

低能核物理中的重粒子磁谱仪

阎 辰

(中国科学院原子能研究所)

一、引言

用磁场测量带电粒子能量的方法很早就应用在核谱测量的实验工作中了。二十多年来,磁谱仪经历了几代较大的变革,性能有了提高,现在已成为核谱实验工作的重要工具。

核谱学最根本的方法是通过特定的核反应来研究核的量子态。实验上用足够高能量的投射粒子去轰击靶核,测量一个或多个反应产物的物理参数并研究它们与入射粒子能量与反应角的关系。反应后的剩余核可能停留在一些激发态上,这些激发态靠得很紧密,尤其是重核的高激发态,能级间距就更小了。这样,没有一个具有足够分辨能力的反应产物的测量系统,就不能从反应产物微小的动能差别得到相关的核量子态信息。此外,也希望尽量加快收集数据的速率,这对低反应截面的实验很有实际意义。特别是当用重离子束或极化束入射时,得不到高强度束流,只能靠提高测量系统的接受效率来缩短实验测量周期。

半导体探测器虽也是核谱测量的重要工具,但与磁谱仪系统比较,仍具有自身难以克服的缺点,这使它的使用受到限制。

(1) 为得到较高计数率使用大孔径半导体探测器,此时由运动学效应产生的能量展宽就十分严重,从而直接使测量分辨率变坏。但磁谱系统本身就可以对运动学效应进行校正,使在大接受立体角情况下仍能保持足够的分辨率。

(2) 在磁谱系统中,用于粒子分辨的能量(E)与能量损失(ΔE)信号可无关地由焦面位

置探测器的后方引出,就不存在使用 ΔE 探测器而使能量分辨变坏的问题。而半导体探测器中由 ΔE 探测器引起的能量展宽是不容忽视的,对于轻重离子的记录,这种展宽会严重影响分辨。

(3) 用磁谱系统可以把 0° 或 180° 方向的反应产物偏离开束流方向进行测量,而且一经刻度就可以得到绝对测量结果,这一特点是其它类型探测器不具备的。

(4) 由于探测器材料本身对高能粒子的阻止本领有限,所以直接用半导体探测器测高能粒子是困难的。而磁谱仪是使带电粒子偏转,通过测量偏转的曲率半径来确定粒子的动量。在高能物理实验中,常将巨大的磁分析系统与其它探测器连用。

(5) 磁谱系统可以把反应中产生的中子、 γ 射线、裂变碎片以及弹性散射本底都从探测器区域中移去,从而得到低本底的纯净谱。对那些本底高而反应截面又低的核反应,磁谱仪显示了一般探测器所没有的优点。

二、物理测量对磁谱仪性能的要求

对于一个磁谱仪系统,总是希望它能具备较高的能量分辨、较大的接受立体角、较宽的动态范围(指能量量程)和低本底的特点;希望它能快速测量、使用安装方便、占用最小实验室空间,当然更要考虑它的造价。下面提出概括谱仪主要性能的关键指标。

1. 分辨率

分辨率是指谱仪分离不同动量粒子的能力,是谱仪的重要指标。要看清反应产物谱

中各个粒子组的精细结构,就得有足够的分辨率。磁谱仪的动量分辨率定义为

$$p/\Delta p = DR/Mx_0$$

其中 p 是粒子动量, Δp 是粒子在 x_0 线度范围内的动量变化。 D 是磁谱仪系统的色散, R 是均匀磁场中粒子的迴转半径, M 是中间面的放大倍数, x_0 是物宽 (Mx_0 是象宽)。如转换为能量分辨则有 $p/\Delta p = 2E/\Delta E$ 。实验中得到的分辨率总是劣于谱仪的固有分辨率,这是由于束流本身能散、靶厚、靶的不均匀与射程岐离引起的能量展宽等原因造成的。磁谱仪的分辨率一般约为 10^4 量级优于半导体探测器。磁谱仪系统的分辨率正比于粒子在磁场中的偏转半径,但实际上不能通过无限增大谱仪磁铁尺寸来得到高分辨率,因为造价太高。

2. 色散

由同一靶点发出的不同动量粒子经过磁谱系统不会落在同一象点上,而按其动量大小沿焦面散开。这同光学色散元件(如棱镜)能把一束包括不同波长的光按其波长分散开的作用一样。色散也是谱仪的重要参数,与谱仪所配用的探测器类型密切相关。

有一些磁谱仪使用原子核乳胶作为焦面探测器。由于原子核乳胶的固有空间分辨是微米数量级,远高于磁系统的分辨,这就要求这类谱仪具有紧缩的焦面长度而具有较宽动态范围,从而可减少扫描测量乳胶的工作量。所以这类磁系统的水平放大,色散尽可能小。

另外一类磁谱仪使用电探测器作为焦面探测器,这些电探测器的位置分辨最好仅为 0.1 毫米。为了使谱仪系统分辨不受焦面探测器限制,希望磁系统的色散要适当大。

3. 效率

为了提高测量的能量分辨率,常用薄靶与小靶点束流再加准直缝限制入射立体角。这些措施的后果固然有助于增大分辨,但却大大降低了效应的计数率。特别是对能谱中较弱的粒子组,累计数据很费时间。增加谱仪系统的接收立体角可以提高计数率,但由于运动学展宽效应,势必降低能量分辨率。除非谱仪系统具

有完备的运动学补偿能力,才可在不影响分辨的前提下增加接受立体角,即提高系统的透射率。近来发展起来的 Q-3D 或多磁元件谱仪就是很好的例子。

4. 能量量程

这是磁谱系统动态范围的标志。在一次实验中,我们总是希望调整好一次磁场后可以得到较宽能量范围的数据,很明显,对给定尺寸的磁铁,能量量程与系统的色散是彼此矛盾的两项指标。通常只能根据实验的物理要求与设想的探测器状况,在设计谱仪时偏重考虑其中的一项。如分裂磁极谱仪着重于宽量程,则取小色散,而 Q-3D 谱仪则重于大色散而量程相对变窄。

5. 象差因素

一般说来,象差是决定磁谱系统最后象宽,即限制分辨率的决定因素。其中最主要的是与粒子中心轨道偏离角 γ 有关的象差。如图 1 所示,扇形磁铁的场边界假定为直线,粒子偏转角

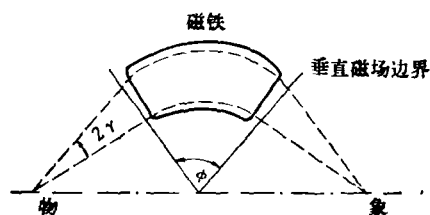


图 1 扇形磁铁的光学

度为 ϕ ; 则带电粒子在此磁场中受力为 $F = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ γ 是个立体角度,当 γ 角增加时引起的象差会直接使分辨变坏。磁极边缘场的弥散也会引起象差。在多个磁元件谱仪中使用场钳或短路元件,可使边缘场锐截止以减少象差。

单块扇形磁铁内的磁场仅有两个自由度,无法进行象差补偿,而多极单元与二极磁铁的边缘场都具有水平分量,可用来校正象差。分裂磁极谱仪把二极磁铁分为两块,而 Q-3D 谱仪则分为三块,在每块二极磁铁的入出口边界都增加了一个场的自由度,由此得到的附加聚焦作用称为横向聚焦。

图 2 表示横向聚焦的作用,在磁极边缘,磁

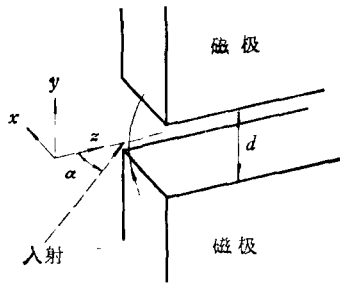


图2 横向聚焦作用示意

场有水平分量，入射粒子受一个方向朝中间的力，于是边缘场的作用好象一个聚焦透镜，根据一级近似，焦长 $f = R/\tan\alpha$ ， α 为粒子入射角度。二级磁铁的横向聚焦不仅增强了收集粒子效率，而且在补偿象差时起着重要作用。

6. 运动学展宽的补偿

入射粒子与靶核发生反应后，剩余核的反冲能量稍微依赖于发射粒子角度 θ 。当剩余核从一定能级态上离开反应点时，发射粒子的能量就与发射角度略有关系。由于谱仪入口对反应点总有一定张角，所以在某一角度方向测到的发射粒子能量有展宽。这种纯属运动学原因造成的能量展宽称为运动学展宽，有时称为多普勒效应，见图3。

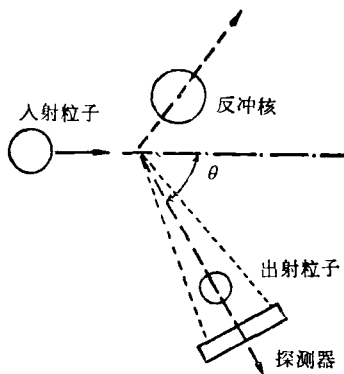


图3 运动学展宽

运动学展宽的位移因子可写为

$$k = \frac{1}{p} \left(\frac{dp}{d\theta} \right)$$

其中 θ 是反应角。此运动学因子是入射粒子、靶核、反冲核、出射粒子质量和反应角 θ 的函数。

由核反应的运动学可看出，当入射粒子较

物理

重而靶核较轻时，运动学展宽更为严重。其一次修正量正比于色散与放大倍数的乘积，则色散小的分裂磁极谱仪可以采用移动探测器位置的方法对运动学展宽校正。但对于具有大接受立体角与大色散的 Q-3D 谱仪，展宽的修正量很大，不能使用前法简单地校正，应该用在谱仪入口处加多极场的补偿方法。在重离子反应实验中，常会发生运动学效应很大(即大 k 值)的情况，故对重离子反应的测量要求磁谱系统有更大的校正能力。

三、磁谱仪发展概况

图4给出不同类型磁谱仪的中间面光学示意。表1列出了它们性能的比较。

MIT 的环形谱仪[图4(a)]是最早用于研究核反应的带电粒子磁谱仪。这是 180° 聚焦的均匀场谱仪，反应角固定在 90° ，靶与探测器(原子核乳胶)都在磁场内。

单道磁谱仪[图4(b)]用非均匀的梯度场产生聚焦作用，场强随径向变化，即

$$B(\rho) = B_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^n$$

量程很窄，测全谱需逐次调磁场，故称为“单道”。中国科学院高能物理研究所与近代物理研究所各有一台。

MIT 的多隙磁谱仪[图4(c)]即是俗称“面包圈”的磁谱仪^[4]。谱仪系统由多块磁铁组成，每片间隙为 7.5° 。反应角可由 $0^\circ - 172.5^\circ$ 。靶室在“面包圈”的中心，全部装置放在真空室里。每一对磁极的入口与出口的曲边均产生二次修正作用，粒子偏转角为 90° 。它的量程 $p_{\max}/p_{\min} = 1.5$ ，比前述两种谱仪宽多了。它的突出优点在于一次实验可以得到全部角分布信息，不需分开角度测量。不少反应的核谱与角分布测量是在这种谱仪上完成的。原子核乳胶用作它的探测器。

Bent Elbek 等人^[5]在1963年设计了一种性能较好的宽量程磁谱仪(4-(d))。它的最大特点是在全部量程 ($p_{\max}/p_{\min} = 2.5$) 内没有二次

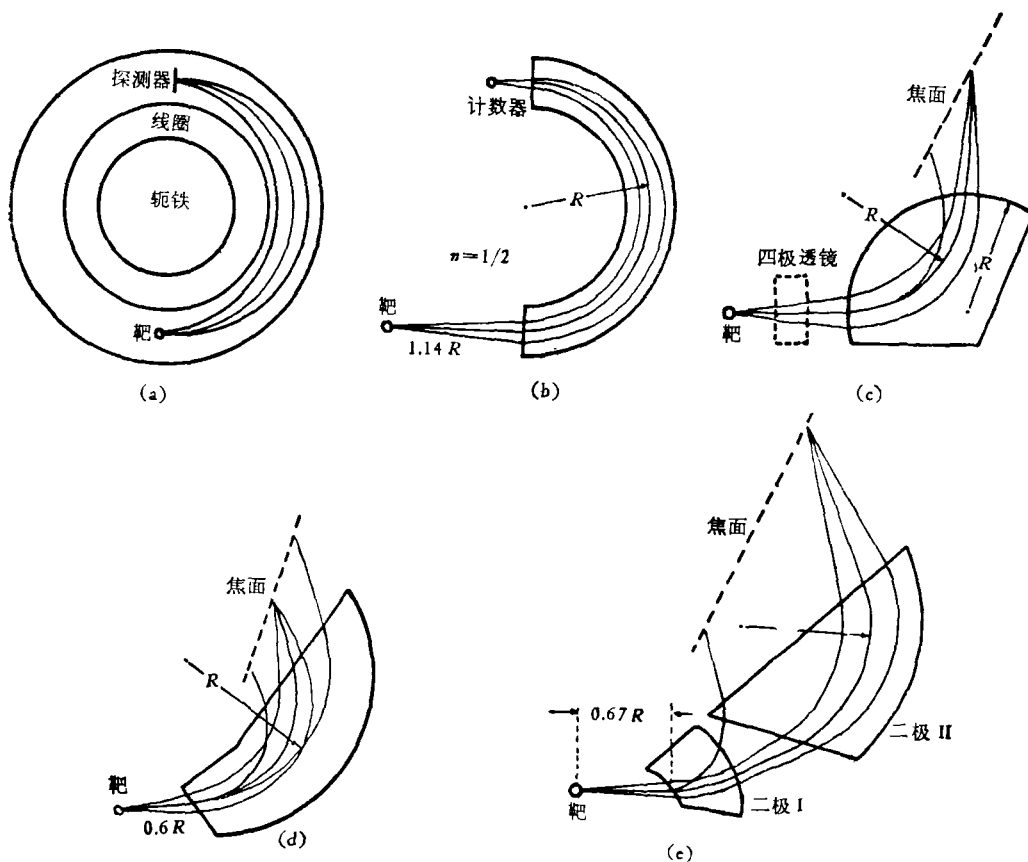


图4 几种类型谱仪的光学

- (a) MIT 的环形谱仪 (1948 年); (b) $n = \frac{1}{2}$ 的单道谱仪 (1962 年);
 (c) MIT 的“面包圈”多缝谱仪 (1956 年)——片磁铁;
 (d) Elbek 的宽量程谱仪 (1963 年); (e) Engge 的分裂磁极谱仪 (1967 年)

象差。由于中间面的放大率仅为 0.5, 放大倍数小, D/M 值越高, 则系统分辨越高。玻尔研究所就用这种谱仪测出了一系列核的转动能级。

MIT 的 H. A. Engge^[3] 对磁谱仪的发展做出了较大贡献。在 1964 年以前建造的磁谱仪, 分辨率与精确度并没有重大改进, 谱仪自身结构也仅限于采用单块磁铁, 没有本质上的变化。Engge 首先提出用两块分开的二极磁铁代替一块, 利用分开磁极的边缘场在全部量程内达到两个方向的完全聚焦。图 4(c) 是分裂磁极谱仪的光学。Engge 并首先提出设计谱仪的精确方法——轨迹跟踪计算方法, 即在磁系统空间一步步地用与时间无关的数值积分方法解带电粒子运动的微分方程。这种方法可以精确算出给定磁场分布下 (用实验测出或是用半经验公

式表述) 粒子通过系统各元件的轨迹, 从而定量地给出各级象差。

分裂磁极谱仪有很多优点 (高分辨、相对大的接受立体角与宽量程等), 所以在实验工作中得到广泛使用。这种谱仪自问世以来生产了几十台, 分布在各大实验室, 在谱仪发展史上是前所未有的。自六十年代串列加速器开始建造以来, 分裂磁极谱仪是与串列加速器高质量束流 (小能散, 小线度与高稳定性) 相匹配的测量工具。直至今日, 大量高精度的核结构与核反应的研究是在串列静电加速器上用这种谱仪完成的。图 5 是串列加速器物理实验室中的分裂磁极谱仪照片。

由于分裂磁极谱仪的水平放大很小 ($M \sim 0.3$), 系统具有大 D/M 值, 分辨率有明显提高。



图5 分裂磁极谱仪

表1 几种类型谱仪性能比较

谱仪类型	MIT 环形谱仪 (1948)	$n = \frac{1}{2}$ 的单道谱仪 (1962)	MIT 多隙谱仪 (1956)	Elbek 谱仪 (1963)	Engel 的分裂磁 极谱仪 (1967)
能程 (E_{max}/E_{min})	1.05	1.12	2.4	7	8
色散(米)		5.3	1.5	2	1.75
放大率		1	1	0.8	0.3
D/M (米)	2	5.3	1.5	2.5	5.5
垂直放大		1	—	—	4
偏转角度(度)	180	180	90	108.7	114
质能积 (MeV-amm)		85	22	50	90
中间轨道半径(厘米)		133	57	84	90
接受立体角(毫立体弧度)	0.4—0.6	0.4	0.4	1	2.3
分辨率 ($E/\Delta E$)	800	2500	1000	1250	2250
横向聚焦	无	有	无	少量	有

又由于色散不大, 可以用移动探测器的方法对运动学展宽修正。

除“单道”磁谱仪使用闪烁计数器外, 上述各种磁谱仪都是用原子核乳胶片作为焦面探测器。由于电探测器的位置分辨仅在 0.5—1.0 毫米范围, 是无法与前述谱仪匹配使用的。如果在保持分辨的前提下加大磁系统的色散, 就可以用电探测器作为焦面位置探测器了。Q-3D 磁谱仪^[4]就是在这种想法的基础上发展起来的。

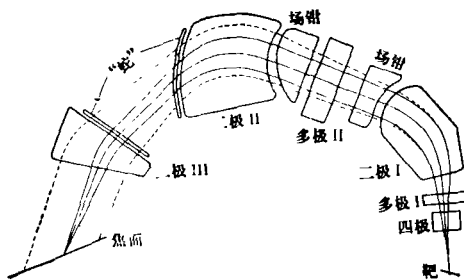


图 6 G120 型 Q-3D 磁谱仪光学

由于电焦面探测器位置分辨率的实际限制, 要求谱仪水平放大不能太小。而由磁系统的分辨表达式 $p/\Delta p = \frac{R}{x_0} (D/M)$ 可以看出, 想加大分辨率 (即想得到大 D/M 值), 只有加大色散。如果让粒子束在离开二极磁铁前辐射状散焦就可以得到大色散。而单块二极磁铁是非色散元件, 粒子不能散焦, 只能把一块磁铁分为两块或多块, 利用磁铁间的自由空间使粒子束散焦得到大色散。

图 6 是 Q-3D 谱仪的光学。Q-3D 谱仪的另一特点是在垂直方向有两次成像, 第一次在谱仪中间 (DI 与 DII 间, 即多极元件中心), 第二次在探测器上。这就容易校正二次与高次象差。结果在 10—15 毫立体弧度大立体角下达到 10^4 的分辨率。

表 2 列出几种多单元磁谱仪的性能比较, 可以看出, 这些谱仪具有高分辨、大立体角、大色散以及较完善的运动学补偿的特点。由于兼顾了几项物理指标, 谱仪体积很大, 重量约为 100 吨左右, 相当于一台回旋加速器。又由于

增加了四极与多极单元, 系统的调整与使用较为复杂。而且, 与分裂磁极谱仪比较, 它们的量程相对地窄了一些。

根据 Q-3D 磁谱仪的设计思想, 使用多个磁单元的高分辨谱仪, 总可以表达为 $xQ + yD + zQ$ 的结构方式 (x, y, z 为单元数目)。最近

表 2 几种类型多单元磁谱仪性能比较

谱仪类型	QDDD (E100)	QDDD (G120L)	QDDQ (RAIDEN)
最大场强(千高斯)	17	16.7	16
中间轨道半径(厘米)	100	120	150
质能积 (ME/q^2)	139	193	240
能量量程(%)	±10	±10	±6
动量分辨*	9600	8500	20400
色散	19.0	11.4	27.0
垂直放大	3	6	4.0
水平放大	-2.2	-0.9	1.3
焦面长度(厘米)	190	110	180
焦面形状	曲面	直面	曲面
接受立体角(毫立体弧度)	14.7	10	13
总重量(吨)	100	120	170

* 动量分辨是在靶点为 1 毫米线度下得到的。

几年也有一些大同小异的新设计。如大阪大学的 RAIDEN QDDQ 磁谱仪^[5]是在等时回旋加速器上运转的, 故有较大质能乘积。它采用了 $x=1, y=2, z=1$ 的结构, 用一个巨大口径的四极代替了第三个二极磁铁, 于是得到更大的色散 (沿焦面为 27 米)。RAIDEN 谱仪的光学见图 7。

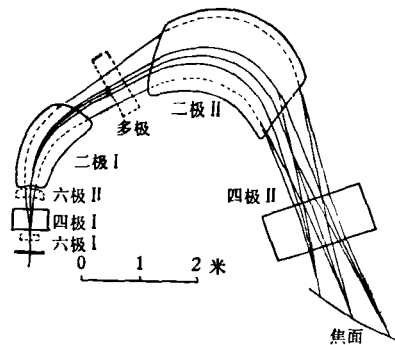


图 7 RAIDEN QDDQ 谱仪光学(大阪大学)

由多个磁元件 (包括二极、四极与多极单元) 构成的磁谱仪结构可以有多种变化, 都是由

具体实验条件(加速器 k 值、束流性能、靶和所测量能区)来决定在设计中突出哪一项指标。这些设计都根据 Enge 的轨迹跟踪计算,用“RAYTRACE”程序在大型计算机(如 IBM360/65)上进行。

四、磁谱仪的焦面探测器

通常从位置分辨、最大允许计数率、抑制本底能力、粒子分辨能力、定时特性、能量量程,和对不同类型粒子的适用性等方面对谱仪焦面探测器提出总的要求。谱仪探测器可分为两大类。

1. 原子核乳胶

过去的十几年在磁谱仪上完成的核谱测量多数还是用原子核乳胶片完成的。原子核乳胶既简单,又有其特殊优点,如具有很好的固有分辨(约 0.5 微米),使用简单可靠,特别是在多隙(多角)谱仪上就更方便,而且不存在计数效率与线性刻度问题。所以迄今,原子核胶片仍在一些谱仪上使用。

但使用原子核乳胶片记录粒子是一种离线方法,实验过程中无法对数据监测。更严重的问题是扫描胶片周期很长,如采用 76×1 平方厘米的胶片测量 24 点的角分布,扫描时间几乎要一年。另外胶片动态范围有限,径迹密度相差很大的反应数据只能分几次曝光,低计数率测量有困难。而且胶片是死探测器,不能进行符合测量,这使胶片使用有局限性。

虽然一直有人致力于研究磁谱胶片的自动扫描器^[6],提高了测量速率,但可靠性还存在问题,而且只能适用于一定径迹密度。

2. 电探测器

目前磁谱仪中用得最广泛的是多丝正比室。最早恰巴克型多丝室^[7]是沿焦面排成线阵,每一根丝都与一放大器相连,分辨达 0.25 毫米,可在高计数率下工作。但需要一两千块电子学插件,过于庞杂。后来有人用延迟线读出系统来克服前者的不足^[8]。他们把计数器本身做成延迟线,即把阴极丝绕成螺线状,位置

分辨为 0.33 毫米。洛斯-阿拉莫斯实验室的 Q-3D 磁谱仪就是用这种螺线正比室作为焦面探测器。电阻丝正比室由于结构简单而得到广泛应用。

除此外,漂移室具有卓越的空间分辨^[9],现在已有人克服了零时标定问题,用垂直漂移室作为焦面探测器。

作为重离子反应的谱仪计数器,混合型的电离室有其独特优点^[10],它可同时给出位置、入射角、能量与能量损失等多种信息,可用于对重离子的多重分辨。但这种计数器允许计数率较低,约为 10^3 /秒。

当前谱仪焦面探测器主要研究方向是在于改良计数器的位置分辨,增加多参数测量功能,扩展粒子分辨范围,使之适于重离子工作和提高计数率性能等方面。

五、磁谱仪测量特点与谱仪发展前景

这里仅举几个典型实验来说明磁谱工作的独到之处。

最早用回旋加速器与电探测器测量,所得分辨为 50 千电子伏。后来改为用串列静电加速器与分裂磁极谱仪测量,入射 12 兆电子伏氦束,流强为 0.5 微安时质子谱的分辨达 7 千电子伏,较前者有一个数量级的提高。

图 9 所示反应系用 18 兆电子伏的 ^3He 束研究小反应角的削裂反应。为减少小反应角时的大量本底干扰,把焦面探测器做成三重符合形式。图 9 就是用螺线计数器得到的三重符合氦谱,能量分辨为 12—15 千电子伏。如用其它测量方法,这种小反应角、低本底、高分辨的谱图是很难得到的。

图 10 清楚地说明了在 Q-3D 谱仪中使用多极单元进行运动学补偿的重要性。由图可见,用多极单元补偿与没有补偿的测量分辨几乎差一个数量级。 $^{122}\text{Sn}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$ 是重离子散射,其最终分辨依赖于靶厚。

在图 11 所示的 $^{58}\text{Ni}(t, ^3\text{He})^{58}\text{Co}$ 反应中,由于是加速氦,反应开道很多,造成大量氦、氩和

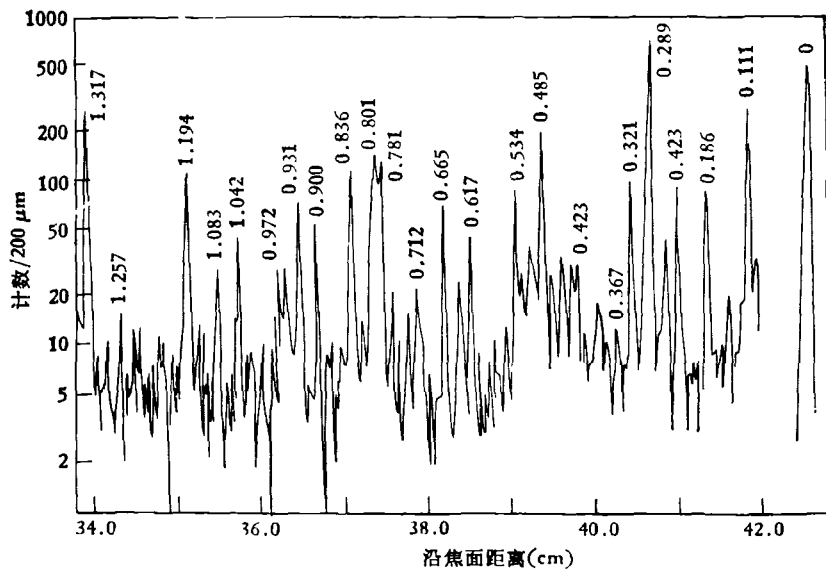


图 8 用分裂磁极谱仪测出的 $^{106}\text{Pd}(d, p)$ 反应发射的质子谱 ($E_d = 12$ 兆电子伏, $\theta = 20^\circ$)

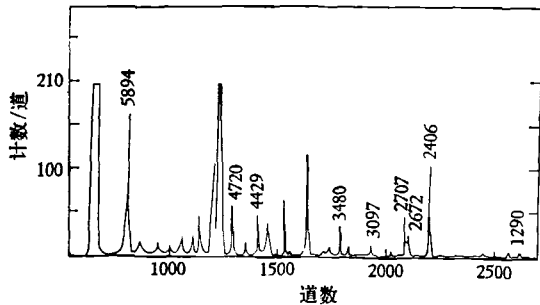


图 9 $^{53}\text{Cr}(^3\text{He}, d)^{53}\text{Mn}$ 反应的氦谱
 $\theta_L = 0^\circ$; $E_{^3\text{He}} = 18$ 兆电子伏

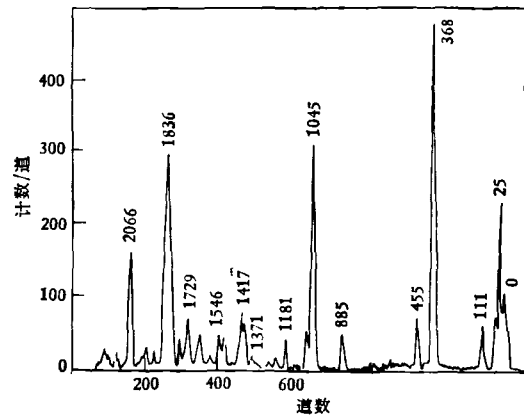


图 11 $^{58}\text{Ni}(t, ^3\text{He})^{58}\text{Co}$ 反应的
位置谱 $\theta_L = 40^\circ$

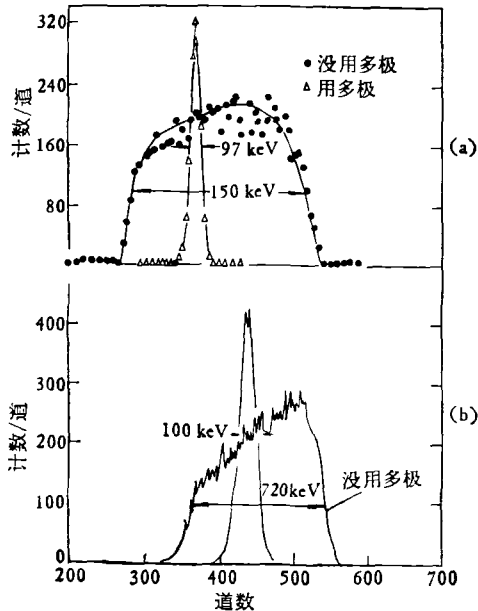


图 10 多极元件对运动学补偿的作用
(a) $^{27}\text{Al}(t, t)$; $\theta = 30^\circ$; (b) $^{122}\text{Sn}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$

α 粒子本底。由于 Q-3D 谱仪具有高分辨的特点 (~ 13 千电子伏), 即使对 ^{58}Co 的 1.371 兆电子伏的能级 (相应的反应截面仅 0.7 微巴), 也能将此粒子组清晰地分解出来。

以上几个例子说明磁谱仪确实具有其它探测器所没有的优点。特别是七十年代出现的多单元谱仪 (如 Q-3D 谱仪), 在多项性能上都达到前所未有的水平。又由于使用了电探测器作为焦面探测器, 测量与数据获取技术也是先进的。当然, 由于 Q-3D 谱仪系统的复杂与昂贵, 不少实验室都希望改进原有的分裂磁极谱仪, 使其能用电探测器工作, 并能延伸到重离子核谱

区域。于是在提高位置探测器的分辨率的同时,测量每一粒子对焦面的入射角度,通过计算机系统对每一条粒子轨迹参数综合计算来达到运动学修正的目的。这就意味着在不改变整个谱仪系统结构的前提下,通过改进探测器与数据获取手段来提高分辨能力。

参 考 文 献

[1] C. P. Browne, W. W. Buechner, *Rev. Sci. Instr.*, **27**(1956), 899.
 [2] J. Borggren, B. Elbek, L. P. Nielsen, *Nucl. Instr. and Meth.*, **24**(1963), 1.
 [3] H. A. Enge, *Nucl. Instr. and Meth.*, **28**(1964), 199; J. Spenceer, H. A. Enge, *Nucl. Instr. and Meth.*, **49**(1967), 81.

[4] M. J. Levine, H. A. Enge, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **15**(1970), 1688; H. A. Enge, S. B. Kowalski, 3rd Proc. Int. Conf. Magnet. Technology, (1970). Hamburg.
 [5] H. Ikegam, T. Yamazaki, Annual Report of RCNP (1976).
 [6] B. E. Fischer, *Nucl. Instr. and Meth.*, **105**(1972), 413; R. Bauer, *Nucl. Instr. and Meth.*, **157**(1978), 83.
 [7] G. Charpak, *Nucl. Instr. and Meth.*, **62**(1968), 262.
 [8] Lee, D. M., *Nucl. Instr. and Meth.*, **107**(1972), 179; **109**(1973), 421; E. R. Flynn, *Nucl. Instr. and Meth.*, **111**(1973), 61.
 [9] G. Charpak, *Nucl. Instr. and Meth.*, **126**(1975), 381.
 [10] V. I. Baekakov, *Nucl. Instr. and Meth.*, **158**(1979), 129.

X 射线激光器的实验探索

卢 仁 祥

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

一、X 激光概况及困难

人类认识电磁场的相干辐射已经经历了两次大的飞跃——微波受激发射及激光。目前正在向第三次飞跃——X 激光过渡,它比光频区激光波长又将缩短三个量级左右(波长约为 100—1 埃),尽管实现这第三次飞跃的困难更大,但仍可以预料,X 激光的出现将给人们认识世界及改造世界带来更为广泛的应用。

实际上,自从梅曼(Maiman)等人制造了第一台红宝石激光器以来,寻求更短波长落于真空紫外及 X 射线波段激光器的努力一直没有停止过。然而迄今为止所达到的最短波长相干辐射是用钽玻璃激光器的 28 次谐波所获得的 380 埃辐射,它保留了原来钽玻璃激光的相干性。

1972 年,凯普罗斯(Kepros)宣称他已获得较硬的 X 激光,引起了广泛的争论,现已基本否定。相形之下,巴黎大学耶格耳(Jaeglé)等人的实验似乎更有说服力,他们已经观察到 Al^{3+} 在 117.41 埃由于感应辐射所引起的放大,并答辩了一些质疑。我们准备在下面详细介绍这两个典型实验。美国罗切斯特大学的雅科比(Yaakobi)近来用大功率钽玻璃激光器轰击带有冷陷的铝靶,在 129.3 埃获得明显的增益而引人注目。

其它在大功率激光产生的等离子体中也曾观察到碳类氢离子及钙高阶离子的粒子数反转,在表 1 中列出了这些例子。

美国加利福尼亚高能物理所迪肯(Deacon)等人自 1977 年来将 43.5 兆电子伏、峰值电流 2.6 安培的相对论电子束贯穿周期磁场。利用