

重离子生物效应研究中的一些基本物理问题

卫增泉

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 从原子物理学理论出发, 论述了重带电粒子(重离子)与生物介质相互作用的某些物理过程, 对重离子生物效应研究中主要涉及的一些基本物理问题进行了讨论。它们是: 重离子的能量损失; δ 电子的发射; 电子输送和径迹晕(或阴影); 浓缩相效应和径迹芯。

关键词 重离子 生物效应 能量损失 δ 电子 浓缩相 径迹晕和芯

1 前言

重离子生物效应研究是辐射生物学研究中新派生出来的一个分支, 近几十年随着重离子束源的不断发展, 该领域的研究也更加深入。由于这项研究内容主要涉及到了生物学与物理学, 要想建立一些新的理论, 改进一些旧的观念, 发展一些先进的技术和方法, 都必须依靠这两门学科的交叉、渗透与融合, 才可能获得基础研究中的某些突破, 创造更大的价值。

根据重离子生物效应研究中关键的基本物理概念、物理规律和物理参数, 进行讨论。

2 重离子的能量损失

2.1 剂量与传能线密度(LET)的关系

在介质中由荷能离子沉积的剂量是由穿过的离子数目与每个离子的 LET 确定的

$$D[\text{Gy}] = 1.6 \times 10^{-9} \times \text{LET}[\text{keV}/\mu\text{m}] \cdot F[\text{p}/\text{cm}^2] \times \frac{1}{\rho} [\text{cm}^3/\text{g}] \quad (1)$$

式中, $\text{LET} = dE/dx$ 是传能线密度并等于能量损失率 dE/dx (也称阻止本领), F 是离子流, ρ 是介质密度, 对水为 $1\text{g}/\text{cm}^3$ 。

(1) 式适用于生物靶的尺度大于每个径迹的直径, 且在离子通过生物靶期间 LET 没有大的改变, 即属径迹分段情况。对单核能为几个 MeV 的离子, LET 的变化很大。所以

只有非常薄的生物靶, 象单层细胞或薄的 DNA 膜才能用作径迹分段实验。对于几百 MeV/u 的高能离子, 甚至较厚的靶也能认为是径迹分段情况。在厚样品时, 当它等于或大于恒定 LET 的径迹长度时, LET 值必须求平均。然而, 使用平均值而不是分布函数, 就会引入较大的误差, 特别是当分布很宽且不对称, 生物响应函数又是非线性时, 误差会更大些。所以, 在辐射生物实验中, 为了保证数据的正确性, 总是应当考虑径迹分段的条件。

2.2 能量和速度的关系

在计算生物效应有关的物理参数(如 LET)时, 经常要使用到离子的速度, 然而一般情况下给出的是能量, 它们之间的关系是: 在非相对论能量内, 离子能量 E 与速度 v 的关系为 $E = mv^2/2$ (m 为离子质量), 这时离子速度若以光速表示 $\beta = v/c$, 便有

$$\beta^2 = v^2/c^2 = \frac{mv^2}{mc^2} = \frac{2E_{\text{动}}}{E_0} \quad (2)$$

式中, $E_0 = mc^2$ 是离子具有的静止能量, 对于核子数为 A 的离子, $E_0 = A \times m_p c^2 = A \times 935\text{MeV}$, m_p 为质子质量, 当引入单核能 $E_{\text{单}} = E_{\text{动}}/A$ 时, (2) 式可变为

$$\beta^2 = 2 \times E_{\text{单}} / 935 \quad (3)$$

对于相对论能量, 这个表达式不正确, 这时 β 的相对论表达必须采用

$$\beta^2 = (E^2 - m^2 c^4)/E^2 \quad (4)$$

这里, 总能量 $E = E_{\text{动}} + E_0$, 再引入单核能 $E_{\text{单}}$,

并用质子质量与核子数的乘积代换离子质量，即 $m = m_p A$ ，便有

$$\beta^2 = [(E_{\text{总}} + 935)^2 - 935^2]/(E_{\text{总}} + 935) \quad (5)$$

上述所引的 $E_{\text{总}}$ 单位均为 MeV/u。应当指出，重离子径迹半径是由其速度决定的，而速度仅依赖于单核能，与离子的质量或原子序数都无关，具有相同单核能的离子有着相同的速度。这是在辐射生物学能量损失计算中采用单核能而不是总能量的主要原因。

2.3 速度与电荷态的关系

离子速度是支配阻止过程的主要参数，它首先决定着自己的电荷态，其次还决定着离子与靶之间相互作用机制的类型。

如果离子速度大于它自己电子的轨道速度，则离子的电子将由于与靶相互作用而剥离掉。因为弱束缚的外层电子在离子速度比较低时就被剥离，因而内层较高速度的电子在相互作用中涉及的更多些。若离子速度比最内层(k 壳层)的电子轨道速度还大，则所有电子就被剥离，这时在碰撞过程中离子的有效电荷就为原子核的正电荷。作为速度函数的有效电荷经常采用 Barkas 等人得到的表达式来近似，通常表示为

$$Z_{\text{有效}} = Z[1 - \exp(-125\beta Z^{-2/3})] \quad (6)$$

式中， Z 是离子的原子序数。

2.4 电子阻止本领

当离子速度大于靶电子速度(主要是外层电子)时，离子将主要通过这些电子的游离和激发来损失其动能，这时重要的阻止机制是电子能量损失。

最早由 Bohr 对低能、高能离子采用经典方法计算了阻止本领

$$(dE/dx)_{\text{低能}} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 N Z_2}{m_e v^2} \ln \frac{1.12 v^3 m_e}{Z_1 e^2 \bar{\omega}} \quad (7)$$

$$(dE/dx)_{\text{高能}} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 N Z_2}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{1.12 v^3 m_e}{Z_1 e^2 \bar{\omega}} - \frac{1}{2} \cdot \log [1 - \frac{v^2}{c^2}] - \frac{v^2}{2c^2} \right\} \quad (8)$$

后来，Bloch 在 bethe 采用量子力学计算的基础上得到了阻止本领的一个普遍表达式，它包括了高、低能两种范围

$$dE/dx = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 N Z_2}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I} \right\} + \psi(1) - R_e \psi \left\{ 1 + \frac{i Z_1 v_0}{v} \right\} \quad (9)$$

式中， e 是基本电荷， Z_1, Z_2 分别是离子的有效电荷和靶的原子序数， m_e 是电子质量， v 是离子速度， $\bar{\omega}$ 是靶电子平均轨道频率， ψ 是 Γ 函数的对数转化函数， I 为游离电位。

在经典 Bohr 与量子力学 Bethe-Bloch 近似之间的主要区别在对数项，(9)式中没有包括 Z_1 。然而，在所有这些公式中，游离电位都进入了对数项的分母，它意味着具有较大量子数的外层电子，即那些弱束缚电子，在阻止过程中起着最大的作用。

2.5 复杂靶分子的 Bragg 法则

在辐射生物学中最常采用的吸收体是水。但一般 LET 值不包括象水或别的生物分子作为吸收介质的。在化合物吸收体中的阻止本领可按 Bragg 法则进行计算。按照这个法则，一个分子量为 M 、并包含有 N_i 个原子量为 A_i 的原子，则其化合物的阻止本领为

$$(dE/dx)_{\text{化合物}} = \frac{1}{M} (N_1 A_1 \frac{dE_1}{dx} + N_2 A_2 \frac{dE_2}{dx} + \cdots + N_i A_i \frac{dE_i}{dx}) \quad (10)$$

DNA 的 LET 可用相同的方法进行计算。然而，Bragg 法则表明，它对碳氢化合物与实验有着较大的偏差。

2.6 核阻止及其辐射生物效率

核阻止对中能或高能离子总阻止过程的贡献只是一小部分，但在离子径迹非常末端的低能端($\leq 10 \text{ keV/u}$)，却起着很大的作用(见图1)。核阻止过程能被理解为靶原子屏蔽电位上炮弹的卢瑟福散射。根据 Thomas-Fermi 型屏蔽电位，当能量和射程改变为以 Thomas-Fermi 单位度量时，LSS 模型找到了一个阻止本领的普遍关系。

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \frac{1}{2\epsilon} \ln(1.29\epsilon) \quad (11)$$

$$\epsilon = E \frac{aM_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} \quad (12)$$

$$\rho = RNM_2 4\pi a^2 \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2} \quad (13)$$

式中, Z_1 、 Z_2 是离子的有效电荷与靶的原子序数, M_1 、 M_2 分别是它们的质量, N 是靶原子密度, a 是 Thomas-Fermi 屏蔽参数, 为 $0.8853\alpha_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}$, α_0 是玻尔半径, 为 0.529×10^{-8} cm, R 为离子射程.

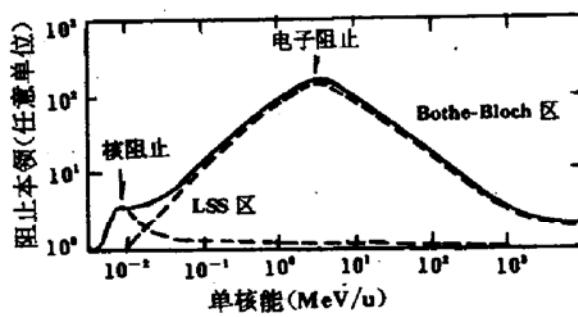


图1 离子单核能与其阻止本领的关系

在用质子和较重离子的一些实验中, 对非常低的离子能量已经测量了不同的生物学终点. 例如, $\phi\chi 174$ 、DNA 和核糖的失活, 细菌芽孢和酵母细胞的失活, 诱发染色体畸变和哺乳动物细胞的失活. 所有这些不同终点, 都观察到了作用截面随能量的减小而减小. 然而, 对于能量低于 10 keV/u 并向更低方向变化时, 又一次观察到了截面的增加. 截面的第二次增大是由于核阻止的作用.

与电子阻止相比, 核阻止的高生物效率是由于不同的反应机制: 在电子阻止过程中, 单个电子从生物分子中逐出, 这未必会导致化学键的破坏和分子的分裂. 在化学键断裂之前, 丢失的电子可以重新回来; 而在核阻止过程中, 离子与整个靶原子发生相互作用, 如果转移的能量足够高, 则靶原子可以被踢出这种化学环境, 所以对生物分子的损伤更为可能. 在核阻止范围内已有报道, RBE 值可达 4 以上^[1], 并且截面超过细胞核的大小^[2].

3 δ 电子发射

文中引用了原子物理学中的术语, 称连续电子谱中的所有电子为 δ 电子. 在重离子碰撞中的一个典型电子谱表示在图2中, 这个谱是由一个很宽的连续谱加上几条线谱构成, 并有一个非常明显角度关系^[3].

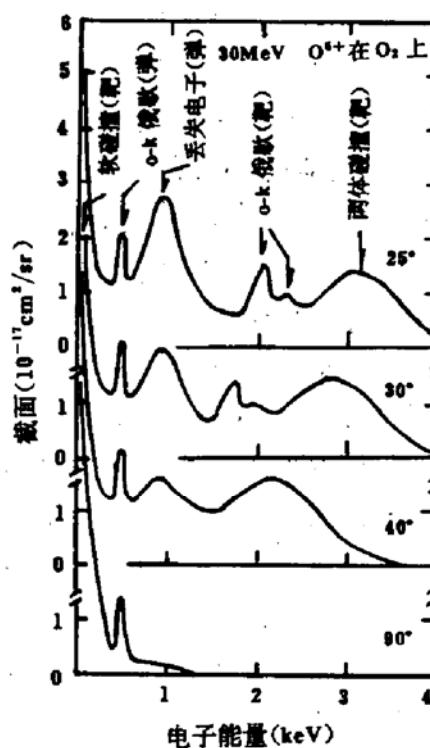


图2 重离子与原子碰撞中一个典型的 δ 电子谱

3.1 连续电子发射

对不同电子连续谱的贡献取决于带有有效电荷 $Z_{\text{有效}}$ 的初级炮弹与靶电子之间的碰撞参数. 对于小的碰撞参数, 有时称此为对头碰撞, 由炮弹传输给靶电子的能量大于其结合能, 这时碰撞过程可处理为两体碰撞近似 (BEA).

在两体碰撞中, 两个未束缚粒子就象经典弹子球一样发生散射, 发射角与粒子能量的关系为

$$E_e = \frac{4m_e}{m} E \cos^2 Q \quad (14)$$

对于最大电子能量, 常被采用的经验公式是, $E_{e\max} [\text{keV}] = 2E_{\text{单}} [\text{MeV/u}]$.

对于较大的碰撞参数(擦边碰撞), 则传输给电子的能量是小的, 电子不能被看作准

自由。这种碰撞必须处理成炮弹、靶电子和靶核之间三体相互作用。在这三体相互作用中，电子被散射两次：第一次被炮弹，第二次被靶核。因此，电子在0°至180°所有角度上发射，在实验室系统中角分布接近各向同性。但是，对于重离子，由于炮弹高电荷态引起的强烈极化，三体电子发射也不能是各向同性的。

3.2 俄歇电子发射

这种电子是在激发态原子退激过程中发射的，有着不连续的能量。由于碰撞过程中靶原子与炮弹两者在内壳层上都可以产生空穴，所以俄歇过程可以发生在靶原子上，也可发生在炮弹上。因为靶原子在碰撞后实际上是不动的，因此靶的俄歇电子在实验室系统中是各向同性发射的。而炮弹俄歇电子只是在质心系统中保持各向同性发射，在实验室系统内，质心是运动的，它造成了非各向同性发射型（见图2）。

3.3 丢失电子发射

在图2中还可看到，在离子径迹周围出现一个强烈向前发射的峰，它是由丢失电子造成的。这种电子或者来自炮弹中剩余的束缚电子，它们被靶核碰撞到非束缚态中；或来自靶电子，它们被俘获到炮弹的低能非束缚态中。在这两种情况下，电子相对于运动炮弹几乎以零动能发射，而在实验室系统中却以向前的方向发射，峰的能量为

$$E_{e\text{丢失}} = \frac{1}{2}m_e v^2 \quad (15)$$

重离子对电子发射的影响，至今还未系统地测定。然而现有的一些测量却可用n体经典Monte Carlo (nCTMC)计算来模拟。重离子的特殊行为，特别是电子较多的发射在向前的方向上，导致了在向前锥角内比轻离子有较高的游离密度，这可能会造成一些生物学上的后果。

4 电子输运和径迹晕

4.1 电子输运

由于不同机制电子带着初始能量从不同

方向发射。在能量较高时，电子输运过程主要是非弹性散射，这种散射在辐射生物学中是最重要的过程，因为它决定着能量的耗散，即能量传输给介质造成靶原子的激发或游离。

当能量降到100eV以下时，弹性散射则突出地成为主要的了。这时一些电子被多次散射出初始的方向，有些被偏转到较大的角度上，因而可以使原先向前发射的高能电子被散射到垂直于离子径迹的方向上，造成离子径迹具有较大的径向距离。这也就是为什么使得重离子发射的次级电子可以假设为各向同性的原因所在。

4.2 径迹晕中的能量耗散

由离子与靶相互作用区中发射出来的电子在这个区外耗散它们能量而达到的范围，通常叫作离子径迹晕（或阴影）。这些电子在能量传输过程中造成生物分子辐射损伤的主要因素是，非弹性碰撞中的靶分游离。对于DNA损伤，径迹晕是径迹的最重要部分，因为它包括了比芯大得多的区域，例如对于典型的LET值(100keV/μm)，芯的直径近似为10nm，径迹晕的直径可扩展到几个μm。所以，对于一个点靶，由芯击中的几率与处在晕中被击中的几率可由相应的几何截面比给出，它约为1:10⁶。同时，在晕中耗散的能量要比芯中耗散的大。如果被测的电子谱在能量上积分，并与炮弹的总能量损失相比，则就能给出表1中的估计^[4]。

表1 重离子($0.5 \leq E \leq 100 \text{MeV/u}$)在物质中
能量转移的贡献

能量项	转移贡献
次级电子动能	(65~75)%
克服结合能	(15~25)%
中性原子的激发	(5~15)%

表中只是第二项克服结合能的部分对径迹中心的剂量有贡献，一般总是有2/3以上的能量转换成电子的动能，其大部分被传输到径迹中心部分之外。所以，径迹晕是关于生物

作用的基本部分,在辐射生物效率中的差别必须从电子扩散或电子由中心输送到晕内来理解.

关于电子能量在径迹晕中以什么规律沉积的问题,目前已有多种不同的理论方法来处理;如 Paretzke^[5]和 Krämer 等人^[6]采用的 Monte Carlo 模拟,Katz 等人^[7]采用的电子射程与能量的关系,Chatterzee^[8]和 Magee^[9]发展的芯与阴影模型,Kiefer 等人^[10]采用的相对论碰撞动力学等.其中 MC 法得到的结果与实验符合得较好.

4.3 径向剂量分布的微剂量学测量

实际上测量组织或水中微米尺度内的微剂量学分布是不现实的,所以只能在稀释的气体中模拟等效体积,用一个无壁电离计数器在该气体中测量单个游离事件^[11].图3是平均比能的径向分布.可以看到,测量结果在大径向距离上减小的比宏观剂量分布的 $1/r^2$ 规律慢得多.

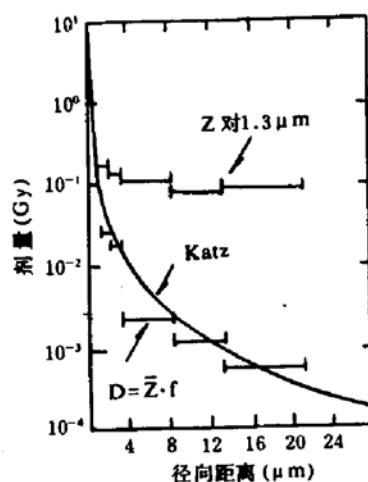


图3 对直径为 $1.3\mu\text{m}$ 组织当量体积,平均比能 Z 与平均剂量 $D=Zf$ 的径向分布(Metting 等人,1988).(-)Katz 理论(Butts 和 Katz,1967)

为了得到宏观剂量分布,单个比能事件必须乘以它们发生的几率.这样,微剂量学的径向剂量与 Katz 公式^[12]给出的就相当了.所以应当记住,径迹晕中的小剂量是由大能量沉积事件与它们的小几率相乘组成的.

5 浓缩相效应和径迹芯

5.1 气体靶与固体靶之间的差别

辐射生物学涉及到组织或细胞内的辐射损伤,即不是在气态相材料中而是在浓缩相介质中,所以径迹在气态相与浓缩相之间出现的差别应该加以讨论.

在气相微观尺度上,“连续”径迹中不同游离事件之间没有重要的相互作用.但当靶的密度增大时,炮弹的原子构形,炮弹与靶原子的相互作用以及靶靶相互作用都不同了.碰撞频率随靶密度而增加,两次连续碰撞之间的平均时间减小了,当这个时间短于退激时间常数时,电子就保持在激发态上,炮弹的电子能通过二步或多步的跳跃过程转移到非束缚态,这导致了电子丢失过程.所以,炮弹的有效电荷在气体靶中就不同于固体介质中,同时也测到了阻止本领上的相应差别.

5.2 集体激发

当高电荷态离子碰撞中性靶原子时,如果没有释放电子,中性原子的电荷分布就会被通过的高电荷态炮弹极化.在气相时,靶原子是分离的,它们极化后的相互作用可以忽略.在浓缩相时,类似极化状态的原子靠得很近并相互作用成一个公共电位,而且这种电位象航迹一样在炮弹后面随行.实际上这是一种集体激发效应,已在离子实验中发现.显然,炮弹后面的强烈极化也会对电子发射产生影响,会在炮弹方向上发射更多的电子,在径迹中心产生一种高密度的游离,这将有助于库仑爆炸的发生.

5.3 库仑爆炸

当气体分子的价电子被剥离时,剩余的原子通过库仑斥力分开了.在固体中,特别是在晶体中,如果位移所需能量 E_d 小于库仑能量 E_c ,则原子只能离开它们的正常位置^[4].

$$E_d \leq E_c = q_1 q_2 e^2 / r_0 \quad (16)$$

式中, q_1, q_2 是两个被游离原子的电荷数, r_0 是它们分开的距离.假设位移能量取 20eV ,原

子间的距离 $r_0 = 0.2\text{nm}$, 如果满足下述条件, 则库仑爆炸固体内就会发生.

$$q_1 \cdot q_2 \geq \frac{20eV \cdot 0.2\text{nm}}{e^2} = 2.8. \quad (17)$$

这意味着, 如果在相继离子—原子碰撞中一个或二个电子(平均为1.7)被游离, 那么沿离子径迹就会发生库仑爆炸.

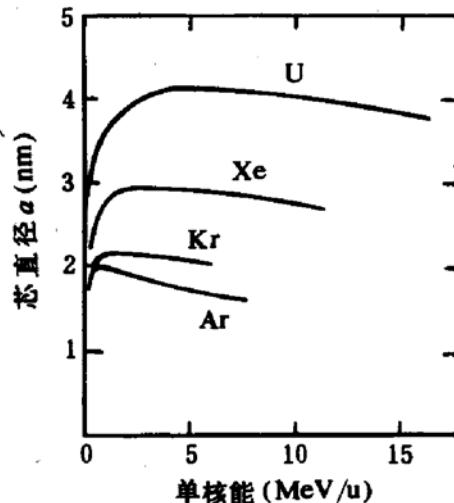


图4 在云母中由库仑爆炸引起的原子位移区域(即径迹芯直径)

物质遭库仑爆炸破坏的体积大小主要取决于材料的化学结构和形成径迹的不同阈值. 例如, 对 CR39 可以低于 $10\text{keV}/\mu\text{m}$, 对于云母必须高达 $800\text{keV}/\mu\text{m}$. 图4表示了不同离子在云母中造成的位移原子区, 即径迹芯的直径. 从库仑爆炸动力学研究知道, 电子发射的初级过程发生在 10^{-18}s 内, 库仑爆炸和随后的电子与原先的原子现为无序晶格的复合发生在 10^{-14}s 内, 这个时间要比受扩散控制的化学变化短得多, 这就可得到两个重要结果:(1)化学作用是在库仑爆炸之后, 因而不会影响这种爆炸;(2)复合效应, 即大多数低能电子返回到炮弹后面的等离子体鞘中不受扩散控制, 因而是一种直接过程. 这再一次表明, 大部分原子发生在离子径迹中心部位的位移是在化学与生化作用开始以前.

5.4 热穗模型

由重离子束沉积的所有能量最终能转化为热能, 重离子的作用可以描述为热穗源, 在

其径迹中心产生的热按照经典热传导定律向外运动^[13]

$$\Delta^2 T = \frac{1}{D} \frac{dT}{dt} \quad (18)$$

由于离子径迹呈圆柱对称, 于是得到了这个方程的解

$$T(r, t) = T_0 + \frac{\text{LET}}{4\pi c} \frac{1}{Dt} \exp(-r^2/4Dt) \quad (19)$$

式中, T 是绝对温度, t 是时间, D 是热扩散系数, c 是比热.

热穗的形成表明初级能量转换成了热运动. 这样一种过程在离子能量很低时, 处在核阻止本领体系内是可能的, 那时靶原子以很高的效率直接发生位移. 但在这能量范围内, 总的能量传输是不大的.

离子能量较高时, δ 电子携带着较大部分的初级能量到径迹中心外, 不会对局部温度上升作出贡献, 即不会对热穗有贡献. 最终, 一个强的等离子体振子与振动量子联偶而建立热穗, 但这种强的联偶对弥散在缓冲液中的 DNA 分子那样的不均匀材料, 或者对一个处在分裂间期的细胞核是不重要的.

参 考 文 献

- 1 Jung H, Kürzinger K. Radiat. Res., 1968, 36: 369; Z. Naturforsch, 1969, B24: 328
- 2 Schneider E, et al. Radiat. Prot. Dosim., 1990, 31: 291
- 3 Schmidt-Böcking H, et al. Adv. Space Res., 1992, 12: 7
- 4 Groeneveld K O, et al. Solid State Nucl. Treck Detec., Proc. Int. Conf., 10th, 1979, 1980, 81
- 5 Paretzke, H G, GSF-Ber 1988, 39: 1; Ettore Majorana Int. Sci. Scr. Life Sci., 1980, 2
- 6 Krämer M, et al. Radiat. Environ. Biophys., 1994, 33: 91
- 7 Katz R. Radiat. Res., 1971, 47: 402
- 8 Chatterjee A, et al. LBL-11220, 1980, 53
- 9 Magee J L, et al. J. Phys. Chem., 1980, 84: 3529
- 10 Kiefer J, et al. Phys. Med. Biol., 1986, 31: 1201
- 11 Metting N F, et al. Radiat. Res., 1988, 116: 183
- 12 Butts J J, et al. Radiat. Res., 1967, 30: 855
- 13 Henriksen T, et al. Radiat. Res., 1970, 43: 1

Some Basic Physical Matters in Research into Biological Effects of Heavy Ions

Wei Zengquan

(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract Some physical processes of the interaction between heavy charged particles (heavy ions) and biological medium are described according to the theory of atomic physics in the paper. Basic physical matters involved in research into the biological effects of heavy ions are discussed. They are energy loss of heavy ions, δ -electron emission, electron transport and track halo (penumbra), condensed phase and track core.

Key Words heavy ion biological effect energy loss δ -electron condensed phase track halo and core

1995年诺贝尔物理奖简介

1995年的诺贝尔物理奖获得者为两位美国物理学家：斯坦福大学的 M. L. 佩尔与加州大学欧文分校的费雷德瑞克·赖纳。

佩尔在70年代初发现了 τ 轻子。 τ 轻子的发现多亏了斯坦福直线加速器中心(SLAC)的一种名为 SPEAR 的新加速器，佩尔及其同事从1973年起开始使用这台加速器，在实验中，电子和正电子以前所未有的高能量相碰撞，产生了大量的次级粒子。从原始数据中筛选出 τ 轻子十分困难，他们花了近三年的时间才得出肯定的结果。

费雷德瑞克·赖纳在40年前探测到了中微子。中微子的存在是沃尔夫冈·泡利于1933年预言的。在 β 衰变过程中，为了保持能量守恒，泡利假设在衰变过程中失去的能量是由一种不带电的、无质量的基本粒子所带走。这是一种全新的思路，因为当时已知的亚原子粒子共有三种：电子、质子和中子。1956年赖纳等人宣布探测到了中微子，并称其为

人类迄今所知的最小的物质。中微子与物质的作用是极其微弱的，为了测出这种作用，赖纳等人使用了400立升的水箱，他们预计强烈的中微子流能从当时刚投入应用的核反应堆里获得，他们报告每小时探测到若干中微子，与理论预测完全吻合。

这两项发现大大促进了人们对亚原子世界的了解，并有助于建立所谓的粒子物理标准模型。在这一模型里，6种轻子(电子、 μ 介子、 τ 轻子和三种对应的中微子)及6种夸克是所有物质的基本组分。

佩尔现正试图探测自由夸克，迄今夸克的存在只是一种理论假设。佩尔认为自由夸克有可能作为早期宇宙的残余物而仍残存着。

(中国科学院近代物理研究所 吴国华供稿)