

大学物理学自习丛书

原子物理学

知识出版社

大学物理学自习丛书

原子物理学

神承复 陆汉忠 唐静娟 编
卢鹤绂 审阅

知 识 出 版 社

1986·4·上海

大学物理学自习丛书

原子物理学

神承复 陆汉忠 唐静娟 编

卢鹤绂 审阅

知识出版社出版

(上海古北路650号)

新华书店上海发行所发行 江苏兴化印刷厂印刷

开本 787×1092 毫米 1/32 印张 21 插页 1 字数 461,000

1986年8月第1版 1986年8月第1次印刷

印数: 1—5,000

书号: 13214·1018 定价: 3.25元

出版说明

本社计划出版一套《大学物理学自习丛书》，分力学、光学、电磁学、热学及原子物理学等分册。本书是原子物理学分册。

无论有机会升入大学进行正规学习的学生，还是有志于自学大学物理学课程的广大读者，都需要进行不同程度的自习。

本原子物理学分册系由复旦大学物理二系教师神承复、陆汉忠、唐静娟编写的。书中每章分“提要”和“解题”两部分。“提要”除对课程的内容提纲挈领、举其要点外，还包括基本公式、例题示范和对内容重点、难点的分析。“解题”则依据所引的理论对习题加以运算，使读者既可熟悉理论与实际运算的联系，又可明了各种解题的技巧，由此及彼，由表及里，收举一反三的效益。同时，由于原子物理学在自然科学领域内应用日益广泛，也介绍了一些背散射、质子荧光分析、核反应、束箔光谱学及放射性的应用，等等。并适当编入一些在一般教科书中难以找到的公式推导。在具体计算方面，采用了欧美最近流行的非标准单位制，尽量运用复合物理常数，简化运算的手续。

本书在编写过程中，经过卢鹤绂教授仔细审阅了“提要”部分，并作了许多订正。

本书责任编辑郭明达

知识出版社

1984年1月

目 录

第一章	原子的核式结构	1
第二章	玻尔的氢原子理论	60
第三章	量子力学简介	112
第四章	碱金属原子和电子自旋	181
第五章	多电子原子	233
第六章	在磁场中的原子	279
第七章	原子的壳层结构和元素周期表	355
第八章	X 射线	382
第九章	分子结构和分子光谱	439
第十章	原子核	488
第十一章	放射性及其应用	551
第十二章	基本粒子	622

第一章 原子的核式结构

提 要

1. 原子物理学研究的对象

人们在认识各种物质的性质时，总是首先研究日常生活中经常接触到的物质。随着科学技术和生产的发展，人们的认识不断地扩大和深化，一方面向着宇宙的深处发展，去研究太阳、银河系等遥远的庞然大物；另一方面则朝着微观世界发展，去研究分子、原子、原子核和粒子等等。原子物理学主要是研究原子的结构和性质，就广义来说，这是研究物质微观结构的一门科学。只有深入研究物质的微观结构，才能更好地揭示许多宏观现象与规律的本质，从而使人们对物质世界有更深入的比较统一的认识。

2. 原子的大小和质量

科学的发展证实了原子的存在。虽然原子是可以再分割的，但它是保持元素基本特性的最小微粒。从晶体的密度和原子的质量可以求得原子大小的数量级。经测定其直径为 10^{-8} 厘米数量级。人们习惯于用埃作为描写原子大小的单位，各种原子的大小不同，但都具有相同的数量级——埃(以符号 $\text{\AA}$ 表示)。

$$1 \text{ 埃}(\text{\AA}) = 10^{-8} \text{ 厘米} = 10^{-10} \text{ 米}$$

例 1. 将体积为 1 毫米³的油滴在水面上，发现油膜能扩展的最大面积约为 2 米²。试估计油分子的直径。

解：油膜不能无限扩展的原因是由于油膜厚度不能小于油分子的直径。由此可以估计油分子的直径 d ：

$$d \sim \frac{V}{S} = \frac{1 \text{ 毫米}^3}{2 \text{ 米}^2} = 5 \times 10^{-10} \text{ 米} = 5 \text{ 埃}$$

此试验说明这种油分子的大小为埃($\text{\AA}$)数量级。

一个原子的质量是非常微小的。通常不以克或千克为单位，而是采用原子质量单位(以 u 表示)。原子质量单位的定义是：

$$1u = {}^{12}\text{C 原子质量的} \frac{1}{12}$$

这种原子质量单位叫做碳单位。各种原子的质量是不同的，在碳单位中，一个 ${}^{12}\text{C}$ 原子的质量定为 $12.000000u$ 。以此作为原子量的标准，其他原子的质量都同 ${}^{12}\text{C}$ 比较，从而定出它们的相对质量，即原子量。例如：氢的原子量是 1.0079 ；氧的原子量是 15.999 。

按照阿伏伽德罗定律，1 摩尔原子的任何元素均含有 6.022×10^{23} 个原子(此即阿伏伽德罗常数 N_A)。根据定义，原子质量单位与克或千克单位之间的关系是：

$$1u = \frac{12(\text{克})}{N_A} \times \frac{1}{12} = \frac{1}{6.022 \times 10^{23}} (\text{克})$$

$$= 1.66 \times 10^{-24} (\text{克}) = 1.66 \times 10^{-27} (\text{千克})$$

所以，知道了原子量 A ，即可求出一个原子质量的绝对值 M_A

$$M_A = A \cdot u$$

如：氧原子的质量 $M = 15.999 \times 1.66 \times 10^{-27} (\text{千克}) = 2.66 \times 10^{-26} (\text{千克})$ 或 $2.66 \times 10^{-23} (\text{克})$ 。

3. 原子核式模型的提出—— α 粒子的散射实验

1897 年英国物理学家 J. J. 汤姆逊 (Thomson) 发现电子

以后，知道电子是一切原子的组成部分，但原子是呈电中性的。因此，在1903年汤姆逊首先提出了第一个原子结构模型，他设想原子是由一个正电均匀分布其中的胶体和在其内部浮动着若干电子所组成，原子内部正、负电荷量相等。人们形象化地称它为葡萄干面包模型或西瓜模型。当时汤姆逊模型似乎能归纳一些实验结果，但是在进行电子和金属膜的散射实验中，发现高速电子很容易穿透原子，它说明原子不象实体球，用汤姆逊模型很难解释；而完全否定汤姆逊模型的实验事实还是 α 粒子的大角散射。卢瑟福(E. Rutherford, 汤姆逊的学生)和他的合作者为确证汤姆逊模型进行了 α 粒子散射实验。当一束平行的 α 粒子射向金属薄膜时，观察到大多数 α 粒子穿过薄膜后与原来的运动方向偏离不多，即散射角很小；但有约 $\frac{1}{8000}$ 的 α 粒子散射角大于 90° ，有的甚至被反射回来。

根据汤姆逊模型预料 α 粒子的散射角是非常小的，大于 90° 的大角散射几率仅约 10^{-3500} ，这使汤姆逊模型陷入困境。

在这实验的基础上，卢瑟福于1911年大胆地提出了新的原子模型——原子的核式模型，认为原子中的正电荷集中在体积很小但带有几乎全部原子质量的原子核上。在核外只有电子存在于真空之中。他根据这个核式模型提出了 α 粒子散射理论，完满地解释了 α 粒子散射实验。从此，原子的核式结构很快被人们所承认。

实验表明，原子核的大小具有 10^{-15} 米数量级，因此常用费米(fm)作单位，1费米(fm) = 10^{-5} 埃($\text{\AA}$) = 10^{-13} 厘米 = 10^{-15} 米。

4. 卢瑟福散射理论

α 粒子轨迹 按卢瑟福模型，原子核是一个带正电的

近乎点状的重粒子，当外来带正电荷的点状重粒子射入靶材料(金属薄膜)时，由于它同核之间有库仑力的作用，粒子将沿着双曲线轨迹(参见习题 1-2)偏离原来的入射方向而散射出去。原子中的电子很轻，几乎不影响入射重粒子的运动(详见习题 1-25)。

散射角和瞄准距离的关系 设有一初始速度为 v 的带电粒子，射到一个原子核附近时，带电粒子将受库仑力的作用而改变原来的运动方向。由于库仑力是有心力，带电粒子的角动量始终垂直于初速 v 和原子核构成的平面。换言之，带电粒子只能在上述平面内运动，故选用平面极坐标描述带电粒子的运动。取靶核为极点 O ，粒子轨迹的对称轴为极轴 OO' ，如图 1-1 所示。带电粒子的散射角 θ 和瞄准距离 b 之间的关

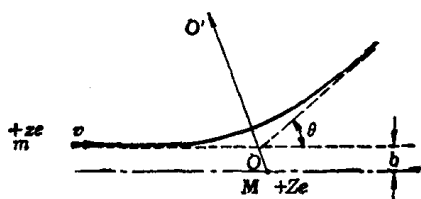


图 1-1 带电粒子在核库仑场中的散射

系满足于库仑散射公式(参见习题 1-3)

$$b = \frac{a}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (1-1)$$

式中 b 为原子核离带电粒子原运动方向的垂直距离，

$$a = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_K}$$

上式中 e 为电子电荷；

ϵ_0 为真空介电常数；

z 和 Z 分别为带电粒子和靶核的电荷数 ($z > 0$)；

$E_K = \frac{1}{2} mv^2$ 为带电粒子的初始动能。

参量 a 的定义表明,它具有长度量纲,且当带电粒子距离原子核 a 时,其库仑势能 $\left. \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right|_{r=a}$ 等于初始动能 E_K 。

例 2. 能量为 5 兆电子伏的 α 粒子被银原子核 ($Z=47$) 散射,当散射角分别为 $60^\circ, 90^\circ, 160^\circ$ 时瞄准距离各为多少?

解: 式 (1-1) 中参量 $a \equiv \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_K}$, 将 $z=2$, $Z=47$, $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44 \text{ (MeV} \cdot \text{fm)}$, $E_K = 5 \text{ (MeV)}$ 代入得

$$a = \frac{2 \times 47 \times 1.44 \text{ (MeV} \cdot \text{fm)}}{5 \text{ (MeV)}} = 27 \text{ (fm)}$$

瞄准距离

$$b = \frac{a}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = 13.5 \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \text{ (fm)}$$

当 $\theta_1 = 60^\circ$ 时, $b_1 = 13.5 \times \operatorname{ctg} 30^\circ = 23.4 \text{ (fm)}$;

$\theta_2 = 90^\circ$ 时, $b_2 = 13.5 \times \operatorname{ctg} 45^\circ = 13.5 \text{ (fm)}$;

$\theta_3 = 160^\circ$ 时, $b_3 = 13.5 \times \operatorname{ctg} 80^\circ = 2.4 \text{ (fm)}$ 。

将计算结果表示于图 1-2 中,可见散射角越大,则瞄准距离越小。

式(1-1)成立的假设条件是 i) 只有库仑相互作用; ii) 单

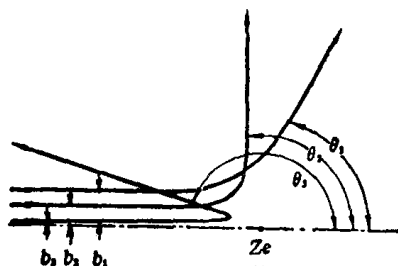


图 1-2 散射角和瞄准距离的关系

次散射;iii)忽略核外电子的作用;iv)靶核由于较重可视为不动,只有当靶核质量远大于带电粒子的质量时,才可忽略靶核的反冲。

当靶核的反冲不可忽略时,需用质心坐标系*中的库仑散射公式:

$$b = \frac{a_c}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta_c}{2} \quad (1-2)$$

式中 θ_c 为质心坐标系中的散射角; $a_c \equiv \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_c}$, 其中 $E_c = \frac{1}{2}\mu v^2$, $\mu = \frac{mM}{m+M}$ 称为折合质量。

散射截面 微观粒子之间发生某种相互作用的几率大小常用“截面”来量度。以 α 粒子和靶核作用发生散射为例,若有 n 个 α 粒子入射到面积为 1 厘米² 的靶上,靶内单位体积中的原子数为 N (厘米⁻³),厚度为 t (厘米),散射到某个立体角范围内的 α 粒子数为 n' ,显然 n' 和入射粒子数 n 以及单位面积靶内的原子数 Nt 成正比,记为

$$n' = \sigma n N t \quad (1-3)$$

式中比例系数为 σ 。改变式(1-3)的形式可得散射几率

$$\eta \equiv \frac{\text{散射粒子数 } n'}{\text{入射粒子数 } n} = \sigma N t \quad (1-4)$$

从上述两式可知

$$\sigma = \frac{n'}{n} / N t = \eta / N t \quad (1-5)$$

它标志着散射几率的大小。式中各物理量的量纲式为: $\left[\frac{n'}{n}\right] = 1$, $[N] = l^{-3}$, $[t] = l$, 因此 $[\sigma] = l^2$, 即 σ 具有面积量纲,故称之为“截面”。通常截面以靶 (barn, 符号 b) 或毫靶 (mb)

* 质心坐标系与实验室坐标系的关系见理论力学中的有关叙述。

为单位。1 靶 = 10^{-24} 厘米², 1 毫靶 = 10^{-27} 厘米²。

从式(1-5)可以看出, Nt 为单位面积靶内所含的靶原子数, 则 σ 表示每个靶原子对散射几率的贡献。设靶中每个原子占据一定的几何面积 S , 但是又可以形象化地认为每个靶原子都有一个面积为 σ 的小盘(通常 $\sigma < S$), 入射粒子只要射到这样的小盘上, 便散射到该立体角范围之内, σ 称为原子的散射截面(或有效散射截面)。

若散射方向限于极小的立体角 $d\Omega$ 范围内, 则相应的散射截面记为 $d\sigma$ 。定义微分散射截面为

$$\sigma(\theta, \varphi) \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1-6)$$

表示散射到 (θ, φ) 方向单位立体角内的散射截面。立体角的单位为球面度(记为 sr)。通常散射仅依赖于散射方向和入射方向的夹角 θ , 而不依赖于 φ , 便将微分散射截面记为 $\sigma(\theta)$ 。

将微分散射截面对各种可能的方向积分, 便得到总散射截面

$$\sigma_{\Sigma} = \int_0^{\pi} d\theta \int_0^{2\pi} \sigma(\theta, \varphi) d\varphi$$

$$\text{或} \quad 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) d\theta \quad (1-7)$$

它表示一个入射粒子被散射到各个方向的几率总和。

例 3. 若在 10 分钟内垂直入射到金靶上的 α 粒子数为 $n = 1 \times 10^{12}$ 个, 在离 α 粒子入射线成 $\theta = 150^\circ$ 的方向上, 离金靶距离 $r = 10$ 厘米处放一个面积 $S = 5$ 毫米² 的计数器, 测得散射的 α 粒子数 $n' = 3.6 \times 10^4$ 个, 已知单位面积金靶所含金原子数 $Nt = 3 \times 10^{18}$ / 厘米²。试计算散射几率、散射截面和微

分散射截面。

解：在同一时间间隔内测得的散射 α 粒子数 n' 和入射 α 粒子数 n 之比即为散射几率，于是

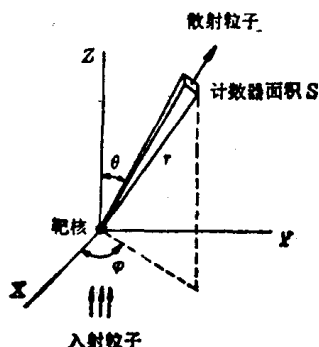
$$\eta = \frac{n'}{n} = \frac{3.6 \times 10^4}{1 \times 10^{12}} = 3.6 \times 10^{-8}$$

散射截面即每个金原子对散射几率的贡献，由式(1-5)可知

$$\sigma = \frac{\eta}{Nt} = \frac{3.6 \times 10^{-8}}{3 \times 10^{18} / \text{cm}^2} = 1.2 \times 10^{-26} \text{cm}^2 = 12 \text{毫靶}$$

一个锥面所围成的空间部分称为“立体角”，其大小等于

以锥的顶点为心，半径为1的球面被锥面所截得的面积。本题中计数器对金靶所张的立体角如图1-3所示。



$$\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{0.05 \text{cm}^2}{(10 \text{cm})^2} = 5 \times 10^{-4} (\text{球面度})$$

所以在 $\theta = 150^\circ$ 的方向上微散射

图1-3 计数器对靶所张的立体角 分截面

$$\sigma(\theta, \varphi) \Big|_{\theta=150^\circ} = \frac{\sigma}{\Omega} = \frac{1.2 \times 10^{-26} \text{cm}^2}{5 \times 10^{-4} \text{sr}} = 2.4 \times 10^{-23} \text{cm}^2/\text{sr} = 24 \text{b/sr} (\text{靶/球面度})$$

卢瑟福散射公式 库仑散射公式(1-1)表示带电粒子对靶核的瞄准距离 b 和散射角 θ 的关系。随着 b 的减小， θ 单调增大，因此瞄准距离小于或等于 b 的带电粒子，其散射角必定大于或等于 θ ，如图1-4所示。半径为 b 的小圆盘的面积 πb^2 称为散射角 $\geq \theta$ 的散射截面，可表示为

$$\sigma(\text{散射角} \geq \theta) = \pi b^2(\theta) \quad (1-8)$$

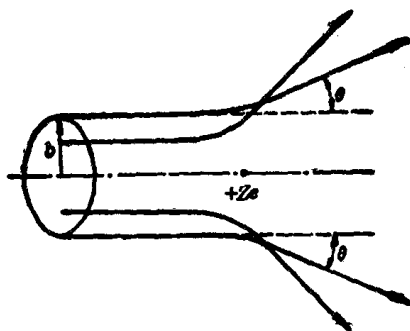


图 1-4 散射角 $\geq \theta$ 的散射截面

式中 b 和 θ 满足式(1-1).

对式(1-8)微分,便得到带电粒子散射角在 θ 和 $\theta + d\theta$ 之间的一个圆锥壳内的散射截面

$$d\sigma = 2\pi b |db| \quad (1-9)$$

该圆锥壳相应的立体角 $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, 利用式(1-1)给出的关系, 可得微分散射截面

$$\sigma(\theta) \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} = b \left| \frac{db}{d\theta} \right| \sin\theta = \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-10)$$

于是散射截面

$$d\sigma = \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-11)$$

这就是著名的卢瑟福散射公式。

式(1-8)~(1-11)中各量的含义及成立条件与式(1-1)相同。

例 4. 能量为 3 兆电子伏的质子受银原子核的作用而散射, 试计算后向 ($\theta \geq 90^\circ$) 散射截面和 $\theta = 90^\circ$ 附近的微分散射截面。

解: 式(1-8)~(1-11)中的参量 $a = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_K}$, 将 $z=1$, $Z=47$, $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm} = 1.44 \times 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$, $E_K = 3 \text{ MeV}$ 代入得

$$a = \frac{1 \times 47 \times 1.44 \times 10^{-13}}{3} (\text{cm}) = 2.26 \times 10^{-12} \text{ cm}$$

利用式(1-8)和式(1-1), 后向散射截面可计算如下:

$$\begin{aligned} \sigma(\text{散射角} \geq 90^\circ) &= \pi b^2 = \pi \left(\frac{a}{2} \operatorname{ctg} \frac{90^\circ}{2} \right)^2 = \frac{1}{4} \pi a^2 \\ &= \frac{1}{4} \pi \times (2.26 \times 10^{-12} \text{ cm})^2 = 4.0 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 = 4.0 \text{ 靶} \end{aligned}$$

将 $a = 2.26 \times 10^{-12} \text{ cm}$, $\theta = 90^\circ$ 代入式(1-9), 得微分散射截面

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) \Big|_{\theta=90^\circ} &= \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{90^\circ}{2}} = \left(\frac{2.26 \times 10^{-12} \text{ cm}}{4} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 45^\circ} \\ &= 1.28 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{sr} = 1.28 \text{ b/sr (靶/球面度)} \end{aligned}$$

当靶核反冲不可忽略时, 需用质心系中的散射截面, 它们的形式和式(1-8)~(1-11)相同, 只要将 θ 和 E 改为质心系中的 θ_c 和 E_c 即可。

式(1-10)给出的微分散射截面当 $\theta=0$ 时成为发散, 并且将它代入式(1-7)所得总散射截面也是发散的, 这和散射几率 $\eta \leq 1$ 发生了矛盾, 实际上靶中原子核并非是裸体的, 而是有电子屏蔽着。如果考虑到核外电子的屏蔽作用, 则由量子力学方法给出的微分散射截面为*

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{1}{\left(\sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\hbar^2}{4M^2 v^2 r_0^2} \right)^2} \quad (1-12)$$

* 周世勋编:《量子力学》第271页, 上海科学技术出版社, 1961年。

式中 $\hbar \equiv \frac{h}{2\pi}$ (h 为普朗克常数); r_0 为电子屏蔽半径, 其它符号均同前。由此式可见, 当 θ 较大时, 含 r_0 的一项可忽略, 由于散射发生于原子核附近, 核外电子不起屏蔽作用, 式(1-12)可简化为式(1-10)。而当 θ 很小时, 散射粒子离原子核较远, 核外电子的屏蔽作用显著, 这时应该采用式(1-12)。若将量子力学结果代入式(1-7), 将会得到总散射截面不再发散的合理结果。

薄靶散射几率 卢瑟福散射公式(1-11)给出了单位面积靶内一个原子使带电粒子散射到 $\theta \sim \theta + d\theta$ 之间(一个圆锥壳内)的几率。可以想象每个靶原子具有一个小截面 $d\sigma$, 通常 $d\sigma$ 比一个原子的几何面积小得多。只有当入射粒子打中 $d\sigma$ 时, 才散射到上述圆锥壳内。厚度为 t 的单位面积薄靶内的原子总数为 Nt , 对于薄靶所有原子的这些小截面总和 $Ntd\sigma \ll 1$ 。这就意味着, 薄靶所含的原子层数不太多, 以致各层靶原子的这些小截面前后相互不遮蔽。也就是说只考虑单次散射。于是可将各个靶原子对于带电粒子的散射看作独立事件, 因而薄靶散射几率等于各个靶原子对散射几率贡献的总和。在实验中, 入射粒子聚成细束, 打在靶上可看作一点, 如图 1-3 所示。从宏观上看, 可认为靶核几乎都集中于坐标原点(称为散射中心), 计数器对它们所张的立体角相同。所以将式(1-11)扩大 Nt 倍即表示薄靶的散射几率。这就是薄靶使入射的带电粒子散射到 θ 和 $\theta + d\theta$ 之间的立体角 $d\Omega$ 内的几率

$$\frac{dn}{n} = Ntd\sigma = Nt \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-13)$$

式中 N 为靶材料的原子浓度(原子数/米³ 或原子数/厘米³);

Nt 为单位面积薄靶中的原子数;

n 为入射粒子数;

dn 为散射到 θ 角附近的立体角 $d\Omega$ 内的粒子数。

5. 近核点距离(参阅绪编*第 17 页)

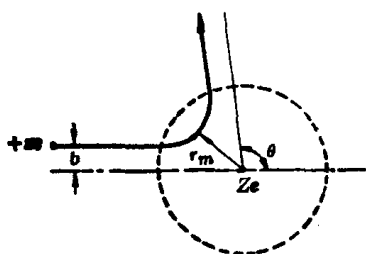


图 1-5 带正电的粒子在散射过程中的近核点距离

如图 1-5 所示, 散射过程中, 带正电 ze 的粒子离靶核的最近距离可由下式表示 (参见习题 1-19)

$$r_m = \frac{a}{2} \left(\csc \frac{\theta}{2} + 1 \right) \quad (1-14)$$

当 $\theta = \pi$ 时, 即对心碰撞 ($b = 0$) 时

$$\min r_m = a$$

可见, a 的物理意义是对心碰撞时粒子和靶核之间的最近距离。

6. 考虑到原子物理学的特点, 我们采用非标准单位制。并用恰当的单位给出某些常数。例如:

(1) $hc = 12.4 \times 10^3 \text{ eV} \cdot \text{\AA}$ (电子伏·埃);

(2) $\hbar c = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ (兆电子伏·费米);

(3) $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$

式中 MeV (兆电子伏) $= 1.602 \times 10^{-13}$ 焦耳, $\text{fm} = 10^{-15}$ 米;

(4) 原子质量单位

$$1 u = 931.5 \text{ MeV}/c^2$$

式中 c 为光速;

* 褚圣麟编:《原子物理学》,人民教育出版社,1979年。(下同)