

实验原理

电子与材料的相互作用机理

当电子在材料内部运动时，会发生弹性散射和非弹性散射。弹性散射只改变电子的运动方向，不引起能量损失；而非弹性散射引起能量损失，从而形成电子的能量分布。入射电子和材料中原子之间的弹性散射是由原子核的库仑势引起的，这是入射电子和材料中单个原子之间的碰撞。由于原子质量比电子大三个数量级以上，原子的动能变化可以忽略不计。电子非弹性散射后既有能量的变化(减小)，又有运动方向的变化，其产生的主要机制有单电子激发(入射电子和材料中电子碰撞，使后者电离或激发到空能级)和等离激元(价电子云相对正离子实的集体振荡)激发，而声子激发(晶格热振动)造成的能量损失最小，可以忽略不计。

弹性散射

弹性散射描述的是入射电子同原子核电荷的静电场的相互作用过程。由于原子核的质量是电子的几千倍，因此弹性碰撞中的能量转移很小，一般可忽略。在散射理论中，微分截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 是一个十分重要的量。它表明一个电子和原子发生碰撞后，被散射到某一方向单位立体角中的概率。弹性散射微分截面一般可以写成下面的普遍形式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$$

其中 $f(\theta)$ 是复散射振幅，为散射角 θ 或散射矢量 q 的函数。在一级 Born 近似中(电子同每一个原子仅发生单次碰撞)，它正比于原子势 $V(r)$ 的三维 Fourier 变换，

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \exp(i2\pi q \cdot r) V(r) dr$$

弹性散射微分截面可以进一步表示如下

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4}{a_0^2 q^4} |F(q)|^2 = \frac{4}{a_0^2 q^4} |Z - f_x(q)|^2$$

式中 a_0 是第一玻尔半径， Z 是原子序数， $f_x(q)$ 是原子对入射 X 射线的散射因子，等于原子电子密度的 Fourier 变换

$$f_x(q) = \int \exp(i2\pi q \cdot r) \rho(r) dr$$

该积分表示把所有小体积元的电荷贡献根据相位的不同累加起来。由此可见，原子对于电子的散射振幅式中出现 $f_x(q)$ 的原因是，电子云对两种入射粒子（电子和光子）的散射有内在的联系：对 X 射线而言，这是在电磁场作用下电子云分布的受迫振荡散发的电磁波的相干叠加；对入射电子而言，这是原子中电子云分布引起的散射电子波的相干叠加，即为对所有小体积元的电荷贡献的累加。两者的共同特点是，同样的电子云分布引起的波的相干叠加。不同之处在于，对 X 射线光子来说，原子核的作用可以忽略；而对入射电子来说，原子核（正电荷）和电子（负电荷）的作用是相反的，而前者的作用超过后者，也就是说电子云屏蔽了原子核的一部分的作用。

Rutherford 散射截面

描述带电粒子的弹性散射模型中，最早也是最简单的是由 Rutherford 提出的非屏蔽弹性散射模型。经典力学和非相对论量子力学（Born 近似下）都给出了同样的微分散射截面公式。

设 $f_x(q) = 0$ ，得到

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4Z^2}{a_0^2 q^4}$$

q 是散射矢量的模，

$$q = 2k_0 \sin \frac{\theta}{2}$$

式中 $\hbar k_0 = m_0 v$ 表示入射电子动量， $\hbar q$ 是入射电子转移给原子核的动量，

$E = \frac{1}{2} m_0 v^2$ 为电子的能量，则 Rutherford 微分弹性散射截面为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = \frac{Z^2 e^4}{4E^4 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)}$$

对于轻元素，上式在大角度散射时是一个合理的近似。由于没有考虑原子外层电子的对原子核的屏蔽效应，上式过高估计了小角散射概率。当 θ 趋近于零时，

微分散射截面发散，显然是不合理的。考虑外层电子的屏蔽效应后，假设核势能随距离指数衰减，则屏蔽 Rutherford 散射截面可以写成

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{SR} = \frac{Z^2 e^4}{4E^2 (1 - \cos\theta + 2\beta)^2},$$

Z 是原子序数， θ 是散射角， e 电子电荷， E 能量， β 原子屏蔽参数（描述核外电子云对 Coulomb 势的屏蔽效应），通常选取与原子序数 Z 及能量 E 有关的函数，当 $\beta=0$ 时，上式得到的结果与卢瑟福截面一致。

Mott 截面

屏蔽 Rutherford 公式的优点是它的简单解析性，缺点是近似程度差，特别是对于重原子和电子能谱学中的电子能量（keV 范围），Born 近似已不再成立。严格准确的微分弹性散射应该由相对论的 Dirac 方程导出，Mott 在 1929 年用散射问题的普遍方法（分波法）得到了相对论微分弹性散射截面的一般数学表达式

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2,$$

其中 θ 为散射角， $f(\theta)$ 和 $g(\theta)$ 为散射振幅，具体形式为：

$$f(\theta) = \frac{1}{2iK} \sum_l \left\{ (l+1) [\exp(2i\delta_l^+) - 1] + l [\exp(2i\delta_l^-) - 1] \right\} P_l(\cos\theta);$$

$$g(\theta) = \frac{1}{2iK} \sum_l \left[\exp(2i\delta_l^-) - \exp(2i\delta_l^+) \right] P_l^1(\cos\theta),$$

其中 $K = \sqrt{E^2 - m^2 c^4} / \hbar c$ 为电子波矢， $P_l(\cos\theta)$ 和 $P_l^1(\cos\theta)$ 分别为 Legendre 函数和第一阶缔合 Legendre 函数。 δ_l^+ 和 δ_l^- 分别为第 l 分波的自旋向上和自旋向下的相移，可以通过求解散射波函数的径向部分 Dirac 方程得到。

总弹性散射截面

微分散射截面对整个立体角的积分就是总散射截面。

$$\sigma_e = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \sin\theta \left\{ |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 \right\} d\theta$$

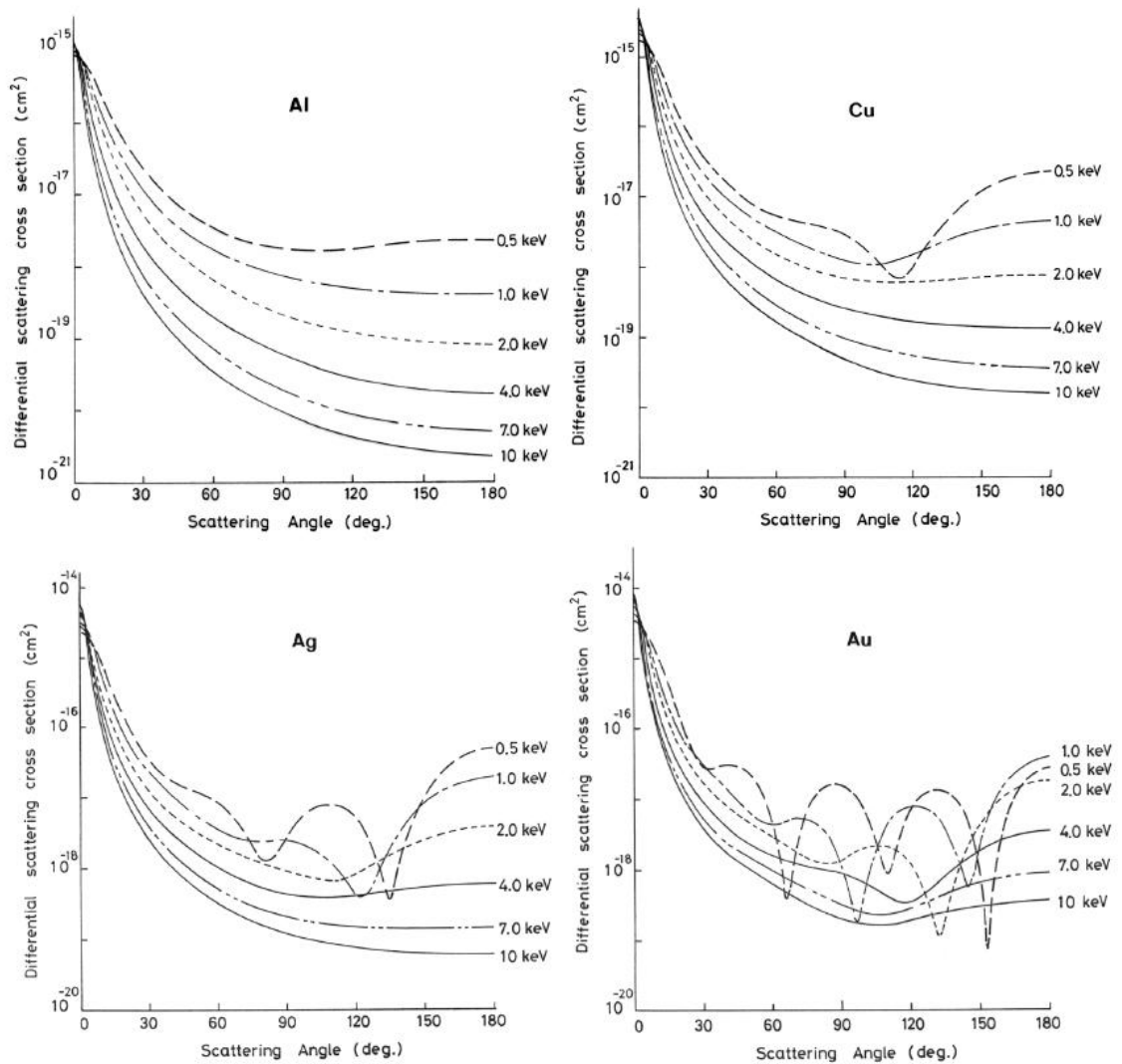


图 1 分波法计算的 Motto 弹性散射微分截面

图 1 给出了计算得到的一些元素的微分散射截面。对于重元素（比如金（Au））在能量为 4 keV 时微分散射截面中出现精细结构，随着能量降低，结构变得更为明显。但是对于铝（Al）元素来说，即使在能量低于 500 eV 时也为出现精细结构。

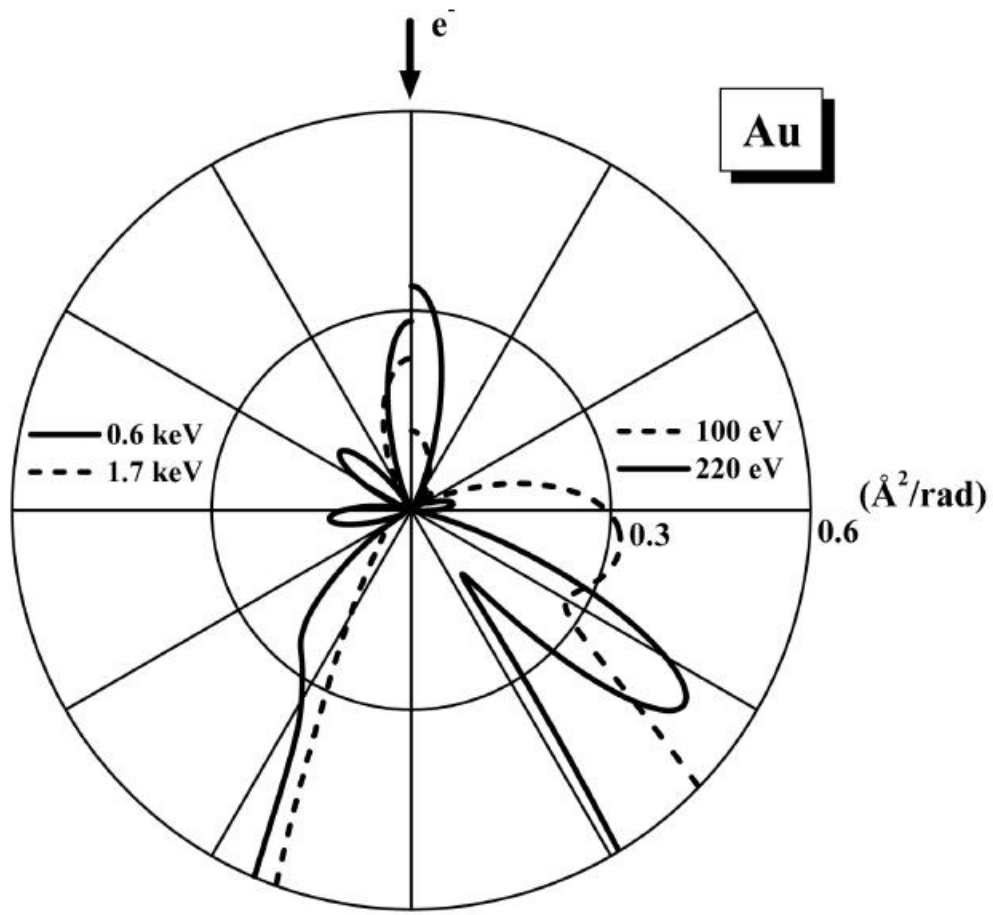


图 2 不同电子能量下 Au 元素的 Mott 弹性散射微分截面

图 2 显示的是极坐标下的微分截面。从图中可以看出存在一些叶结构，主要的叶结构是在向前散射方向上，还有一些对应大角度散射和背散射的边叶。这些结构是由于分波间的干涉造成的，并且当取大量分波后会消失。这就可以解释微分散射截面对于能量的依赖性，因为在低能时只有几个低阶的相移很明显，然而在高能时，更多的高阶相移仍然对微分截面具有很大的贡献。

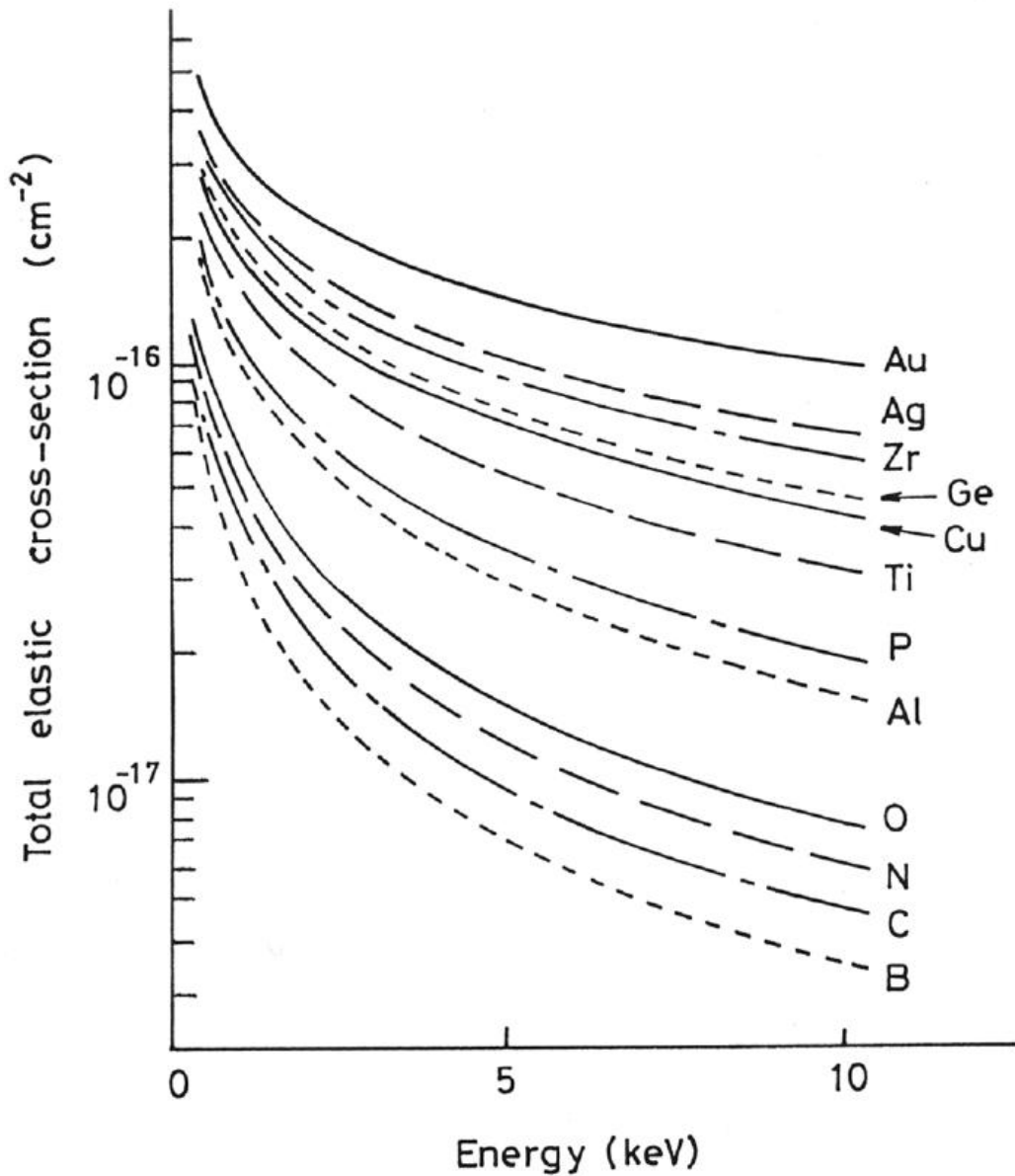


图 3 几种元素的总弹性散射截面随能量的变化关系

从图 3 中的计算结果可以发现，总散射截面随原子序数及能量的变化趋势一般是单调的，但是在低能量（10-100 eV）时，不再具备单调性。

Monte Carlo 模拟中需要知道散射角分布以及弹性平均自由程，其中散射角分布可以直接由归一化的微分截面给出（归一化因子即为总散射截面），而弹性散射平均自由程可以由总弹性截面给出，它表征的是电子在固体运动到下次弹性散射时经过的平均距离，其定义为：

$$\lambda_e = \frac{1}{N\sigma_e} = \frac{1}{\left(\frac{N_A\rho}{A}\sigma_e\right)}$$

其中， N 为原子数密度， N_A 为 Avogadro 常数， ρ 是材料的质量密度， A 为原子质量。对于大多数材料（如化合物和合金），总弹性散射平均自由程的倒数满足下面的简单关系：

$$\frac{1}{\lambda_e} = \sum_i \frac{C_i^a}{\lambda_e^i}$$

其中， C_i^a 代表的是 i 组分的原子百分比。

非弹性散射

电子的非弹性散射现象在电子能量损失谱、俄歇电子能谱和光电子能谱的分析中都占有非常重要的地位，所以在理论和实验方面都进行了深入研究。电子在材料内部运动时，非弹性散射主要表现为同价电子和内壳层电子的相互作用，这两种作用对应于电子能量损失的不同区域。当入射电子能量在 10-10 keV 时，它与材料发生的非弹性散射主要来自于电离（单电子激发，包括内壳层电子激发和价电子激发）和等离激元激发。其中，俄歇电子和光电子是在内壳层电子激发后的弛豫过程中产生的，且电离时入射电子的能量损失很大，电离截面有十分重要的地位。

Bethe 阻止本领

电子的非弹性散射平均自由程（Inelastic Mean Free Path (IMFP)）表示一定能量的电子在材料中运动时至下一次非弹性散射时经过的平均距离。它在表面能谱中具有着非常重要的意义，因为它表征了信号电子探测的表面深度范围。

同弹性散射平均自由程类似，第 n 种非弹性散射机制的非弹性散射平均自由程可以定义为：

$$\lambda_n = \frac{1}{N\sigma_n} = \frac{1}{\left(\frac{N_A\rho}{A}\sigma_n\right)}$$

其中 σ_n 是平均到每个原子的非弹性散射截面，而对固体材料中的非局域激发（如等离激元），可以直接由与介电函数相关的电子自能得到对应的非弹性散射平均自由程。总非弹性散射平均自由程为对所有非弹性散射机制的非弹性散射平均自由程求和：

$$\lambda_{in}^{-1} = \sum_n \lambda_n^{-1}$$

除非弹性散射平均自由程之外，还可以采用另外一个非常重要的物理量来描述材料中电子的非弹性散射，即阻止本领。它代表的是电子运动单位距离后能量损失的平均值，而非弹性散射平均自由程给出的仅是非弹性散射的碰撞几率。像非弹性散射自由程一样，阻止本领也与每一个非弹性机制相关，并由按能量损失为权重的单位体积的散射截面来决定。

Bethe 理论中，散射截面 σ_n 由各种频率 ω_n 的振子强度 f_n 决定，按照取权重平均并利用振子强度的求和规则 $\sum_n f_n = Z$ ，可以得到 Bethe 总阻止本领：

$$\left(-\frac{dE}{dS}\right)_{Bethe} = N \sum_n \int \hbar \omega_n d\sigma_n = \frac{2\pi e^4 NZ}{E} \ln\left(\frac{1.166E}{I}\right)$$

其中，平均电离能 I 的定义是， $Z \ln I = \sum_n f_n \ln(\hbar \omega_n)$ 。由于 Bethe 阻止本领公式形式简单，考虑各种不同非弹性散射机制的贡献的总和，可以简单应用于所有材料而无需再探究细致的激发过程，早期的 Monte Carlo 中得到了广泛应用。如果能够给出参数 I ，那么在高能区域 Bethe 阻止本领与实验数据符合的很好，通过对大量不同材料的参数 I 进行测量并拟合，可以得出仅依赖于原子序数的公式： $I = 9.76Z + 58.5Z^{-0.19} (eV)$

Monte Carlo 模拟中计算非弹性散射微分截面和非弹性散射平均自由程时主要采用 Penn 介电函数理论进行研究。介电函数描述了有大量相互作用的电子构成的介质对于外电荷的电场扰动所产生的效应。

如果不考虑相对论效应，非弹性散射微分平均自由程可以写为

$$\frac{d^2 \lambda_m^{-1}}{d(\Delta E) dq} = \frac{1}{\pi a_0 E} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\} \frac{1}{q}, \quad (5)$$

其中 λ_m 为电子的非弹性平均自由程， $\Delta E = \hbar \omega$ 为电子的能量损失， $\hbar q$ 为电子的动量转移， \hbar 为普朗克常数， a_0 为玻尔半径。 $\varepsilon(q, \omega)$ 为介电函数， $\text{Im}\{-1/\varepsilon(q, \omega)\}$ 为能量损失函数。能量损失函数可以由光学极限 $q \rightarrow 0$ ，即光学能量损失函数 $\text{Im}\{-1/\varepsilon(\omega)\}$ ，外推到 (q, ω) 空间得到。非弹性平均自由程可对上式积分得到

$$\lambda_{in}^{-1} = \int_0^{E-E_F} d(\Delta E) \int_{q^-}^{q^+} dq \frac{d^2 \lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E) dq}, \quad (6)$$

其中积分上下限 $\hbar q_{\pm} = \sqrt{2m}(\sqrt{E} \pm \sqrt{E - \Delta E})$ 是对于给定的能量 E 及能量损失 ΔE 能够满足能量动量守恒的最大和最小动量转移， E_F 为费米能。

电子与材料相互作用的 Monte Carlo 模拟

Monte Carlo 方法模拟的基本程序是将电子处理成为一个经典粒子，它的单步随机行走步长由总弹性截面决定，每次散射后都将作为另一步随机行走。散射时的角度和能量变化及随机行走步长均由相应的概率密度分布（散射截面）进行抽样获得。要准确的描述这种散射过程，首先必须从理论上给出散射截面，无论它是数值的还是解析的，建立 Monte Carlo 模型就是具体指定这些相关截面或等价物理量的计算方法。用 Monte Carlo 方法模拟电子在材料中的散射和输运过程的基本步骤和随机行走的模拟基本类似的，不同的是，这里所有物理量均需要由相应的截面抽样获得。一个电子的轨迹并不含有真实的物理意义，但是大量粒子轨迹的模拟来说，其统计结果应该在一定程度上描述了实验中的物理过程。

对于弹性散射事件，则电子能量维持不变，仅运动方向改变。散射角的抽样对于 Rutherford 截面公式，其抽样角度的表达式可以解析得到的。对于相对论性的 Mott 截面，需要将微分截面随角度变化的数值列表，然后由数值积分进行插值。

图中给出了 Monte Carlo 模拟电子散射事件过程的示意图。

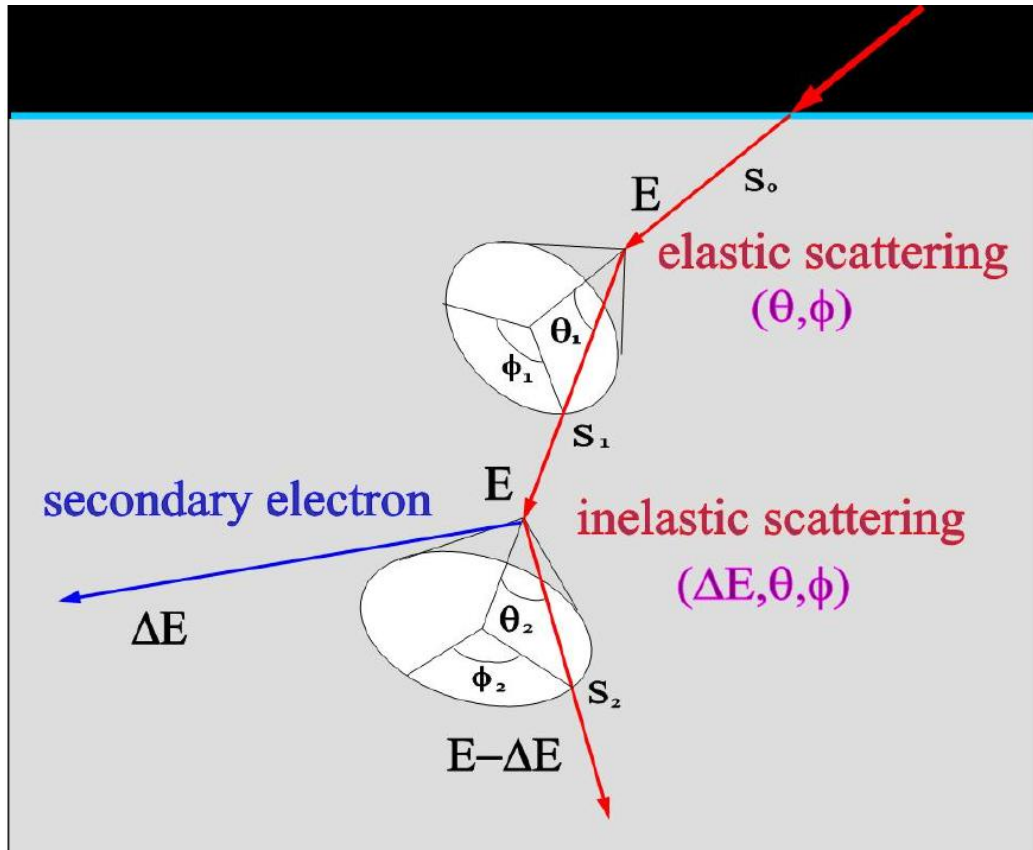


图 4 电子轨迹的 Monte Carlo 模拟示意图。

对于非弹性散射事件，可采用介电函数模型，则能量损失和散射角均需由相应的微分截面确定。可以认为散射电子的能量损失将转移到固体电子中，从而激发一个二次电子，它的能量是散射电子所损失的能量，运动方向由两体碰撞的动量守恒得到。通过反复追踪，最终形成大量二次电子的级联过程。一个 Monte Carlo 模拟计算需要追踪完所有入射到材料中的电子轨迹和在材料中产生的二次电子轨迹。

研究电子与固体材料的相互作用时，通过电子轰击材料可以获得电子与材料相互作用的一些信息。但是用于物理条件的限制，某些相互作用的具体过程难以明了，这就需要寻找其它方法以获得无法从实验中得到的信息。电子运输的 Monte Carlo 模拟是建立在对散射过程的随机描述之上的。利用 Monte Carlo 方法模拟电子在材料样品内的随机散射事件和运动，电子在固体内的运动用轨迹近似，即由连接多次散射点间的直线段构成，只要确定每次的散射空间位置，就可以得到电子的运动轨迹。下图给出了典型的 Monte Carlo 方法模拟的电子轨迹图。

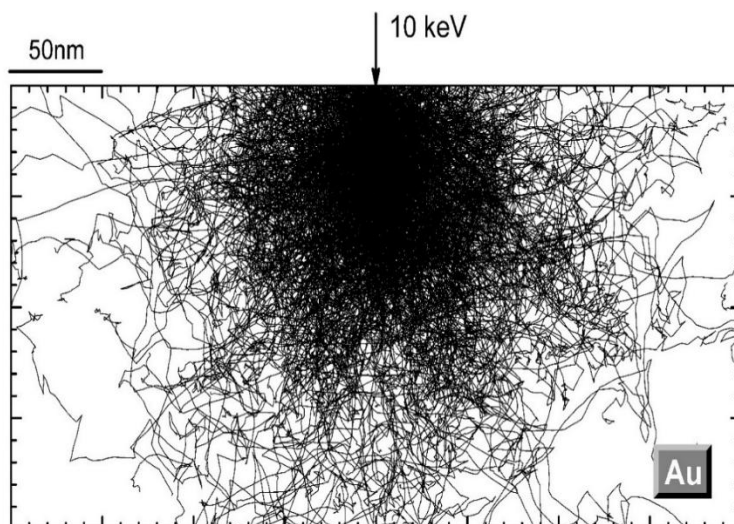


图 5 典型的 Monte Carlo 方法模拟的电子轨迹图。

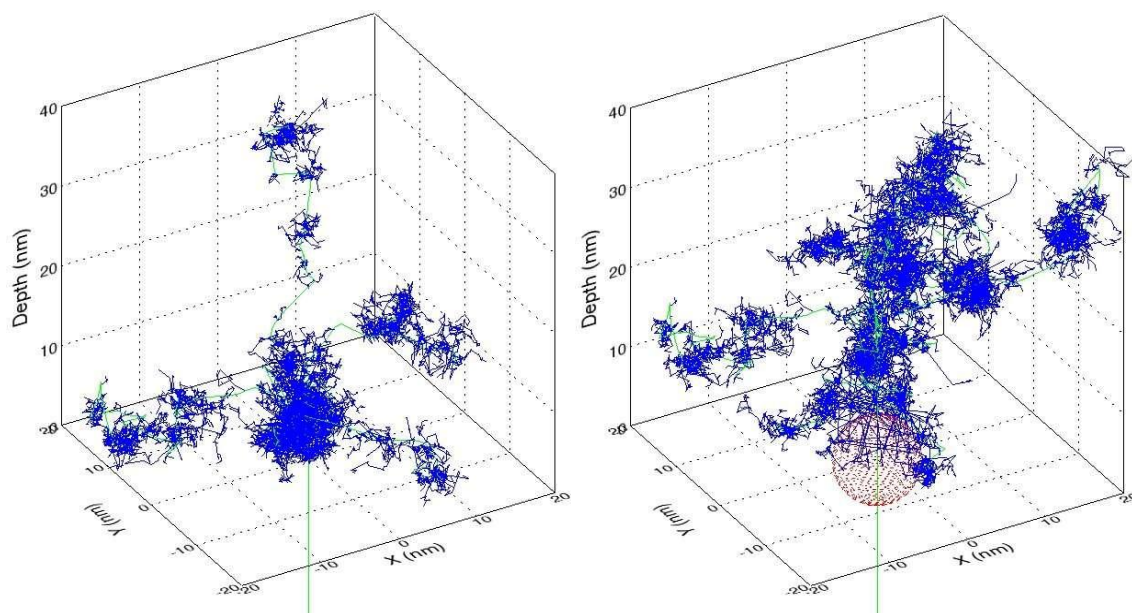


图 6 10 个 3keV 的入射电子垂直入射到材料为金的均匀基底和半径为 5nm 的空心球（红色）时入射电子（绿色）和二次电子（蓝色）的轨迹。

为了更为直观的了解电子与材料内部的相互作用，请查看[能量为 5 KeV 的特定数目的电子 90 度入射到金 \(Au\) 材料中的动态运行轨迹](#)（[超链接](#)）。

可以通过选择存储材料（Ag、Au、C、Si），入射电子能量（0.5、1、3、5、10 keV），入射角度（30、60、90），电子数目（10、100）查看不同情况下的静

态电子运行轨迹 ([超链接](#))。

弹性背散射电子角度-能量分布

弹性背散射电子能量未发生变化,其在输运过程中仅经受少数几次弹性散射便从材料表面逃逸。因此,弹性背散射电子出射角度分布在一定程度上可以反映微分弹性散射截面的信息。早期人们通常使用屏蔽 Rutherford 散射截面来描述固体中的弹性散射。

屏蔽卢瑟福散射截面可以在 Born 近似下通过求解薛定谔方程得到,优点是它的解析性,缺点是近似程度较差,特别是对于重原子和较低能入射电子, Born 近似不再成立。更加准确的弹性微分散射截面应该由相对论狄拉克方程导出。Mott 利用分波法求解狄拉克给出了相对论的微分散射截面。对于重原子和较低能入射电子,屏蔽卢瑟福截面与 Mott 微分截面在大角散射部分具有很大差异,前者随着散射角平滑变化,而后者通常在若干特定位置具有极大值分布,这是不同的散射分波干涉叠加的结果。

俄歇电子能谱 ($N(E)$ 或 $EN(E)$) 中,俄歇电子特征峰是叠加在由背散射电子和二次电子形成的本底之上,而这个背散射电子能谱可以分为两个部分,即真二次电子 (50 eV 以下) 以及背散射电子 (50 eV 以上) 部分。任意假定如下:背散射电子是由入射到材料中经过多次散射后再从表面逃逸出来的电子;二次电子是由入射电子在材料内部激发并由表面上逃逸的电子,实际上是无法从实验方法上在能谱中加以区别,只能通过理论估计,能量高区域背散射电子贡献大,能量低区域二次电子的比重大,定量讨论需要经过计算模拟。背散射电子能谱的特征如下:在入射电子能量出有一弹性峰,低能则为微弱的表面激发和体激发造成的能量损失峰,然后由多次非弹性散射形成的连续本底,最后在低能 (数 eV) 处是由级联二次电子形成的强峰。由于背散射电子的空间发射是有一定的角度分布的,背散射能谱还与探测器的空间配置和探测立体角有关,背散射电子能谱本底有一定的随材料的原子序数、加速电压和入射角变化的趋势。对于数十千电子伏特的入射电子,能谱本底较高能量段强度随原子序数增加而增加,这是因为弹性散射截面与原子序数的平方成正比,而低能端的二次电子谱本底部分几乎不随原子序数而变,在连续本底部分其谱型随能量而成指数型变化。

实验中，根据半球电子能量分析器的工作原理，合理设置内外半球电势，仅使出射能量等于入射能量的弹性背散射电子被探测。并改变样品平台与能量分析器之间的相对夹角位置，在多个角度位置测量相应出射强度，从而得到弹性背散射电子的出射角度分布。

通过 Monte Carlo 方法模拟可以很好地描述背散射电子角度-能量分布实验。
请参考实验指导进行实验。

二次电子和非弹性散射电子出射角度-能量分布

电子在非弹性散射中损失的能量被传递给材料中的原子，引起核外电子的激发，被激发的核外电子即是二次电子。发生非弹性散射之后，入射的初级电子依然有从材料表面出射的可能性，形成非弹性背散射电子。材料内部原子的价电子或内壳层电子可以在运动电子的非弹性散射中被激发成具有一定能量的自由电子，即为二次电子。二次电子在其输运过程中同样也可以激发出新的二次电子，从而形成二次电子激发的级联过程。由于级联过程的存在，二次电子的出射能量将会很低。能量低则易收集，由于二次电子对材料表面形貌十分敏感，同时从材料表面出射的二次电子较易被收集，因此二次电子常被用作扫描电子显微镜 (SEM) 的成像信号。然而，无论是二次电子的形貌敏感特性，还是其易收集特性，都与二次电子较低的能量分布紧密相关。因此，研究二次电子出射能量分布对更好地理解和使用 SEM 至关重要。

入射电子束在材料内部产生巨量的级联二次电子，从表面发射的二次电子只是其非常小的一部分，其它绝大部分通过非弹性散射中的能量损耗机制将能量降低到真空能级以下，最终被材料吸收。实际上，这些发射的级联二次电子对背散射电子本底具有重要贡献，特别是对 100 eV 左右的低能入射电子束，其背散射电子能谱中已经很难区分非弹性背散射电子与二次电子的贡献。对于二次电子发射现象，最重要的物理量应该是二次电子产额和背散射系数，相关数据可查阅数据库。这类电子的能量分布与造成电子能量损失或非弹性散射的物理机制紧密相关，如等离激元激发、带间跃迁等。从材料表面逃逸出来的信号电子在材料内部和表面附近经历了非弹性散射碰撞，从而造成谱线的能量畸变，形成谱线的非弹性散射本底，通过能量损失谱的分析可以深入理解电子与材料非弹性相互作用的

机理。与此相关的背反射电子能量损失谱 (REELS) 已成为表面分析的重要实验技术手段。

显然,半球电子能量分析器在测量二次电子和非弹性背散射电子的出射能量分布中依然扮演着重要角色。根据半球电子能量分析器的工作原理,连续改变内外半球电势,则不同出射能量处的信号二次电子或非弹性背散射电子的强度可被测量,从而获得电子能谱。

通过 Monte Carlo 方法模拟可以很好地描述二次电子和非弹性背散射电子角度-能量分布实验。**请参考实验指导进行实验。**

核心实验装置：半球电子能量分析器的介绍

电子能谱仪主要由六部分组成,分别是:激发源,能量分析器,电子检测器,进样系统,计算机控制接收与输出,真空系统。激发源分别为光子源、电子源和离子源。其中电子源是用于产生具有一定能量、一定能量分散、一定束斑和一定强度的电子束。产生电子束的类型:(1)热电子源,如钨丝、氧化物阳极和 **LaB₆** 灯丝等构成的电子枪。(2)场发射源,利用肖特基势垒,在一定电场作用下,发生隧道穿透效应,产生场发射。



图 7：半球型电子能量分析器外观图

电子能量分析器用于在满足一定能量分辨率，角分辨率和灵敏度的要求下，把不同能量的电子分开，析出某能量范围的电子，测量样品表面出射的电子能量分布。它是电子能谱仪的核心部件。在能量分析器前，电子透镜都对电子进行预减速，这是根据电子群在加速或减速时，不改变它们绝对能量分布的原理。

结构描述：

半球形电子能量分析器由两个半径分别为 R_2 ， R_1 的同心半球面组成，外球面电位 $-\frac{1}{2}\Delta V$ ，内球面电位 $+\frac{1}{2}\Delta V$ ，中部等电位面半径为 R_0 ，入口和出口端以 R_0 为中心点处形成狭缝。

工作原理图：

对应于同心半球内外二面的电位差值，只允许一种能量的电子通过，连续改变二面间的电势差值，就可以对电子动能进行扫描，获得电子强度与电子动能的关系—即能谱图。

电子能量为 E_0 以速度 V 进行入射时，受力情况为电场力(指向球心)使电子改变运动方向作圆周运动，设分析器通过能为 E_0 ，电子沿 R_0 作圆周运动，速度为 V ，则需向心力

$$f = m \frac{V^2}{R_0} \quad (1)$$

维持圆周运动的向心力是由电场提供的，其大小为

$$f = \varepsilon = e \cdot \Delta V \frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1} \cdot \frac{1}{R_0^2} \quad (2)$$

使电子保持在 R_0 轨道上运动的条件为 $f = \text{向心力}$ ，代入 (1) 和 (2) 式

$$e \cdot \Delta V \frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1} \cdot \frac{1}{R_0^2} = \frac{mv^2}{R_0}$$

两边消去 R_0 ，并代入 $R_0 = (R_2 + R_1)/2$ 和 $E_0 = \frac{1}{2}mv^2$

$$e \cdot \Delta V \frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1} \cdot \frac{2}{R_1 + R_2} = 2E_0$$

整理上式：

$$e \cdot \Delta V \frac{R_2 R_1}{R_2^2 - R_1^2} = E_0 \quad \Delta V = \frac{1}{e} \frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2 R_1} E_0 = \frac{1}{e} \left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right) E_0$$

令 $K = \frac{1}{e} \left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right)$ 为常数，则 $\Delta V = KE_0$

由上式可见：

通过分析器的电子能量由 ΔV 决定，对于一个特定的 ΔV ，只有 E_0 的电子能通过，大于 E_0 的电子被外球吸收，小于 E_0 被内球吸收；连续地改变 ΔV ，不同能量的电子依次通过分析器，便获得电子能谱图。

分辨率：

$$R = \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\omega}{R_0} + \frac{\alpha^2}{4}$$

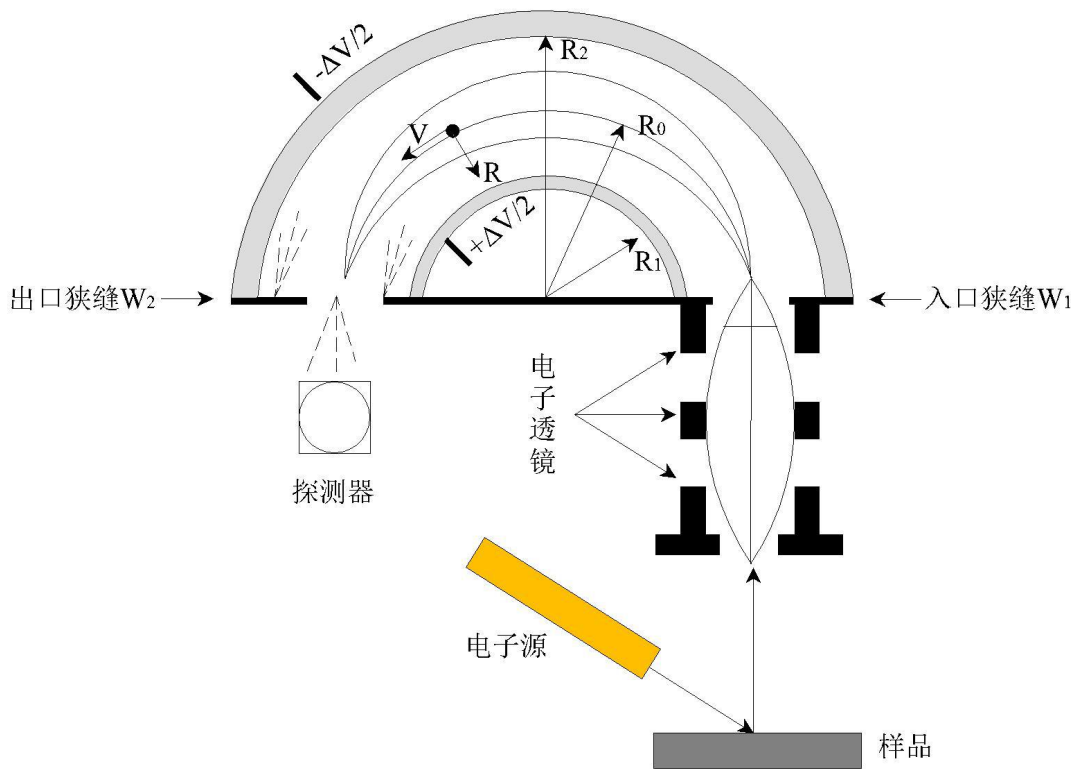


图 8：半球型电子能量分析器结构示意图

其中 ω 为入口和出口狭缝的平均宽度， α 为入射角；通常 $\alpha^2 \approx \frac{\omega}{2R}$ ，即 $R = 0.63 \frac{\omega}{R_0}$

可见，入射狭缝越宽，分辨率下降。

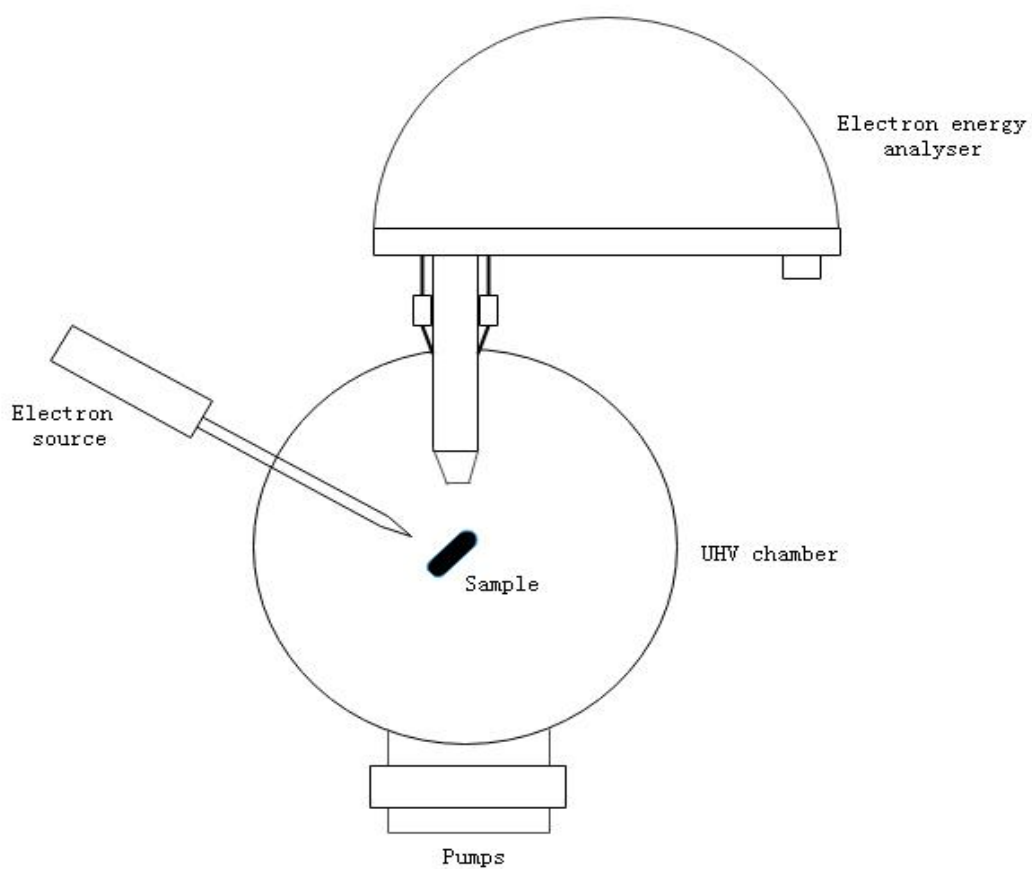


图 9：采用半球型电子能量分析器的仪器结构示意图

参考资料：

1. 黄惠忠 等编著《表面化学分析》第十章（丁泽军、张增明），上海：华东理工大学出版社。