

重离子探测器

金荣华

(中国科学院原子能研究所)

近二十年来,重离子实验引起了人们极大的兴趣,重离子物理已成为原子核物理的前沿领域。随着重离子加速器的发展,被加速的离子更重了,能量也更高了,元素周期表上几乎所有的元素现在都可以加速成为“炮弹”,去轰击其他的原子核。与轻离子核反应不同,重离子核反应具有许多独特的性质,它可以沿着直接转移、核融合以及深部非弹性散射等多种方式进行。通过这些反应,产生出质量数 A 和核电荷数 Z 变化范围很宽的许多种离子。鉴定这些复杂的重离子反应产物,测量它们的能谱和角分布,这就给核物理实验技术提出了新的课题。重离子核反应道数多,单个反应道的平均截面小,因而要求探测器面积要大,以提高对单一反应道,尤其是弱反应道的探测效率。此外,重离子的 Z 和 A 大、两个相邻重离子的粒子参数的相对差别小,因而要求探测系统有较高的粒子分辨本领。在重离子物理实验中,通常要求测量离子的质量数 A 、原子序数 Z 、能量 E 以及散射角 θ , φ 。由几种粒子鉴别技术组成一个复杂的粒子鉴别系统,可以解决多参数测量问题。常用的粒子鉴别技术是, ΔE - E 带电粒子望远镜、飞行时间系统(TOF)、磁谱仪-焦面探测器系统和质量-能量谱仪(EMS)。

一、 ΔE - E 带电粒子望远镜

1. 原理

ΔE - E 带电粒子望远镜是核物理实验中用得最普遍的一种粒子鉴别技术。它是由一个测量离子能量损失率 $\Delta E/\Delta X$ 的穿透探测器和一个测量其剩余能量 E_R 的探测器组成。

由 Bloch 的简化公式^[1]

$$(\Delta E/\Delta X) \cdot E = kAZ^2 \quad (1)$$

可知,测量了离子的能量损失 ΔE 和总能量 E ($= \Delta E + E_R$),就可以得到粒子参数 AZ^2 。显然, ΔE - E 系统的粒子分辨本领决定于 E 和 ΔE 的分辨率和 ΔE 探测器的厚度 ΔX 的均匀度。应当指出,除了少数几种轻元素外,该装置只能实现离子的元素分辨,而难以分辨同位素。

2. 探测器

自六十年代初半导体探测器问世以来,半导体 ΔE - E 粒子鉴别器被广泛地用于带电粒子物理实验。这种探测器能量分辨好,时间响应快,对重带电粒子有能量的线性响应(比疏重的离子在低能区偏离线性)。典型的硅面垒 ΔE 探测器的厚度为 $10-20\mu\text{m}$,非均匀度为 $0.5-1\mu\text{m}$ 。因此,硅面垒 ΔE - E 探测器系统通常只用于鉴别 $E/A \geq 2\text{MeV}/\text{amu}$, $A \leq 16$ 的较轻的重离子反应产物。主要原因在于它的面积小,几何效率低,重离子对它有严重的辐射损伤。经验表明,如果它每平方厘米受到 10^8-10^{10} 个 $A=100$ 的重离子的轰击,其性能就要变坏。

在重离子实验中,气体探测器占有明显的优势。气体探测器具有面积大、厚度均匀、耐辐射和根据实验要求可随时通过调节气压改变探测器的有效厚度等优点。它还可用于鉴别 $E/A \lesssim 1\text{MeV}/\text{amu}$ 的低能重离子。Malcolm^[2] 等用气体屏栅电离室和半导体探测器分别测量离子的 ΔE 和 E_R ,实现了 $6 \leq Z \leq 30$ 产物的 Z 分辨。然而这种装置的几何效率仍然受小面积半导体 E 探测器的限制。显然,全部采用大面积

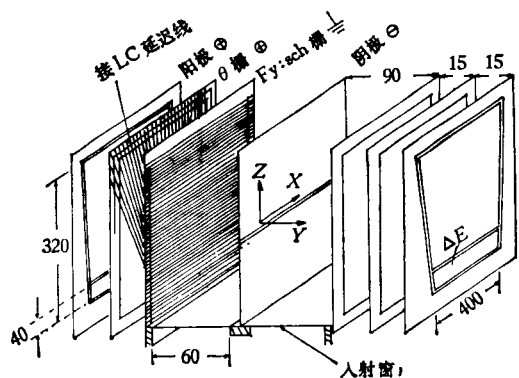


图1 共阴极双位置灵敏电离室
(粒子从底部以Z方向透过窗进入电离室)

气体探测器是高效率地进行重离子物理实验所必需的。Lynen^[3]等研制了一个大面积二维位置灵敏探测器,如图1所示。这是一个共阴极的双带栅电离室,离子穿过面积为 $2 \times (40 \times 6)\text{cm}^2$,厚度为 $330\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的Hostaphan薄窗进入电离室。电离电子在电场作用下先后经过屏栅和 θ 栅,最后到达分裂阳极,并由此送出 ΔE 和 E_R 信号。这些信号可用来确定入射离子的原子序数和能量。通过连接到 θ 栅极丝上的延迟线送出的信号和电子漂移到屏栅的漂移时间,获得入射离子的二维位置信号。该装置对Kr离子的Z分辨 ΔZ 为1,二维位置分辨 ΔX 和 ΔY 均 $\leq 2\text{mm}$ 。探测器张角为 50msr 。

二、布喇格探测器

在能量损失率沿着电离径迹分布的所谓布喇格曲线的末端,有一个最大值——布喇格峰。除了电离介质外,该峰的大小只依赖于离子的原子序数而与它的质量和能量无关。布喇格

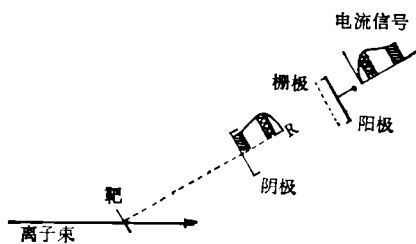


图2 布喇格电离室

(Bragg)探测器是通过测量接近径迹末端的最大能量损失率来鉴定离子的原子序数的。图2为布喇格重离子探测器的原理图。离子穿过薄窗,沿电场方向进入探测器。用适当的电子线路,从阳极上可以获得有关入射离子的原子序数、能量和射程的信息。它的主要优点是:(1)只需要测量布喇格峰—— $(dE/dX)_{\text{最大}}$ 这一个参量就可以鉴别离子的Z,而 $\Delta E-E$ 技术需要两个参量进行粒子分辨处理。(2)在重离子实验中,布喇格峰谱的实际分辨宽度,不因存在多种同位素而增大,因而能够得到比 $\Delta E-E$ 技术更好的Z分辨。Gruhn^[4]的布喇格曲线谱仪对于比Co轻的离子,其能量分辨率达到 0.7% ,Z分辨率达到 $1.2-1.4\%$ 。

三、重离子飞行时间(TOF)系统

1. 原理

为实现离子的唯一分辨,除原子序数外,还要求决定其质量。目前飞行时间技术已普遍地用于重离子实验,以鉴别离子的质量和研究核反应运动学。

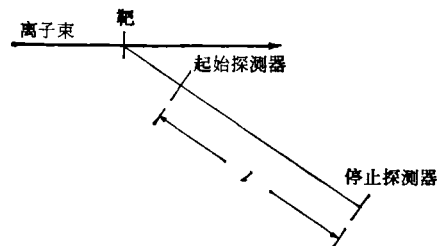


图3 重离子飞行时间系统原理图

在图3所示的重离子飞行时间系统中,起始探测器提供零时间信号,停止探测器给出停止时间和离子的能量信号。根据式

$$A = 2Et^2/l^2, \quad (2)$$

只要测量离子飞越已知距离 l 的飞行时间 t 和能量 E ,就可以确定其质量数 A 。在一定的飞行距离下,TOF系统的质量分辨本领取决于它的时间和能量分辨率。

硅探测器和气体带栅电离室对重离子的能

量分辨率均为 $\sim 1\%$ 。在离子的飞行距离不超过 1m 的情况下，时间分辨率是限制质量分辨率的主要因素。加长飞行距离以延长飞行时间，固然可以改善时间分辨率，但如不设法使离子聚焦，或相应地增大停止探测器的面积，势必降低系统的探测效率。因此，研制大面积和快的定时探测器，是提高质量分辨率和效率的最有效方法。

2. 定时探测器

(1) 半导体探测器：由硅面垒探测器组成的 $\Delta E-E-t$ 系统，曾经在不少的重离子物理实验中使用过。这种装置用 ΔE 和 E 信号来鉴别 Z ，用 E 和 t 信号来测量离子的质量数 A 。Zeldman^[5] 等建立的 $\Delta E-E-t$ 装置，对 56MeV ^{16}O 离子，它的时间分辨达到 84ps，能量分辨达到 150keV。在 ^{16}O 打 ^{40}Ca 的重离子反应实验中，获得了清晰的原子序数和质量谱 [$\delta(AZ^2)/(AZ^2) \sim 5\%$, $\Delta A \sim 0.2$]。由于提供起始时间信号的硅探测器较厚 (10—20 μm)，因而会引起不可忽视的多次散射效应。

(2) 有机闪烁探测器：为降低多次散射，可以用薄的塑料闪烁体如 NE111, NE102 作零时间探测器。由于闪烁体的光输出与吸收能量的非线性关系，它不能同时提供用于鉴别 Z 的 ΔE 信号。厚度为 $\sim 100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的闪烁薄膜受多次散射效应的影响虽然还不如 ΔE 硅探测器那样严重，但仍受到一些影响，它的时间分辨 (300—500ps) 也不是十分令人满意的。

(3) 次级电子零时间探测器：为了进一步减少多次散射，要求采用更薄的零时间探测器。探测重离子穿过厚度不到 $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 碳膜时产生的次级电子，是提供零时间信号的一个好的替代方法。这时能量损失和多次散射可以忽略，探测效率接近百分之百。用微通道板 (MCP) 探测次级电子，可达到很高的时间分辨精度^[6]。图 4 为 Zebelman^[7] 等设计的次级电子零时间探测装置。离子穿过碳膜产生的次级电子，经过透射率为 99% 的高压栅极被加速到 2keV，在 80G 的均匀磁场中偏转 180°，然后输入 Chevron (二级倍增的 MCP)。由于电子被加

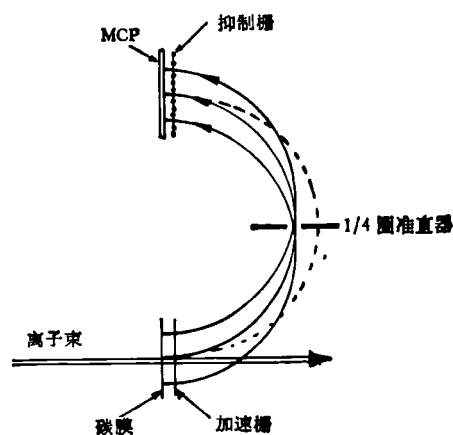


图 4 次级电子传输系统

速后具有同样的动量，并经过相等的半圆轨道，收集过程具有很好的等时性。这种零时间探测装置与硅面垒探测器组成的飞行时间系统，对 104MeV ^{16}O 离子，达到 90ps 的分辨时间，Ikezo^[6] 在磁聚焦飞行时间谱仪中，用位置灵敏 MCP 作起始和停止探测器测量飞行时间和离子的人射角度，用布喇格探测器测量离子的原子序数和能量，时间分辨达到 120ps，角分辨率达 0.1° ；它的粒子分辨率为

$$\Delta A/A \sim \frac{1}{80}, \quad \Delta Z/Z \sim 2/100.$$

制备大面积的薄碳膜的困难限制了这种装置的灵敏面积。

(4) 大面积平行板雪崩计数器 (PPAC)：PPAC 的定时精度虽然没有微通道板次级电子探测器高，但可以做成大面积。这种气体探测器结构简单，它是由两片平行的薄的镀铝涤纶 (Mylar) 膜电极构成的。其特点是电极间距小 (1—3mm)，工作气压低 (2—10mmHg)，较低的工作电压足以使整个 PPAC 电极间隙处在正比区所要求的高约化电场之中 ($E/p \sim 500\text{V}/\text{cm} \cdot \text{mmHg}$)。大的信噪比和快的上升时间使得 PPAC 这种气体探测器也可以达到很高的定时精度。在 Ni 靶散射 280MeV 的 Ar 离子的实验中，它的时间分辨达到 170ps。实验表明，纯的碳氢化合物适合于这种低压正比室工作，对气体纯度的要求不很严格。

(5) 低气压多丝室：低气压多丝室是由两

片镀铝薄膜电极之间插入一排平行等距的阳极丝平面所构成。此时,形成雪崩的机制分为两步:第一步,类似于PPAC,是在高稳定电场中的气体放大,第二步,放大发生在阳极丝附近。因此,它比一般的PPAC有更高的电子倍增系数。大增益加上快的电子收集过程,使它的定时精度达到 $\sim 100\text{ps}$,同时还可给出有关位置的信息。

(6) 再聚束器—微脉冲化系统: 为了提高飞行时间系统的质量分辨,避免离子在零时间探测器中的能量损失和多次散射,不少重离子实验室用再聚束器代替有散射物质的零时间探测器,提供零时间信号。例如,西德马克斯-普朗克核物理研究所用再聚束器将加速器出来的宽度为1ns的重离子束,调制成70ps的窄脉冲束^[9]。这种飞行时间系统的质量分辨率达到 $\frac{1}{100}$ (对于 $A \leq 60$ 离子)。

四、磁谱仪和焦面探测器

1. 磁谱仪

新一代的磁谱仪能够与提供高分辨率离子流的先进的串列加速器相匹配,用于鉴别复杂的重离子反应产物和测量其核能级的精细结构。磁谱仪是根据离子在磁场中的轨道半径来确定其能量或动量的。图5为Q3DI型磁谱仪的平面图。焦面探测器对每一个入射离子进行

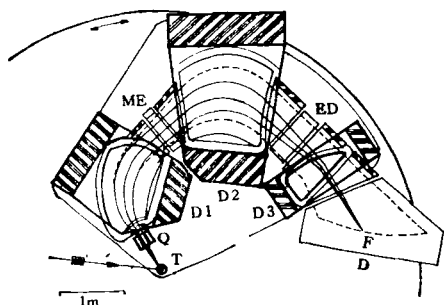


图5 Q3DI 磁谱仪的离子光学设计^[10]

T——靶室; ME——多级元件; D1, D2, D3——
两极磁铁; LD——静电偏转板; F——聚焦面;
D——探测器室

多参数测量,由计算机一个事件一个事件地获取这些参量,通过在线或离线方式计算离子的质量、核电荷、能量和离子的入射角。Q3DI磁谱仪的主要性能如表1所示。

表1 Q3DI 型磁谱仪的一些主要性能^[11]

平均半径 R	100cm
立体角 Ω	14.7msr
磁场强度 B	3—12kG
能量分辨 $(E/\delta E)$	10^4
动态范围 (E_{\max}/E_{\min})	1.21
色散 $D(\Delta r/\Delta P)$	14.0
水平放大 M_x	1.5
垂直放大 M_y	4
焦面形状	弯曲
运动学校正	多级

磁谱仪用于重离子实验具有下列优点:

(1) 能量分辨率高: 在重离子情况下,由于能量亏损效应(窗亏损、核碰撞亏损和复合亏损),硅面垒探测器和气体栅电离室的能量分辨率接近1%,而Q3DI磁谱仪的能量分辨率 $(E/\delta E)$ 可达 $\sim 10^4$ 。

(2) 高分辨率的粒子鉴别参数: 磁谱仪—焦面探测器可通过式

$$\frac{(B\rho)^2}{2E} = \frac{A}{q^2} \quad (3)$$

鉴别离子的质量 A 。式中 B 为磁场强度, ρ 为离子轨道的曲率半径, q 为离子的电荷态 ($q \leq Z$)。

磁谱仪提供了高分辨率的参数 $B\rho[\delta(B\rho)/B\rho \sim 10^4]$ 。但是,质量分辨本领还受到焦面探测器的能量分辨率 ($\delta E/E \sim 10^{-2}$) 的限制。为了提高质量分辨率,可测量离子的飞行时间以代替测量能量,因为离子在磁分析系统中较长的飞行路程和飞行时间。

(3) 大立体角及运动学补偿: 由于重离子单个反应道的平均截面小,要求探测器有高几何效率。Q3D磁谱仪的立体角达15mrad,并能对运动学效率进行自动补偿。许多重离子反应带有密集振荡的角分布结构,要求焦面探测器能够测量入射离子的角分布,否则大立体角所带来的信息没有充分利用。

(4) 零度测量及抑制本底: 磁谱仪能够在零度位置附近(加速器的离子束方向)工作, 过滤掉强烈的弹性散射和入射束流本底。这样它可用于研究主要集中在前冲角的核反应过程。

2. 焦面探测器

经磁谱仪聚焦和色散后, 离子被撒开在焦面上。鉴别这些离子的种类, 测量它们在焦面上的位置、能量以及入射角的任务就由焦面探测器来完成。近年来研究了多种重离子焦面探测器, 以提高磁分析技术的精度和效率。新一代高分辨和效率的磁谱仪的设计, 是与复杂的大面积、多参数以及高分辨的重离子探测器的最新发展紧密联系的。

(1) 半导体位置灵敏探测器: 文献[11]对各种半导体位置灵敏探测器——一维的、二维的、连续的、分立的以及它们的应用有较全面的评述。这种探测器的主要优点是能够同时给出好的位置和能量信号。缺点是面积小, 重离子对它辐射损伤作用, 使用寿命受到限制。

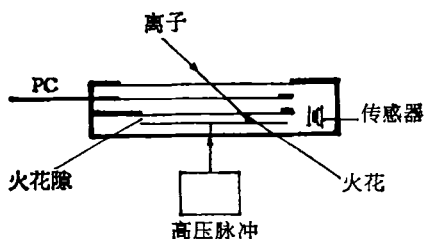


图6 火花室系统简图

(2) 火花室: 如图6所示, 入射离子穿过正比计数器 PC 进入火花室, PC 给出 ΔE 信号, 用于选择粒子并触发高压脉冲电源, 以便在离子穿过火花室后的一瞬间突然加上脉冲高压, 在电离径迹处造成火花放电。火花放电会产生多种现象——光、声以及电的信号, 它们都包含着离子入射位置的信息。由于一次火花放电以后, 需要较长的清扫时间 ($\sim 1\text{ms}$), 以清除火花放电产生的电离碎片, 其最高计数率被限制在 $10^2\text{--}10^3$ 计数/s。常用 He-Ne 混合气体作为它的工作气体。位置分辨为 $\sim 1\text{mm}$ 。

(3) 多丝正比室 (MWPC): 结构上, 多丝

正比室与低压多丝室相似, 它是由西欧核子研究中心 Charpak 等首先研制出来的^[12]。最高计数率可达 $\sim 10^6$ 计数/s。有一维和二维多丝室装置, 外加一个大体积漂移空间, 可组成一个复杂事件的三维图象。多丝室的工作气压为几百 mmHg, 通常以流气方式工作。表2列出了慕尼黑 (Munich) Q3D 磁谱仪上一个 2m 长的多丝室焦面探测器的性能指标^[13]。

(4) 电阻丝正比计数器: 用作焦面探测器的电阻丝阳极正比计数器在结构上与普通正比管没有多大差别, 不同的是其阳极材料是电阻丝, 如图7所示。带电粒子在阳极丝 a 点产生电离雪崩信号, 在探测器两端观察到的信号的振幅和上升时间均与离子的入射位置有关。

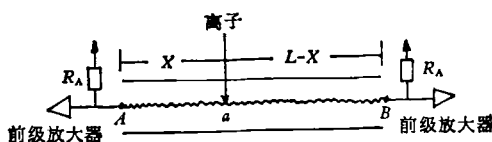


图7 电阻丝阳极正比室简图

有两种定位方法:

(a) 电荷分除法: 是利用脉冲幅度与位置 x 的关系来定位, 即

$$Q_1/Q_0 = 1 - \frac{x}{L}, \text{ 或 } Q_2/Q_0 = \frac{x}{L} \quad (4)$$

式中 Q_0 为入射离子产生的电离雪崩电荷, Q_1 , Q_2 分别为传播到探测器 A 端和 B 端的电荷, L 为电阻丝的总长度。

表2 慕尼黑 Q3D 磁谱仪用多丝室焦面探测器性能

灵敏体积	$240 \times 2.5 \times 0.2\text{cm}$
阳极与阴极距离 L	1mm
阳极丝距 S	0.5mm
阳极丝直径 d	$20\mu\text{m}$
前阴极(入射窗)厚度 T	$6\mu\text{m}$ (镀铝涤纶膜)
位置分辨 δx	0.5mm
时间分辨 δt	10ns
ΔE 分辨	16—40%
粒子分辨	对 $A \leq 4$ 唯一分辨; 对 $12 \leq A \leq 16$ 元素分辨

电荷分除法通常用低电阻率 ($\rho \sim 10\text{—}$

100Ω/cm) 的镍铬丝作阳极丝。

(b) 上升时间法: 由探测器两端脉冲的上升时间差 ΔT 来定位, 即

$$\Delta T = sx, \quad (5)$$

s 为位置灵敏度, 与电阻丝的电阻率、电容和长度有关。

上升时间法通常用高电阻率 ($\rho \sim 1-10$ kΩ/cm) 的镀碳石英丝作阳极丝。

电阻丝正比管的位置分辨约为 1mm。

(5) 螺旋线阴极正比管: 这种焦面探测器是通过雪崩信号传播到螺旋线阴极两端的延迟时间差, 来确定离子穿过焦面的位置。位置分辨 ($\delta x \sim 0.5\text{mm}$) 比电阻丝正比管好而且不受离子入射角的影响, 但不宜做得过长, 否则难以保证线性。

(6) 组合重离子焦面探测器: 上述几种位置灵敏探测器除了测量离子的焦面位置谱外, 一般只能用于鉴别轻的离子 ($A \leq 10$)。美国罗彻斯特大学与阿贡实验室分别设计了一种“组合重离子焦面探测器”^[14], 这些探测器是由电阻丝正比室和带栅电离室组合而成的。它可用来鉴别更重的离子 ($A > 28$), 测量入射离子的焦面位置谱 (位置分辨 $\delta x \sim 1\text{mm}$) 和入射角 (角分辨 $\Delta\theta \sim 1^\circ$)。图 8 是罗彻斯特型重离子焦面探测器的断面图。两个低电阻丝正比管 W_1 和 W_2 , 用于测量入射离子的焦面位置和角度, 反符合探测器 W_3 给出反符合信号以去掉长射程粒子。两块分裂阳极可分别用于测量能量损失 ΔE 和剩余能量 E_f 。由阴极、镀铝

涂伦薄窗和栅极 G_1 组成的法拉第筒用于测量离子的能量 E_{ic} 。栅极 G_2 屏蔽上下电极信号间的相互感应。

五、能量-质量谱仪 (EMS)

在重离子熔合反应实验中, 复合核带走绝大部分或全部的入射动量, 出现在零度方向附近的小角度范围之内, 并被裹夹在强烈的人射束流离子和反冲靶核的洪流之中。EMS 主要用于核熔合实验, 在零度方向探测熔合核。EMS 装置由速度选择器和分裂磁谱仪组成^[15]。电荷态为 q 的熔合核以速度 v_0 进入有正交电磁场的速度选择器, 受到垂直于离子运动方向的两个反方向的作用力——电场力 qE 和磁场力 $q(v \times B)$ 的作用。合力 F 为

$$F = q(E + v_0 \times B)$$

或

$$F = q(E - v_0 \cdot B). \quad (6)$$

因此, 如果把电磁场强度调节到 $E/B = v_0$, 则熔合核可以不偏转地通过速度选择器。束流离子和反冲靶核因其速度与 v_0 不同而被偏转。熔合核通过速度选择器后, 由分裂磁谱仪按照 p/q 比值大小, 将它撒向焦面探测器。EMS 有很高的质量和能量分辨率 ($\delta A/A \sim \frac{1}{400}$, $\delta E/E \sim \frac{1}{200}$)。

综上所述, 由于重离子反应产物的质量数和核电荷数大并在很宽的范围内连续变化, 单个反应道的平均截面小, 所以进行重离子物理实验需要采用大面积、高分辨率 (包括能量分辨、时间分辨和位置分辨) 的探测器, 以提高探测效率和对复杂的重离子反应产物进行高分辨和多参数测量。因此, 目前在重离子物理实验中采用了大面积多元电离室、高精度的定时和定位探测器和大立体角磁谱仪。值得注意的是, 气体探测器这门古老的探测技术在重离子实验物理领域普遍地受到重视并获得了新的发展。

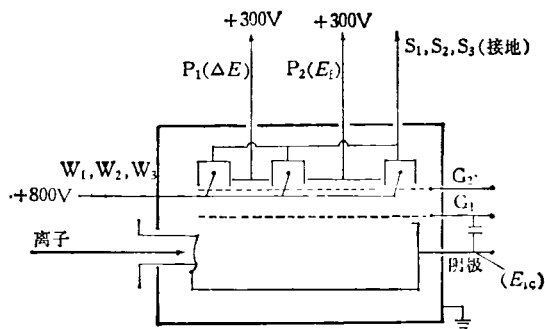


图 8 罗彻斯特型重离子焦面探测器断面图

孙汉城同志对本文提了许多宝贵意见, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] M. S. Livingston et al., *Rev. Mod. Phys.*, **9** (1937), 261.
[2] M. F. Malcolm et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **124** (1975), 341.
[3] A. Gamp et al., *ibid.*, **120** (1974), 281.
U. Lynen et al., *ibid.*, **162** (1979), 657.
[4] C. R. Gruhn et al., *ibid.*, **96** (1982), 33.
[5] B. Zeldman et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **118** (1974), 263
[6] J. L. Wiza, *ibid.*, **162** (1974), 587.

- [7] A. M. Zebelman et al., *ibid.*, **141** (1977), 439.
[8] H. Ikezoe et al., *Proc. on Nuclear Radiation Detectors*, eds. by K. Husimi and Y. Shida, University of Tokyo, (1981), 428.
[9] Th. Walcher, *Nucl. Instrum. Methods*, **196** (1982), 207
[10] C. A. Wiedner et al., *ibid.*, **105** (1972), 205.
[11] E. Laegsgaard, *ibid.*, **162** (1979), 93.
[12] G. Charpak, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **20** (1970), 195.
[13] P. Glassel, *Nucl. Instrum. Methods*, **140** (1977), 61.
[14] D. Shapira et al., *ibid.*, **129**(1975), 123.
[15] J. R. Erskine et al., *ibid.*, **135**(1976), 67.
[16] H. A. Enge et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **145** (1977), 271.

超亮红外星系

著名天文学家 Halon Arp 1966 年编制的奇异星系图集中有一个 14 星等(可见光)的星系 Arp 220, 其光学象显示为两个刚好接触的卵形核, 每个核的大小为 $15 \text{ rad} \cdot \text{s}$, 连同包围着它们的稀薄物质, 总宽度达到 $50 \text{ rad} \cdot \text{s}$ 左右。从其谱线红移测定其距离为 3 亿光年, 由此推知它相当于一个直径为 7 万光年的典型星系。天文学家感到极大兴趣的是 1984 年 B. T. Soifer 及其同事们在分析红外天文卫星 (IRAS)^[1] 搜集的数据时, 惊奇地发现它是最靠近我们的一颗“极亮”的河外红外源, 其输出总能量的 99% 都在红外波段, 由此推知其总光度达到 $2 \times 10^{12} L_{\odot}$ ^[1] (一般星系最大光度为 $10^{11} L_{\odot}$ 量级), 可谓是一个典型的超亮红外星系^[2]。

在 Arp 的图集中已说明两卵形核之间有一道亮度明显下降的暗沟。这道沟却是红外辐射的发源地, 它也正是 1978 年发现的该星系特强和高度局域性的射电发射区。Arp 220 的射电谱显示出很宽的原子氢吸收线, 表明存在着大量原子氢气不寻常地湍动, 但却没有接收到氢的发射线。光谱的研究也反映出一种自相矛盾的情景: 我们接收到了二次电离氧 OIII 禁戒跃迁发射线, 该事实有利于解释强的局域性射电源的塞佛特模型, 即在巨大的旋涡星系中心隐藏着一个小型星体——塞佛特型星系核; 但又同时观测到了清晰的氢的 β 吸收线, 这一事实却支持与前一模型相竞争的恒星爆发模型。天文学家借助于电荷耦合器件探测器, 在

5m 及 4m 光学望远镜上观测了包括 Arp 220 在内的一些红外源, 发现其中有两三个在某种程度上类似于 Arp220 的组成结构。当两个星系非常接近时, 其相互间的引力扰动在星际气体和尘埃中引起激波, 加速了恒星的形成过程, 产生的大量极年轻的大质量星或类星体一类的核发出的短波长辐射, 照射在还来不及从它们周围散开的尘埃云上, 诱发出红外热辐射, 使我们接收到的红外辐射大大超过来自该星系的短波长辐射。例如, Arp220 的 $60 \mu\text{m}$ 波长的红外辐射为其 4400 \AA 蓝光辐射的 80 倍。用这个恒星爆发模型来说明 Arp220 的情况, 看来很有说服力, 但究其细节仍有麻烦。如果类星体是唯一的源的话, 那么在 Arp220 中心的尘埃云中可能隐藏着光度大于 $10^{12} L_{\odot}$ 的类星体。

我们虽已从 IRAS 的数据中发现了超亮红外星系, 但要进一步弄清这类星系的本质还有待于九十年代初新的红外天文观测器 SIRT^[2] 上天之后。

- [1] 红外天文卫星 (IRAS), 物理, **13**(1984), 573.
[2] *Physics Today*, **37**-8 (1984), 18-20.

(许霖)

- 1) 在天文学中, 常用 L_{\odot} 表示太阳的光度, $L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$.
2) SIRT 是 Shuttle Infrared Telescope Facility 或 Space Infrared Telescope Facility 字头的缩写。

(上接第 13 页)

- [21] G. D. Watkins, *Phys. Rev. B*, **12** (1975), 4383.
[22] G. D. Watkins, *Phys. Rev. B*, **13** (1976), 2511.
G. D. Watkins, *Phys. Rev.*, **155**, (1967), 802.
[23] Y. H. Lee et al., *Phys. Stat. Sol. (a)*, **41** (1977), 637.

- [24] H. J. Stein, *J. Electro. Mater.*, **4** (1975), 159.
[25] 崔树范、葛培文、赵亚琴、吴兰生, 物理学报, **28**(1979), 791.
[26] 杜永昌、张玉峰、秦国刚、孟祥提, 物理学报, **33**(1984), 443.