了截断 ($P_{1,b} \geq 100 \text{ MeV}/c$), 共得到 3200 个 π^- 介子多重数大于 2 的事件, 构成 98500 对关联 π^- 介子. 对这个实验的详细描述可参考文献 [5,6].

三、关联函数

假定归一化的 π 源密度分布函数为 $\rho(\mathbf{r})$ 。利用方程 (1) 对整个空间积分, 得出同时观测到动量分别为 $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ 的两个 π 介子的几率为^[1-3]:

$$P(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \propto \int \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) [1 + \cos(\mathbf{q} \cdot \Delta \mathbf{r})] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (3)$$

$$\text{即} \quad P(\mathbf{q}) \propto 1 + |\bar{\rho}(\mathbf{q})|^2 \quad (4)$$

式中 $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$, $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$; 函数 $\bar{\rho}(\mathbf{q})$ 为源密度分布函数 $\rho(\mathbf{r})$ 的富里叶变换。如果考虑到源的相干性, 2π 关联函数一般可以写成^[1]:

$$C(\mathbf{q}) = 1 + \lambda |\bar{\rho}(\mathbf{q})|^2 \quad (5)$$

式中 λ 为相干因子。对于混沌 π 源, λ 的值为 1; 对于完全相干 π 源, λ 的值为 0。可以看出, 关联函数的形式依赖于函数 $\rho(\mathbf{r})$ 及变量的选取方式。对一给定的 π 源, 我们将其实分布函数 $\rho_0(\mathbf{r})$ 中的空间参数记为 \tilde{R} , 将由相应于特定分布假定 $\rho(\mathbf{r})$ 的关联函数对应的源空间参数记为 R , 并用下标来区分不同的分布。

取两个 π 介子的相对动量差 $q = |\mathbf{q}|$ 为变量, 对于高斯型、均匀球面型及均匀球型源密度分布, 相应的关联函数分别为:

$$C(q) = 1 + \lambda \exp(-0.5q^2 R_{\text{高斯}}^2), \quad (\text{高斯型})$$

$$C(q) = 1 + \lambda j_0^2(qR_{\text{球面}}), \quad (\text{球面型})$$

$$C(q) = 1 + \lambda k^2(qR_{\text{球}}). \quad (\text{匀球型})$$

式中 $k(x) = 3j_1(x)/x$, $j_0(x)$ 、 $j_1(x)$ 分别为零阶及一阶球贝塞尔函数。

如取两个 π 介子的相对动量差 \mathbf{q} 在入射束方向及其垂直方向的投影 q_{\parallel} 、 q_{\perp} 为变量, 则椭球型高斯分布的关联函数为^[1,5]:

$$C(q_{\parallel}, q_{\perp}) = 1 + \lambda \exp(-0.5q_{\parallel}^2 R_{\parallel}^2 - 0.5q_{\perp}^2 R_{\perp}^2), \quad (\text{椭球型})$$

对于其它形式的源密度分布, 恰当地选取参量, 一般也可以得到相应的关联函数。例如 Kopylov 型的关联函数是^[1]:

$$C(q_t) = 1 + \lambda I^2(q_t R_{\text{Kopylov}}). \quad (\text{Kopylov 型})$$

式中 Kopylov 变量 $q_t = |(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \times (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)| / |\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2|$, $I(x) = 2J_1(x)/x$; $J_1(x)$ 为一阶贝塞尔函数。

在实际分析中, 2π 关联函数值由下式给出^[6]:

$$C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = k \cdot \text{cor}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) / \text{uncor}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2), \quad (6)$$

式中 $\text{cor}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ 表示关联 π 介子的对数; $\text{uncor}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ 为背景 π 介子的对数, 背景 π 对由不同事件的关联 π 对中各取一个 π 介子构成; k 是归一化常数。假定源密度分布函数为 $\rho(\mathbf{r})$, 并用该假定下的关联函数对 (6) 式给出的值拟合, 即可获得该分布假定下源空间参数 R 等的信息。

四、源空间参数

利用强度干涉学进行分析时, 人们对粒子源密度分布作过不同的先验假定^[1-4]。用椭

球型关联函数对 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验 π 源的形状进行分析,在统计误差范围内我们没有发现其形状与球状发射源存在偏离^[5],因此粒子源的球对称分布模型在目前的实验精度内是合理的.以下本文仅就球对称分布进行讨论.用蒙特卡罗方法分别按高斯分布、均匀球面分布及均匀球分布产生 π 源.对每一 π 源,均取与实验中 π 源^[6]一致的温度—— $T = 60$ MeV.所产生的关联 π 对数均为 40 万对,背景 π 介子的对数约为关联对数的 40 倍.相干因子 λ 的值取为 1.

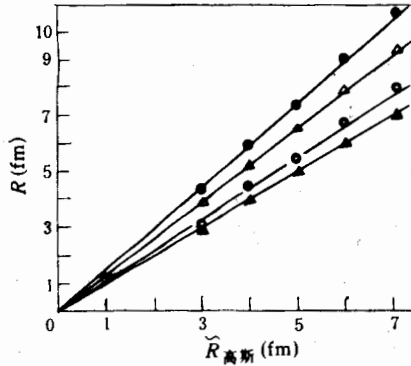


图1 高斯分布的蒙特卡罗 π 源的 2π 干涉学分析结果.

不同密度分布假定下,源空间参数——“半径 R ”具有不同的意义,无法直接比较.为了能够进行比较,需要研究在不同分布下具有一致定义的描述源空间线度的参量.对具有某一密度分布形式的 π 源,当其空间参数 \tilde{R} 值变化时,强度干涉学的分析结果随之变化.图1给出了高斯分布下,不同 $\tilde{R}_{\text{高斯}}$ 值 π 源的 2π 干涉学分析结果.图中 \blacktriangle 、 \circ 、 \triangle 和 \bullet 分别代表由高斯型、球面型、kopylov 型、及匀球型关联函数拟合得到的源空间参数值 R .图1表明,在高斯分布下,利用给定的关联函数获得的源空间参数的拟合值 R 与空间参数 $\tilde{R}_{\text{高斯}}$ 成线性关系.

对图1中的数据作直线拟合,我们得到如下结果:

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{\text{高斯}} &= (1.00 \pm 0.02)R_{\text{高斯}} = (0.91 \pm 0.02)R_{\text{球面}} \\ &= (0.68 \pm 0.02)R_{\text{球}} = (0.76 \pm 0.02)R_{\text{kopylov}} \end{aligned} \quad (7)$$

对均匀球及均匀球面分布同样作如上分析,得到的 $R_{\text{高斯}}$ 、 $R_{\text{球面}}$ 、 $R_{\text{球}}$ 及 R_{kopylov} 间的比例关系和(7)式一致.

理论上,平均半径 $\langle r \rangle$ 和高斯分布、均匀球面分布及均匀球分布的源空间参数 \tilde{R} 存在如下关系:

$$\langle r \rangle = (2/\sqrt{\pi})\tilde{R}_{\text{高斯}} = \tilde{R}_{\text{球面}} = (3/4)\tilde{R}_{\text{球}}, \quad (8)$$

即平均半径相等时,三种分布的源空间参数满足:

$$\tilde{R}_{\text{高斯}} \approx 0.89\tilde{R}_{\text{球面}} \approx 0.67\tilde{R}_{\text{球}}. \quad (9)$$

比较(7)、(8)、(9)三式可以看出,利用不同的源密度分布假定进行强度干涉学分析时,源平均半径可能是反映源空间线度的一致定义的好物理量.为进一步说明这一问题,首先用 π 干涉学对平均半径 $\langle r \rangle$ 值相等的高斯分布、均匀球面分布及均匀球分布的蒙特卡罗 π 源进行分析.结果如图2所示,图中点的标记与图1相同.可以看出,对平均半径相等而密度分布形式不同的 π 源,由给定关联函数得到的源空间参数 R 值相等,与源密度的分布形式无关.再对源空间参数 \tilde{R} 值相等而密度分布形式不同的 π 源进行分析.图3给出了空间参数 \tilde{R} 为 5 fm 的高斯分布 ($\langle r \rangle = 5.64$ fm)、均匀球面分布 ($\langle r \rangle = 5$ fm)、以及均匀球分布 ($\langle r \rangle = 3.75$ fm) π 源的分析结果.图中代表不同关联函数分析结果的符号与图1相同.对图2、图3中的数据作直线拟合得到:

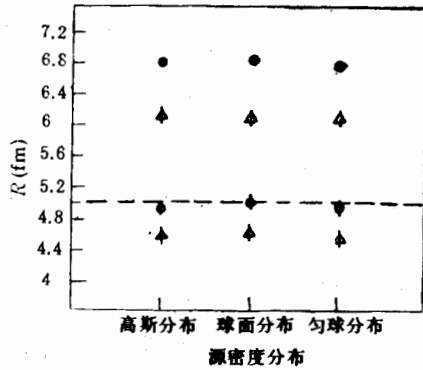


图 2 平均半径为 5 fm 的高斯分布, 均匀球面分布及均匀球分布 π 源的 π 干涉学分析结果。图中的横虚线对应于源的平均半径。

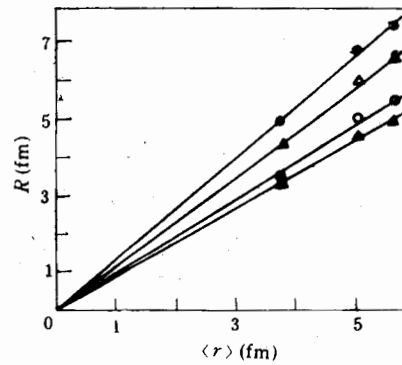


图 3 $\langle r \rangle = 3.75 \text{ fm}$ 的均匀球分布, $\langle r \rangle = 5 \text{ fm}$ 的均匀球面分布和 $\langle r \rangle = 5.64 \text{ fm}$ 的高斯分布 π 源的 2π 干涉学分析结果。

$$\begin{aligned} \langle r \rangle &= (1.11 \pm 0.02) R_{\text{高斯}} = (1.01 \pm 0.02) R_{\text{球面}} \\ &= (0.75 \pm 0.02) R_{\text{球}} = (0.84 \pm 0.02) R_{\text{Kopylov}} \end{aligned} \quad (10)$$

由(7)–(10)式可以给出结论: 强度干涉学的分析结果在目前的实验误差范围内取决于源的平均半径, 与源密度分布形式无关。

用不同关联函数对 Bevalac 流光室 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验的 π 源进行分析, 并用(10)式计算不同假定下得到的源空间参数对应的源平均半径值。结果如表 1 所示。可以看出, 不同假定下的源空间参数对应的源平均半径在误差范围内是一致的。由表 1 得出, 该反应 π 源的平均半径为 $6.59 \pm 0.69 \text{ fm}$ 。

表 1 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验 π 源的空间参数

源参数	关 联 函 数 类 型			
	高 斯 型	球 面 型	匀 球 型	Kopylov 型
$R(\text{fm})$	5.93 ± 0.63	6.49 ± 0.36	8.72 ± 0.55	7.94 ± 0.32
$\langle r \rangle (\text{fm})$	6.58 ± 0.82	6.55 ± 0.49	6.54 ± 0.59	6.67 ± 0.43

由以上分析得出, 强度干涉学的分析结果可以给出粒子源的平均半径。用不同分布假定下的关联函数分析同一粒子源所得到的源空间参数 R , 对应于一一致的源平均半径, 基本和源密度分布的具体形式无关。因此, 可以将源平均半径作为不同关联函数得出的空间参数 R 的比较标准。

五、源密度分布

利用动量截断的方法分析实验数据时发现, 早期发射的大动量的 π 介子来自于具有较小的源空间参数 R 的区域, 由此推论 π 源是膨胀的^[9]。对于空间参数 \tilde{R} 值相等的高斯分布、均匀球面分布及均匀球分布粒子源, 因均匀球分布的平均半径最小, 某一关联函数在该分布下得到的 R 值也最小, 而由平均半径较大的高斯分布得出的 R 值也较大, 如图 3

所示。假定源空间参数 \tilde{R} 的值不变而源密度由平均半径较小的均匀球分布变为平均半径较大的高斯型分布, 则强度干涉学给出的源空间参数 R 将随之变大。由于均匀分布也是碰撞早期核物质的一种可能分布^[2], 因此, 源密度由早期平均半径较小(约 4 fm) 的均匀球分布向平均半径较大(约 6 fm) 的高斯型分布扩展, 也可能是 π 源的一种膨胀模式。

对不同种类的分布, 比值 $K = \langle r^2 \rangle / \langle r \rangle^2$ 不同。理论上, 对高斯分布、均匀球面分布和均匀球分布, K 值分别为 1.18、1 和 1.07。这样根据 K 值便可区分这三种分布。将关系式 (3) 在小相对动量差区域展开得:

$$C_2(q) \approx 1 + \lambda [1 - (1/3)q^2 \langle r^2 \rangle + (2/45)q^4 \langle r^2 \rangle^2], \quad (11)$$

式中 $\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) dr$ 为源的均方半径。对 $\langle r \rangle = 5 \text{ fm}$ 的 π 源, 当 $q \leq 70 \text{ MeV}/c$ 时, 误差 $\left| \frac{\Delta C_2}{C_2 - 1} \right|$ 小于 10%。

利用 (11) 式在小相对动量差区域内对由 (6) 式给出的关联函数值拟合, 可以得出粒子源的均方半径 $\langle r^2 \rangle$ 。而从关联函数分析结果可得出粒子源的平均半径, 如对高斯型关联函数有 $\langle r \rangle \approx 1.11 R_{\text{高斯}}$, 于是可求得 $K \approx \frac{\langle r^2 \rangle}{1.23 R_{\text{高斯}}^2}$ 。图 4 给出了平均半径为 6.6 fm

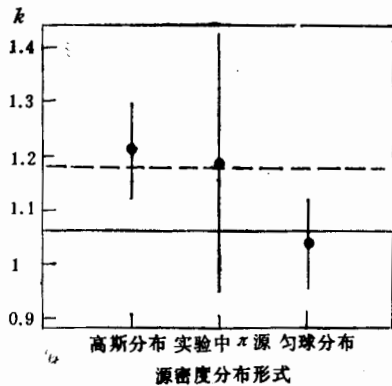


图 4 $\langle r \rangle = 6.6 \text{ fm}$ 的高斯分布, 均匀球分布的蒙特卡罗 π 源及 1.8 A GeV Ar + Pb 中心碰撞实验 π 源的 K 值。

的高斯分布和均匀球分布的蒙特卡罗 π 源及 1.8 A GeV Ar + Pb 碰撞实验的 π 发射源的 K 值。图中的两条横线分别对应高斯分布和均匀球分布下 K 的理论值 1.18 和 1.07。可以看出, 至少在目前的实验误差范围内, 先验的高斯分布假定是合理的。随着实验技术的提高、实验数据的增多和研究的进一步深入, 利用强度干涉学方法对粒子源的密度分布做出更细致的描述是可能的。

对高能重离子碰撞, 人们估计^[10], 当入射束的实验室能量为 10—20 A GeV 时, 在碰撞区域的中心部分可能会发生夸克-胶子等离子体相变, 而相变区域不再有 π 介子发出, π 源的密度分布将出现“空腔”。对于球状分布的 π 源, 如果其中心区域出现“空腔”, 源的平均半径变大, 由关联函数得出的空间参数 R 也将变大。假定源半径为 6 fm 左右, 如果其中心出现 3—4 fm 左右的空腔区域^[11]。由强度干涉学分析结果得到的源平均半径将增大约 20%。因此, 如果发生夸克-胶子等离子体相变, 在动量截断下由 π 干涉学分析获得的早期 π 源线度将增大; π 源的膨胀现象将减弱。在动量截断下, π 干涉学分析结果的这种特征便成为夸克-胶子等离子体相变出现的可能信号之一。

六、结 论

利用强度干涉学的分析结果和对源密度分布所作的先验假定可以得出粒子发射源的平均半径。用对应于不同源密度分布假定的关联函数分析同一源时, 得到的源空间参数

值 R 显然存在差别, 但由其得出的源平均半径在误差范围内是一致的。在小动量差区域, 关联函数与粒子源密度分布的均方半径 $\langle r^2 \rangle$ 有关, 根据比值 $\langle r^2 \rangle / \langle r \rangle^2$ 可以对高斯分布、匀球面分布及均匀球分布的粒子源进行区分。对 Bevalac 流光室 $1.8 A$ GeV Ar+Pb 碰撞的实验数据的分析指明: 该反应的 π 发射源的平均半径为 6.59 ± 0.69 fm, 对 π 源密度所作的先验的高斯分布假定在目前的实验精度内是合理的; 源密度分布由早期平均半径较小的均匀球分布向平均半径较大的高斯球分布扩展可能是 π 源膨胀的模式之一。在 高能重离子碰撞过程中, 在碰撞区域中心部分出现夸克-胶子等离子体相变将使动量截断下强度干涉学的分析结果出现新的特征。

参 考 文 献

- [1] M. Gyulassy, S. E. Kauffmann, and L. W. Wllson, *Phys. Rev.*, **C120**(1979), 2267.
- [2] W. A. Zajc et al., *Phys. Rev.*, **C29**(1984), 2173.
- [3] 刘亦铭, 核物理动态, **6**(1989), 30.
- [4] F. B. Yano and S. E. Koonin, *Phys. Lett.*, **70B**(1978), 556.
- [5] D. Beavis et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 757.
- [6] Y. M. Liu et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 1667.
- [7] R. Stock, IKF90-3, to be published in *Annalen der Physik*.
- [8] 刘亦铭等, 高能物理与核物理, **14**(1990), 724.
- [9] T. J. Humanic, *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 191.
- [10] S. Nagamiya, *Nucl. Phys.*, **A488**(1988), 3c.
- [11] G. Greiner and B. Muller, *Phys. Lett.*, **219B**(1989), 199.

Source Density Distribution and Intensity Interferometry in High-Energy Heavy-Ion Collisions

LIU YIMING HUO LEI JIANG YUZHEN WANG SHAN

(Department of Physics, Harbin University of Technology, 150006)

D. KEANE

(Department of Physics, Kent State University, Kent, Ohio 44242)

S. Y. FUNG S. Y. CHU

(Department of Physics, University of California, Riverside, CA 92521)

ABSTRACT

The fitted spatial parameter from intensity interferometry relates to an average radius $\langle r \rangle$ of the particle-emitting source. The mean-square radius $\langle r^2 \rangle$ of the source can be estimated by the small relative momentum correlation function. More detailed information about the source density distribution can be inferred from the value of $k = \langle r^2 \rangle / \langle r \rangle^2$. A study of central collisions of 1.8 A GeV Ar+Pb at the bevalac streamer chamber shows that the data are consistent with an *a priori* Gaussian model for the density distribution at the present level of experimental accuracy. The average radius of the pion source in the reaction is deduced, and a possible picture to describe the expanding pion source is presented.