

# 自旋极化电子物理的进展和应用

周 清

(南开大学电子科学系,天津 300071)

本文较详细地介绍了自旋极化电子物理近年来的发展,特别是介绍在获得自旋极化电子源方面所取得的成就以及与其相关的物理效应,最后简要介绍自旋极化电子束在现代科学中的应用。

1925年 Uhlenbeck 和 Goudsmit 为了解释 Stern 和 Gerlach 的实验,提出电子具有在空间任何方向上投影为  $\pm \frac{\hbar}{2}$  的自旋的假设。从

此电子的自旋就作为量子电子理论的第四个自由度引入物理学领域。1927年,泡利在非相对论性量子力学中,对电子的自旋性质作了详细的描写,以后又提出了著名的泡利原理,并成功地解释了塞曼效应。1928年,狄拉克把相对论效应应用到电子理论中去,在不做任何假设的条件下,提出了相对论性狄拉克方程,使电子的自旋性质及自旋-轨道耦合作用能自然地由方程中导出。狄拉克理论的成功,使人们对电子的自旋性质的认识发展到了一个新的阶段。

然而,这些都是对单个电子自旋的研究,尚未对电子束集体的自旋行为作研究。1923年 Cox 在光的偏振现象的启发下去寻找和探测与偏振光现象相同的自旋极化电子束。但是,由于如何产生自旋极化的电子束在理论上还未达到突破阶段,又受实验条件落后的限制,致使努力付诸东流了。

在1929年,英国理论物理学家莫脱(N. F. Mott)把狄拉克方程应用到电子和重原子核散射问题时,他发现相对论性电子被重核散射时,微分散射截面强烈地依赖于电子的自旋相对于轨道角动量的取向,指出了这种散射的空间非对称性。他预言,如果一个自然电子束(非极化束)经过一个重核散射之后,部分电子的自旋将发生翻转,导致电子束的自旋在空间分布上的均匀性将遭到破坏,也就是说,会出现自旋部分

极化的现象。莫脱的这些结论,大概经过十多年的光景,到1943年才被 Shull 等人在很困难的条件下,由双散射实验所证实。后来,人们把这种散射称为“莫脱散射”。从此时起,高能莫脱散射及电子自旋极化在物理学研究中占有很重要的地位。特别是60年代初期,李政道和杨振宁提出了在弱相互作用中宇称不守恒的假设被 $\beta$ 衰变中电子的纵向极化实验所证实后,给高能散射以很大的推动,莫脱散射的研究发展得更快了。但此种研究主要精力集中在快速电子被重核(比如汞原子)的散射上。无论是理论的研究还是实验的测量,都取得了重大的进展。这里需要特别提出的是,德国物理学家 Kessler 和他的合作者,以大量精确的实验,圆满地解决了快速电子被重核(如汞)散射自旋极化理论和实验的一致性问题。今天,在这个能区(从100eV到1000keV),人们对电子与核库仑场之间的作用性质已有较详尽的了解,且高能莫脱散射已成为检测电子自旋极化的有效分析工具,广泛地应用在科学研究中。

此后,一些人开始自然地把注意力转到低能电子被较轻的核所散射自旋极化可能性的探索上去了。现在已完全证实,在低能区(从5eV到100eV)电子被较轻的核所散射极化现象依然存在<sup>[1]</sup>。不过,从整个自旋极化物理来说,低能散射是一个新垦区。虽然,70年代 Walker 和 Weiss 等人做了一些理论的分析计算,但实验资料极为贫乏,难以证明这些理论的精确性。因此,在低能区,仍然存着基本性的问题需要研究解决。

在研究莫脱效应的同时,人们也注意到其他电子自旋极化效应的研究。在莫脱提出相对论性散射理论的第二年,Fuss和Hellman从理论上提出了自旋极化的原子光电离产生极化电子的可能性。但是,长期以来,由于没有有效的检测极化电子的系统,无法从实验上加以证实。只是在莫脱散射做为一个检测自旋极化的工具之后,这种理论的正确性才为人们所承认。

目前,人们已知道的自旋极化的物理效应和机构已达十多种之多。从物理过程来看,大体分为以下几类:(1)由于自旋-轨道耦合效应,使部分电子自旋翻转(比如弹性及非弹性散射);(2)电离已极化的原子,产生极化电子。例如,光电离自旋极化的原子以及从磁化的物质中光发射、场发射产生电子自旋极化束等;(3)在圆偏振光的作用下,自旋能级分裂,产生依赖自旋态的跃迁,如Fano效应和负电子亲和力表面发射自旋极化光电子等;(4)交换效应(比如非极化的电子束与极化的原子交换产生极化电子束);(5)放射衰变,如 $\beta$ 衰变产生纵向极化电子等。这里,需要重点指出的是,第三种效应是最近几年发展起来的。它是当前较为活跃的领域。由于它能得到高级化度且束流较强的电子束,已引起人们的密切关注。在高能物理中,已将这样的极化电子源引进加速器系统。

## 一、产生自旋极化电子源的几种主要的物理效应

电子束(比如从阴极发射出来的电子束)在空间任意方向上自旋向上和向下的电子数目是相等的,这种电子束叫做自旋非极化束,或者叫做自然电子束。与这种情况相反,一电子束在一确定方向上,自旋向上和向下的两种可能态具有不同的粒子数,这种电子束称为自旋极化电子束,其极化度用下式表示:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1)$$

这里  $N_+$  和  $N_-$  分别表示自旋向上和向下的

电子数目。

为了获得这样的电子源,科学家们进行了长期的研究,现在已找到了几种有效的方法,其主要有:

### 1. 莫脱散射自旋极化效应

这个效应是物理学家莫脱1929年提出来的。其主要内容为一高能电子束被重核原子所散射,入射时电子束是非极化的,但由于电子的自旋-轨道耦合作用,散射束将部分地被极化,其极化度由下式描写:

$$P = i(fg^* - f^*g)/(|f|^2 + |g|^2), \quad (2)$$

这里  $f$  及  $g$  是用狄拉克方程处理核散射问题时解的两个振幅,其极化矢量的方向,垂直于散射平面。

这种方法是当前获得自旋极化电子源最有效的方法之一。但是由于不同的原子序数的原子自旋轨道耦合度的不同,散射电子的极化度也有所不同。对较重的核(如汞原子)极化度在某一散射角处可达到100%,对较轻的原子散射电子的极化度也较小,例如,对氩原子最大的极化度也不过10%<sup>[4]</sup>,并且在这种效应产生极化束过程中,极化度极大处微分散射截面很小,这就大大影响了这种自旋极化电子束的实际应用。

### 2. 圆偏振光照射负电子亲和力表面光电子自旋极化效应

负电子亲和力(NEA)光阴极 GaAs-Cs-O 是由 Vanlaar 和 Scheer 在1965年发现的。这个崭新的光阴极的问世,为光电发射体的研究打开了新的一页。最近几年来对它的研究又有重要的发展。1974年Pierce和他的合作者发现,如果用圆偏振光照射铯——氧薄层覆盖的砷化镓(100)表面时,得到了极化的光电子<sup>[2,3]</sup>。他们发现:(1)这种极化束极化矢量的符号依赖于光的旋转方向,要倒转极化矢量很容易,只改变光的旋转方向即可。(2)光电子的极化度,强烈地依赖于入射光的能量;当光子的能量在阈值处(即  $h\nu \sim 1.5\text{eV}$  时)光电子的极化度高达40%,随着光子能量的增加,极化度逐渐下降;当光子的能量达到3eV时,出现

一正的较小的峰值,而光子能量达到 3.2eV 时,则出现一较小的负的峰值(见图 1)。

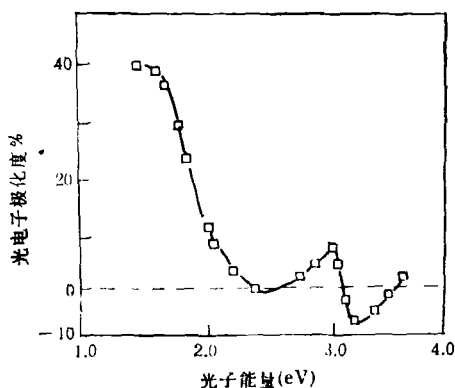


图 1 GaAs-Cs-O-Cs 表面以左旋圆偏振光照射时光电子的极化度与光子能量关系 ( $T \leq 10K$ )

负电子亲和力表面在圆偏振光照射下光电子的极化效应,是由于在光泵的诱发下,砷化镓的价带能级电子出现依赖于自旋的跃迁。

GaAs 的能级结构经理论计算和实验测定知道,在  $\gamma$  点  $p$  电子分裂成两个简并的能级:  $p_{3/2}$  和  $p_{1/2}$ , 其能量差为 0.34eV (见图 2)。  $p_{3/2}$  能级包含四重简并态,  $p_{1/2}$  能级含二重简并态(见图 3)。

当光子的能量接近于 GaAs 的阈值时,即  $h\nu \sim 1.52eV$ , 价电子吸收光子后,将在  $\gamma$  点实现直接的跃迁。但由于激发光为圆偏振光,故跃迁必须满足下列选择定则:

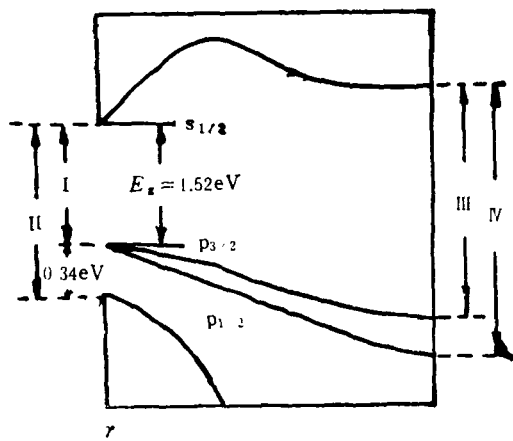


图 2 GaAs 能级图

$\Delta m_j = 1$  对应于  $\sigma^+$  右旋圆偏振光;

$\Delta m_j = -1$  对应于  $\sigma^-$  左旋圆偏振光。

根据这个选择原则,对于右旋圆偏振光可能的跃迁只能是 1, 2, 3 路线,在图 3 中以实线表示。对左旋圆偏振光  $\sigma^-$ ,可能的跃迁路线以虚线表示。这种跃迁会改变电子的终态自旋态。比如对  $\sigma^+$  而言,在  $p_{3/2}$  能级始态  $|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$  向终态  $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$  的跃迁是自旋向下的跃迁。而始态  $|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$  向终态  $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$  的跃迁是自旋向上的跃迁。利用这两个态可以计算其  $p_{3/2}$  能级在  $\sigma^+$  作用下的跃迁机率比,即

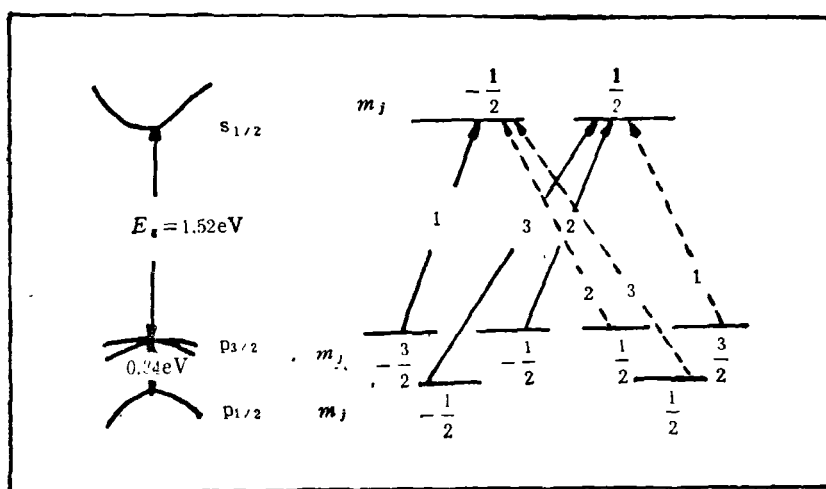


图 3 由于自旋-轨道耦合作用, GaAs  $\gamma$  点能级的分裂以及在  $\sigma^+$  和  $\sigma^-$  的作用下价带电子的跃迁路线

$$\left| \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \left| x + iy \right| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle \right|^2 = 3. \quad (3)$$

$$\left| \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \left| x + iy \right| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2$$

这里,算符  $(x + iy)$  表示圆偏振光算符. 这就是说,自旋向下的电子是向上的电子的三倍,也就极化度为  $-50\%$ . 但是,在实验中在阈值处仅得到极化度  $-43\%$ . 这种差别是由于激发的电子在发射出砷化镓表面之前,相互间发生散射以及在  $\text{Cs}_2\text{O}$  层中与铯原子电子发生自旋交换散射而出现自旋弛豫,部分取向电子自旋发生翻转,因而减小了极化度的数值.

近几年来,为了减小在阈值处低能电子的自旋交换散射,提高光电子的自旋极化度,人们开始探索正电子亲和力  $\text{GaAs-Cs}$  光阴极在圆偏振光作用下产生自旋极化光电子的可能性. 到目前为止这种尝试是成功的. 已使正亲和力  $\text{GaAs-Cs}$  光阴极发射的光电子极化度提高到  $50\%$ .

### 3. Fano 自旋极化效应

非极化的碱金属原子如果被能量阈值附近的圆偏振光照射,由于非束缚态的自旋-轨道耦合,这些非极化的原子也能电离产生极化的电子束. 这个效应是 Fano 在 1969 年第一个从理论上发现的,故这个效应也称为 Fano 效应<sup>1)</sup>. 比如用波长  $2750 \leq \lambda \leq 3150 \text{ \AA}$  的圆偏振光照射铯 ( $\text{Cs}$ ) 蒸气,可以产生极化矢量平行于光的角动量方向(也就是光的传播方向)的极化电子束,极化度可达到  $\geq 85\%$ . 这种现象发生在所有的碱金属元素中.

碱金属原子最外层电子,在正常的情况下处在基态  $s$  态,在圆偏振光的作用下,向连续态  $P$  态跃迁并电离. 如果光子的能量比电离阈值大得多,在连续态中电子的自旋-轨道的耦合作用是可以忽略的. 如果光子的能量正好在电离阈值附近,则情况全然不同,不仅耦合效应不能忽略,而且正是由于这个耦合作用,碱金属原子的  $P$  态的两重态的电离截面比有特异值,这个现象正是 Fano 效应的物理基础.

考虑到耦合作用,碱金属原子最外层电子

在电离阈值附近的电离能级图如图 4 所示. 本征态  $P$  态分裂成简并的  $p_{3/2}$  态和  $p_{1/2}$  态. 使用 Clebsch-Gordan 系数,可以写出各态的角波函数,  $p_{3/2}$  能级  $m_j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$  态及  $p_{1/2}$  能级  $m_j = \frac{1}{2}$  态的角波函数正如图 4 上所示. 如果用  $\sigma^+$  光束激发,那么电子的跃迁必须满足两个选择定律,即  $\Delta L = 1, \Delta m_j = 1$ . 因此,可能的跃迁态只能是图 4 中所示的 1, 2, 3 路线. 若不考虑光电离所产生的电子的发射方向,可得到平均的极化度的表示式为

$$\bar{P}_s = \frac{1 + 2X}{2 + X^2},$$

$$X = \frac{2R_3 + R_1}{R_3 - R_1}, \quad (4)$$

$$R_{1,3} = \langle F_{1,3}(r) | r | F(r) \rangle,$$

$F(r)$  表示基态波函数,  $F_1(r), F_3(r)$  分别表示态  $^2p_{3/2}$  和  $^2p_{1/2}$  的径向波函数. 由于  $(L \cdot S)$  耦合,表示此两态的哈密顿量是不同的,故  $F_1(r)$  和  $F_3(r)$  也有所差异,只有这样  $\bar{P}_s \approx 0$  才成立. 如果自旋-轨道耦合消失,  $R_1 = R_3$ , 则  $\bar{P}_s \rightarrow 0$ . 这就直接说明了自旋-轨道耦合也是这种效应的根本原因. Fano 效应已被 Kessler 实验所证实,实验值与理论值完全相等.

### 4. 交换自旋极化效应

原子序数较低的轻原子,自旋-轨道耦合作用很弱,利用这个原理要得到高的极化度是不可能的. 然而,利用自旋交换的原理则是可行的. 如果让一非极化的电子束与一自旋取向的碱金属原子束(即价电子有相同的自旋方向)发生弹性碰撞,那么在碰撞中自由电子将与原子中的价电子发生交换作用. 其结果将会是极化的原子束中部分原子的自旋发生翻转,而电子束中的自旋将部分极化. 这个过程有三种可能性:

$$e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\downarrow + A\uparrow$$

$$e\downarrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A\downarrow$$

$$e\uparrow + A\uparrow \rightarrow e\uparrow + A\uparrow$$

1) J. Kessler, Polarized Electrons, Berlin, Springer, (1976).

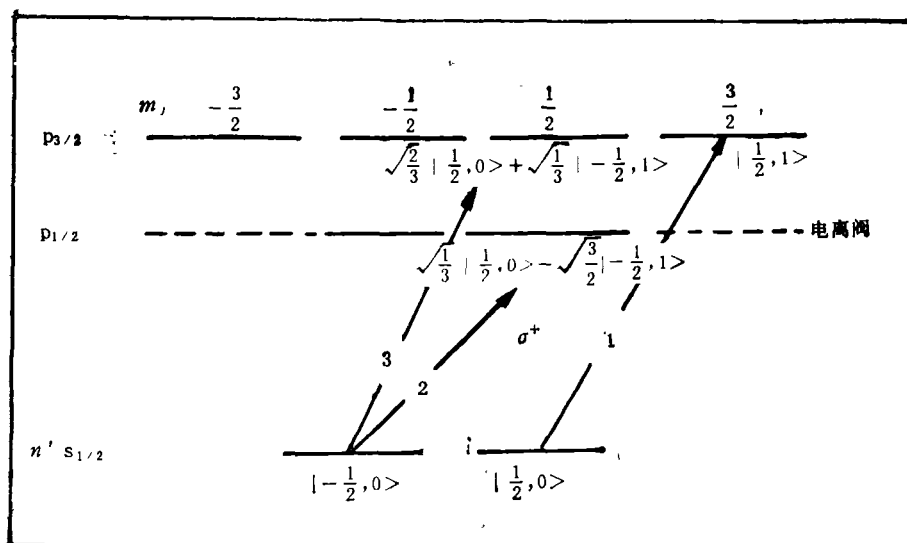


图4 在电离阈附近碱金属电子能级图

表 1

极化方式	极化度 (P)	束流(最大)	亮度	极化矢量反转方式
电子-汞原子散射	0.27	$3.5 \times 10^{-8} (\text{A})$	中等	反转散射角
NEAGaAs 光发射	0.43	$20 \times 10^{-8} (\text{A})$	很高	改变光旋转方向
Fano 效应 (Cs)	0.90	$3 \times 10^9 \text{ 电子}/0.5 \mu\text{s}$	高	改变光旋转方向
铁磁物质场发射 (EuS)	0.89	$10^{-6} (\text{A})$	很高	改变磁场方向
极化锂离子光电离	0.76	$3 \times 10^9 \text{ 电子}/15 \mu\text{s}$	中等	改变磁场方向

从第二个表示式，可以看到交换效应的存在。计算这种弹性交换散射的振幅，就能得到自旋极化度。在这里必须指出的是，实现此效应入射电子的能量必须很低，不致于造成原子中激发态的存在。

除了上面所讲的四种极化效应外，还有下列极化效应存在：非弹性交换散射，光电离自旋极化的原子，圆偏振光多光子电离，磁化的顺磁物质的光发射和场发射及  $\beta$  衰变等。为了比较现将几种主要自旋极化电子源的主要参数列在表 1 中。

衡量一极化束性能的标准有两条：(1)  $P^2 I$  值高，(2) 亮度值高。从这两个条件出发，负电子亲和力 GaAs 和 EuS 所产生的极化束是好束。但 EuS 场发射条件不易保证，需要强磁场和低温，而对于 NEA GaAs 来说，条件保证则

容易得多。

## 二、自旋极化电子源的应用

极化电子物理是一门相当综合的学科，也是现代物理一个重要而活跃的领域。近十多年来它的研究有了重大发展，许多新的效应不断被发现，但人们所期待的高极化度、高束流强度的极化电子源的产生问题还没有完全解决。这意味着在此方面仍有相当长的路要走。尽管如此，在现有水平上，自旋极化电子束也已显示了它的重要的科学价值和应用前景。当前它的主要应用在下列几个方面：

(1) 在固体表面分析中的应用。它是表面分析的主要工具。所谓自旋极化低能电子束的表面衍射，即 (SPLEED)，是当前表面研究中

最热门的课题，使用这种方法能够研究固体表面的自旋态和铁磁物质表面的结构。

通常的低能电子衍射由于它所使用的是自然电子束，因而它只能反映固体表面的几何结构，诸如格点的排列、晶格常数和表面吸附的状态等，而对于表面原子的自旋态以及入射电子的自旋-轨道耦合作用是无法研究的。而自旋极化低能电子衍射则不同，这一点可以从作用的哈密顿量中看到。

在 SPLEED 中互相作用的哈密顿量主要项为

$$\begin{aligned}
 H_{int} = & \sum_i V(r - r_i) + \frac{1}{2m^2c^2} \\
 & \times \sum_i (r - r_i)^{-1} \frac{dV(r - r_i)}{dr} \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \\
 & + \sum_i J(r - r_i) \mathbf{S} \cdot \mathbf{S}_i, \quad (5)
 \end{aligned}$$

(5)式中  $V(r - r_i)$  和  $J(r - r_i)$  分别为库仑电位和交换电位， $r$  是入射电子的坐标， $S$  为其自旋， $r_i$  是原子的坐标， $S_i$  是原子的自旋， $L$  为散射电子的角动量。

式中的第一项给出与自旋无关的散射，第二项标志着自旋-轨道耦合作用；其效果取决于入射电子的自旋相对其轨道角动量的取向；第三项是入射电子与原子交换作用项。第二、三项给出了依赖于自旋的散射，特别是第三项作用量，完全取决于  $S$  和  $S_i$ ，这对磁性材料的表面结构分析很适用。

SPLEED 工作时不仅能够得到衍射图样，而且能够通过测量其衍射斑的强度来研究其表面的物理性质。

以极化束与 W(钨)表面衍射为例说明之。极化电子束与表面的散射根据理论分析，应该满足以下公式：

$$S(E, \theta) = \frac{I_v(E, \theta) - I^+(E, \theta)}{I_v(E, \theta) + I^+(E, \theta)} \cdot \frac{1}{P_0}$$

$P_0$  为入射束的极化度。实验测定 W(100) 面上反射束(00)束的结果如图 5 所示。

图 5 中上半部表示的是  $S$  值，下半部表示

的是在极化矢量变化时(向下或向上)(00)束的强度随能量变化的曲线。从这曲线的变化中可以看到自旋-轨道耦合的一般情况。

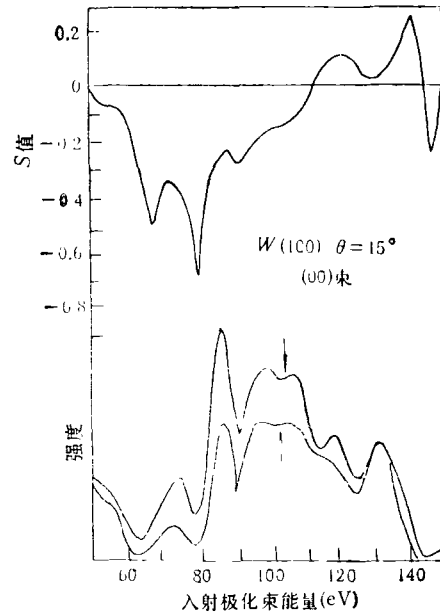


图 5  $S$  值和衍射强度与入射束能量关系

同时，还可以选择入射束的  $S(P)$  垂直于  $L$ ，在这种情况下，来研究磁性物质 Ni 的表面磁化和磁滞效应。因为此时起作用的只是  $J(r - r_i)S \cdot S_i$  项，用以分析表面原子的自旋态。

有趣的是，把自旋极化束用于反铁磁物质的衍射，比如 NiO，能够得到一种有意义的衍射斑，在正常的晶格衍射斑中间产生一附加的斑点，这个斑点是由于磁性单位晶胞衍射所造成的。这种现象已被实验所证实。这种现象的存在，为直接地研究电子散射中的交换作用提供了方便。

(2) 在高能物理领域作为极化电子源，加速后产生 GeV 级自旋极化的高能极化电子束，用于检验电磁作用中宇称不守恒原理和探索基本粒子的秘密。美国斯坦福 (Stanford) 线性加速器中心已经这样做了。在生物物理方面用于探索氨基酸旋向性的起源和在分子物理中用

于研究分子结构等。

极化电子物理也像物理学其他领域那样在发展之中。人们可以预测当一完全极化而强度也足够大的自旋极化电子源问题被解决之后,自旋极化电子会像今天的偏振光所起的作用那

样,进一步显示出它的宽阔应用前景。

- [1] Zhou Qing et al., *J. Phys. B*, **14** (1981), 4627.
- [2] D.T. Pierce et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **51**(1980), 478.
- [3] 周清等, *电子科学学报*, **12**(1990), 119.

## 中国科学技术大学和蚌埠教学仪器厂的电子衍射仪中标并通过鉴定

中国科学技术大学基础物理中心和蚌埠教学仪器厂联合研制、生产的电子衍射仪是一台供高等院校近代实验课使用的实验仪器。1990年7月中国科学技术大学的电子衍射仪随中国教学仪器设备公司上海公司参加“世界银行贷款甘肃省综合开发项目教育部分”的国内竞争性招标,一举中标8台。1990年10月中国科学技术大学科研开发总公司再次委托上述公司参加“教师培养项目”国际竞争性招标,再次中标31台。1990年12月安徽省科委组织了电子衍射仪的科学技术成果鉴定会。鉴定委员会由九名教授,专家和工程师组成,由白贵儒教授担任主任委员。学部委员钱临照教授和中国科学技术大学副校长尹鸿钧教授参加了鉴定会并讲了话。

鉴定意见中说,由中国科学技术大学和安徽蚌埠教学仪器厂协作研制的ED-1型电子衍射仪……全部采用国产化元件,体积小,重量轻,设计合理,衍射图象清晰、性能稳定、寿命长、价格合理,完全能满足教学需要。特别是在样品材料的镀膜上,采用先进的离子溅射镀膜法,大大提高了膜的均匀性、牢固性。仪器采用了脉冲宽度调节高压电源。这些都很有新颖性。

鉴定委员会认为该仪器综合指标属国内领先,既可作为演示仪器,又可为近代物理实验的定量训练使用,建议普及到大专各类院校。

图1为上述电子衍射仪全貌。该电子衍射仪以20—30 nm厚的金膜为样品。电子束直径约0.5 mm,电源高压0—15 kV连续可调。根据金膜至荧光屏的距离,屏上电子衍射环的半径R和金的点阵常数a,可由下式

$$\lambda = \frac{R}{L} \cdot \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (1)$$

(h, k, l 衍射环的密勒指数)计算出不同加速电压(仪器上高压读数出厂前已作校正)下电子的波长,其误差小于5%。为了提高使用寿命,透射电子束可以在荧光

屏上移动位置,相应的金膜面积达35 mm<sup>2</sup>,保证电子束移位时仍有电子衍射环出现。在连续四小时电子衍射实验中金膜保持完好,荧光屏未出现斑痕。如每次实验电子束适当移位,该仪器可保证使用一千小时以上。

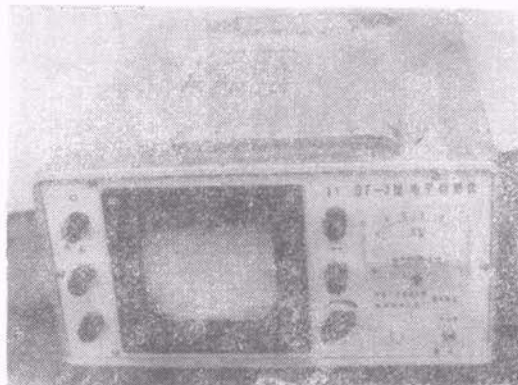


图 1

除了上述测定电子波长实验外,还可由忽略相对论修正的德布罗意关系

$$\lambda = h / \sqrt{2meV} \quad (2)$$

(m, e 为电子的质量和电荷, V 为加速电压)求出普朗克常数 h 的值。

此外还可以由(2)式得出λ后,根据(1)式对金的(111)、(200)、(220)、(311)等环进行校定,并求出金的晶格常数。

考虑到高中物理中有电子衍射内容,以上二单位已制成简易型电子衍射仪,价格已降至数百元。

如需更详细资料可以和合肥市中国科学技术大学基础物理中心盛定远(邮政编码230026)或安庆蚌埠教学仪器厂王淮旺工程师联系(邮政编码233040)。

(中国科学技术大学基础物理中心 王兵)