

空腔电离的电子迁移理论*

罗 正 明

提 要

本文将电子迁移方程应用于研究空腔电离现象,证明了空腔的存在对腔内电子能谱的影响可归结为在空腔内分布一均匀电子源。导出了这一等效源谱的表示式。计算了等效电子源在平行板电离室中沉积的能量。与实验相比,明显地证实新理论比 Spencer-Attix 理论更好地描述了空腔电离现象。

利用空腔的电离量来估计介质的能量沉积的思想最早是 Bragg 提出的^[1]。但第一次明确建立介质对辐射的能量沉积与空腔电离量的关系,则属于 Gray 的工作^[2,3]。通常称为 Bragg-Gray 原理。大量实验表明,对于象石墨这样与空气原子序数相近的室壁介质,在 γ 射线能量不太低的条件下, Bragg-Gray 原理在相当大的空腔线度范围内都能比较精确地成立。同时,包括 Gray 工作在内的很多实验材料都说明,对铅、锡、铜这样一些与空气原子序数相差较大的介质理论预期值与实验结果差别较大^[4-7],尤其是在小空腔条件下差别更为明显。

在分析小空腔电离现象与 Bragg-Gray 理论的歧离的原因时,出现了 Spencer, Attix 和 Burch 的工作^[8,9]。他们认为空腔中的能谱应当考虑高能 δ 电子的积累,而电子的平均能量损失要适当地扣除 δ 电子。Spencer-Attix 理论初步解释了能量损失率随空腔线度变化的现象,是自 Gray 的工作以来空腔电离理论的一个重要发展^[10]。

但是 Spencer-Attix 理论与空腔电离实验结果相比仍有明显差别,特别是低能 X 射线的实验与理论分歧差异显著^[7]。1969 年我们在探讨 Spencer-Attix 理论与实验歧离的原因时,得到了一个新的空腔电离理论。这个理论表明,高能 δ 电子积累实际上对比电离随空腔线度改变并不发生影响。相反我们证明了如果空腔与室壁是两种不同介质,则空腔内电子能谱由两部分组成:一部分是进入空腔的室壁电子谱;另一部分能谱可借空腔中等效存在的一个电子源来计算。这个等效电子源是由于室壁介质与空腔气体在软碰撞(Soft collision)光电效应、韧致辐射、密度效应的差别所引起的。而与产生高能 δ 电子的硬碰撞(Hard collision)无关。等效电子源的效应是使空腔内比电离依赖于空腔线度。与实验结果比较表明,在相当大的空腔线度变化范围,在相当低的 X 射线能量下新理论比 Spencer-Attix 理论更好地描述了空腔电离现象。六十年代固体探测器的发展促进了大空腔电离理论的探索^[12, 13]。Burlin 的工作是有代表性的。本文提供的理论和方法统一地描述了小空腔和大空腔电离现象。

* 1978 年 10 月 12 日收到。

一、等效电子源谱

假定室壁的原子序数为 Z_w , 原子量为 A_w ; 空腔气体的原子序数为 Z_g , 原子量为 A_g . 在我们讨论的能量范围内初级辐射(如 X 或 γ 射线)的自由程比次级粒子(如电子)的射程大很多, 只要空腔的尺度比初级辐射的自由程小很多, 照射条件就可以认为是均匀的. 因此可以假定, 在室壁内均匀分布一强度为 $S_w(E, \mathbf{u})$ 的电子源, 气体内分布一强度为 $S_g(E, \mathbf{u})$ 的均匀电子源. 令 $f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E)$ 是电子分布函数. $f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) dS du dE$ 代表在 $\mathbf{r}$ 地方垂直于 $\mathbf{u}$ 的元平面 dS , 单位时间通过其能量在 $E \rightarrow E + dE$, 方向在 $\mathbf{u} \rightarrow \mathbf{u} + d\mathbf{u}$ 内的电子数. 电子分布函数满足电子迁移方程. 对室壁介质电子迁移方程为

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) = & \int_E^{E_0} \int_{4\pi} f(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E') K_w(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dE' d\mathbf{u}' \\ & - f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} K_w(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dT d\mathbf{u}' + S_w(E, \mathbf{u}). \end{aligned} \quad (1)$$

对空腔气体电子迁移方程为

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) = & \int_E^{E_0} \int_{4\pi} f(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E') K_g(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dE' d\mathbf{u}' \\ & - f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} K_g(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dT d\mathbf{u}' + S_g(E, \mathbf{u}). \end{aligned} \quad (2)$$

以后足标 w, g 分别表示室壁和空腔气体. E_0 是电子源的最高能量. $K(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}')$ 是电子经过单位质量厚度, 能量由 E' 变成 E 附近单位能量间隔, 方向由 $\mathbf{u}'$ 变成 $\mathbf{u}$ 附近单位立体角的几率.

我们引入在均匀室壁介质中布满均匀电子源的解 $f_0(E, \mathbf{u})$, 它满足方程

$$\begin{aligned} & \int_E^{E_0} \int_{4\pi} f_0(E', \mathbf{u}') K_w(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dE' d\mathbf{u}' \\ & - f_0(E, \mathbf{u}) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} K_w(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dT d\mathbf{u}' + S_w(E, \mathbf{u}) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

当空腔存在时, 分布函数的准确解为

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) = f_0(E, \mathbf{u}) + \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E). \quad (4)$$

对室壁来说 ϕ 满足方程

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) = & \int_E^{E_0} \int_{4\pi} \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E') K_w(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dE' d\mathbf{u}' \\ & - \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} K_w(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dT d\mathbf{u}'. \end{aligned} \quad (5)$$

在空腔中有

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) = & \int_E^{E_0} \int_{4\pi} \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E') K_g(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dE' d\mathbf{u}' \\ & - \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} K_g(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dT d\mathbf{u}' + S_g^*(E, \mathbf{u}), \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$S_g^*(E, \mathbf{u}) = S_g(E, \mathbf{u}) + \int_E^{E_0} \int_{4\pi} f_0(E', \mathbf{u}') K_g(E', E'; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dE' d\mathbf{u}' - f_0(E, \mathbf{u}) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} K_g(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') dT d\mathbf{u}'. \quad (7)$$

$S_g^*(E, \mathbf{u})$ 起到了电子源的作用, 称为等效电子源. 方程(5), (6), (7)说明空腔的存在等价于在空腔中放置一强度为 S_g^* 的电子源. 当气体原子序数与室壁原子序数相等时, 电子源 S_g^* 为零, 空腔内是纯粹的室壁电子谱, 因此能量吸收率与空腔线度无关, 这就是 Fano 的均质空腔定理^[14].

对(3)式积分得到电子谱方程

$$\int_E^{E_0} f_0(E') K_{0W}(E', E' - E) dE' - f_0(E) \int_0^{E/2} K_{0W}(E, T) dT + S_W^-(E) = 0. \quad (8)$$

这里

$$\begin{aligned} f_0(E) &= \int_{4\pi} f_0(E, \mathbf{u}) d\mathbf{u}; \\ S_W(E) &= \int_{4\pi} S_W(E, \mathbf{u}) d\mathbf{u}; \\ K_{0W}(E, T) &= \int_{4\pi} K_W(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') d\mathbf{u}'. \end{aligned}$$

如果(8)式中 $K_{0W}(E, T)$ 选用电子-电子散射的 Möller 公式, 就得到

$$E_W = \int_\epsilon^{E_0} E S_W(E) dE = \int_\epsilon^{E_0} f_0(E') dE' \int_0^\epsilon T K_{0W}(E', T) dT. \quad (9)$$

$$\int_\epsilon^{E_0} E S_g^*(E) dE = \int_\epsilon^{E_0} E S_g(E) dE - \int_\epsilon^{E_0} f_0(E') dE' \int_0^\epsilon T K_{0g}(E', T) dT. \quad (10)$$

这里

$$\begin{aligned} S_g^*(E) &= \int_{4\pi} S_g^*(E, \mathbf{u}') d\mathbf{u}'; \\ S_g(E) &= \int_{4\pi} S_g(E, \mathbf{u}') d\mathbf{u}'; \\ K_{0g}(E, T) &= \int_{4\pi} K_g(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') d\mathbf{u}'. \end{aligned}$$

(9)和(10)式表示了电子迁移方程满足能量守恒定律. ϵ 是一个适当选取的能量下限, 它的意义与电子能量定域吸收的概念有关, 下面将予说明. 为了取得 $S_g^*(E, \mathbf{u})$ 的具体形式, 不失一般性, 我们假定能量为 E_0 的 X 或者 γ 射线在所论点处的通量为 1 个单位. 如果不计电子对效应, 则次电子源为

$$S_W(E, \mathbf{u}) = \frac{N_A}{A_W} Z_W K_c(E, \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_0; E_0) + \frac{N_A}{A_W} \sigma_{pW}(E, \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_0) \delta(E - E_0), \quad (11)$$

$$S_g(E, \mathbf{u}) = \frac{N_A}{A_g} Z_g K_c(E, \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_0; E_0) + \frac{N_A}{A_g} \sigma_{pg}(E, \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_0) \delta(E - E_0), \quad (12)$$

$\mathbf{u}_0, E_0$ 为光子的方向和能量; $\mathbf{u}, E$ 是光电子或康普顿反冲电子的运动方向和能量; σ_p 是每个原子的光电吸收截面. K_c 是每个电子的康普顿微分散射截面; N_A 是阿伏伽德罗常数. 等效电子源方程也可写成

$$\begin{aligned}
S_g^*(E, \mathbf{u}) = & S_g(E, \mathbf{u}) - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} S_w(E, \mathbf{u}) + \int_E^{E_0} dE' \int_{4\pi} d\mathbf{u}' f_0(E', \mathbf{u}') \\
& \cdot \left[K_g(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} K_w(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right] \\
& - f_0(E, \mathbf{u}) \int_0^{E/2} \int_{4\pi} \left[K_g(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right. \\
& \left. - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} K_w(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right] dT d\mathbf{u}'. \quad (13)
\end{aligned}$$

(13) 式中的碰撞项仅在低能区域或者非常接近光子源能 E_0 才比较重要。这是因为在低能区碰撞截面比较大, 同时作为空腔中的等效源其沉积在空腔中的能量份额也要比高能区域的等效源为大。但是在低能区域电子经历多次散射角分布已趋于各向同性, 即 $f(E, \mathbf{u}) \sim f_0(E)/4\pi$ 。这样考虑韧致辐射对迁移过程影响之后有

$$\begin{aligned}
\int_E^{E_0} S_g^*(E', \mathbf{u}) dE' = & \int_E^{E_0} \left(S_g(E', \mathbf{u}) - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} S_w(E', \mathbf{u}) \right) dE' \\
& - \int_E^{E_0} dE' \frac{f_0(E')}{4\pi} \left[\int_{E'-E}^{E'/2} dT \left(K_{0g}(E', T) - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} K_{0w}(E', T) \right) \right. \\
& \left. + \int_{E'-E}^{E'} dT \left(K_{Rg}(E', T) - \frac{Z_g A_w}{Z_w A_g} K_{Rw}(E', T) \right) \right], \quad (14)
\end{aligned}$$

$K_R(E', T)$ 表示经过单位质量厚度电子能量因韧致辐射由 $E' \rightarrow (E' - T)$ 附近单位能量间隔的几率; K_0 表示经过单位质量厚度电子发生非弹性碰撞的几率。设 ϵ_K 表示电子非弹性碰撞的特征传递能量, 当碰撞中交换能量 $T > \epsilon_K$ 时, 原子的电子可以看成是自由的, 于是 Möller 公式 K_M 可以运用。当 $T \leq \epsilon_K$ 时, 必须考虑原子结构对碰撞过程的影响。此种低能量交换的非弹性碰撞截面用 K_s 表示。于是

$$\begin{aligned}
& \int_{E'-E}^{E'/2} dT \left(K_{0g}(E', T) - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} K_{0w}(E', T) \right) \\
& = \int_{E'-E}^{\epsilon_K} dT \left(K_{sg}(E', T) - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} K_{sw}(E', T) \right). \quad (15)
\end{aligned}$$

ϵ_K 大体是原子能级量级, 与电子动能相比是一个小量, 因此积分核可以在 E 附近展开到一级而求得等效源谱在低于 E_0 的能区的表示式。当 $E \rightarrow E_0$ 时电子分布函数 $f_0(E, \mathbf{u})$ 非常复杂。注意到在接近源能时 $f_0(E, \mathbf{u})$ 的角分布近似于室壁电子源角分布, 因而当 $E \sim E_0$ 时有

$$\begin{aligned}
& \int_E^{E_0} f_0(E', \mathbf{u}) dE' \int_{E'-E}^{E'/2} dT \left(K_{0g}(E', T) - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} K_{0w}(E', T) \right) \\
& \approx \begin{cases} 0 & E > E_0, \\ \frac{N_A Z_g}{A_g} 2\pi r_0^2 \left[f_0(E, \mathbf{u}) \frac{(E+1)^2}{E(E+2)} (B_g - B_w) \right. \\ \quad \left. + \frac{1}{2} \frac{d}{dE} \left\langle f_0(E, \mathbf{u}) \frac{(E+1)^2}{E(E+2)} (C_g - C_w) \right\rangle \right] & E \leq E_0 - \epsilon_K. \end{cases} \quad (16)
\end{aligned}$$

因而等效电子谱就是

$$\begin{aligned}
S_g(E, \mathbf{u}) \approx & \frac{N_A}{A_g} \left\langle \sigma_{pg}(E, \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_0) - \frac{Z_g}{Z_W} \sigma_{pw}(E, \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}_0) \right\rangle \delta(E - E_0) \\
& + \frac{d}{dE} \left\langle f_0(E) \frac{N_A Z_g}{A_g} \frac{r_0^2 (E+1)^2}{2E(E+2)} (B_g - B_W) \right\rangle \\
& + \frac{1}{2} \frac{d^2}{dE^2} \left\langle f_0(E) \frac{N_A Z_g}{A_g} \frac{r_0^2 (E+1)^2}{2E(E+2)} (C_g - C_W) \right\rangle \\
& - \frac{N_A Z_g}{A_g} 2\pi r_0^2 \left[f_0(E, \mathbf{u}) \frac{(E+1)^2}{E(E+2)} (B_g - B_W) \right. \\
& \left. + \frac{1}{2} \frac{d}{dE} \left\langle f_0(E, \mathbf{u}) \frac{(E+1)^2}{E(E+2)} (C_g - C_W) \right\rangle \right] \delta(E - E_0) + \frac{1}{4\pi} \int_{E_0}^{E_0} f_0(E') \\
& \left(K_{Rg}(E', E' - E) - \frac{Z_g A_W}{Z_W A_g} K_{RW}(E', E' - E) \right) dE' \\
& - \frac{1}{4\pi} f_0(E) \int_0^E \left(K_{Rg}(E, T) - \frac{Z_g A_W}{A_g Z_W} K_{RW}(E, T) \right) dT. \quad (17)
\end{aligned}$$

$$B_g - B_W = 2 \ln I_W / I_g + \delta_W - \delta_g + 2(C/Z)_W - 2(C/Z)_g, \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
C_g - C_W \approx & \frac{4}{3} \left[\langle T_A \rangle_g \ln \frac{e_K E(E+2)}{2I_g^2} \right. \\
& \left. - \langle T_A \rangle_z \ln \frac{e_K E(E+2)}{2I_W^2} \right]. \quad (18')
\end{aligned}$$

这里 r_0 是电子经典半径; I 是平均电离电位^[15]; δ 是密度效应改正^[16,17]; C/Z 是壳层效应改正^[18]; $\langle T_A \rangle$ 是原子中电子平均动能, 运用 Fermi-Thomas 原子模型, 它大约为 $2 \times 10^{-5} Z^{4/3}$ [11].

从方程 (17) 可以看出, 等效电子源的存在与康普顿效应和产生高能 δ 电子的 Möller 截面无关. 这就是说高能 δ 电子的产生和积累本身并不会导致空腔内比电离量随空腔线度变化. 图 1 画出了能量为 38 千电子伏的 X 射线在不同室壁的电离室空腔中的等效电子源谱.

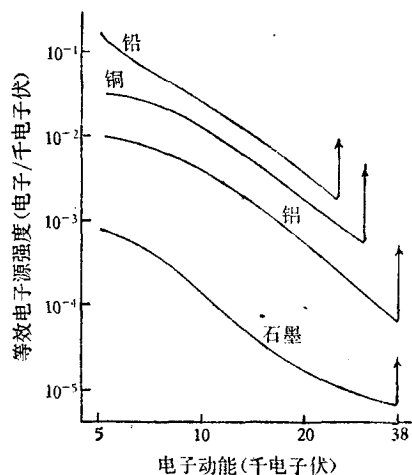


图 1 等效电子源谱 该谱系单位通量的 38 千电子伏的 X 射线, 在铅、铜、铝、石墨等材料制成的电离室的室壁中计算的结果

二、电子在空腔中的能量沉积

空腔理论的基本任务是估计电子在空腔中的能量沉积. 为此需要计算电子在室壁中的慢化谱, 等效电子源谱以及它们在空腔中沉积的能量.

具有一定能量的快电子, 其能量不可能在它产生点被全部吸收. 其能量沉积的空间尺度大体与其射程相当. 这种现象可以称之为电子能量的定域吸收. 能量定域吸收概念使运用电子能量平均损失的 Bethe 公式变得有些困难, 需作些修正才能运用. 对于线度为 Δ 的空腔来说, 为了描述空腔几何形状对电子迁移过程的影响, 显然应有 $\epsilon \ll \Delta$. 这时

能量低于 ε 的电子可以合理地看成为其能量在产生点即被吸收。但 ε 选择不能太小, 因为当电子能量近于原子能级时, 电子与原子相互作用相当复杂而使计算难于进行, 这样有 $\varepsilon_K \ll \varepsilon \ll \Delta$ 。

在空腔气体中沉积的能量分两部分。第一部分是室壁电子能谱所贡献的, 它与空腔线度无关, 用 R_1 表示; 第二部分是等效电子源的贡献, 它依赖于空腔线度, 用 R_2 表示。总的能量损失率为 R , 于是

$$R = R_1 + R_2. \quad (19)$$

为计算 R_1 需要知道电子慢化谱 $f_0(E)$ 。 $f_0(E)$ 满足方程(8)。 Fano, Spencer 已经发展了一种计算慢化谱的方法^[11]。 McGinnies 应用这种方法计算了相当多结果^[12]。实际上电子慢化谱可以相当简单地求得。将(8)式的积分核在 E 附近展成幂级数得到一个便于计算的 Voltra 型积分方程:

当 $E \geq E_0/2$ 时

$$f_0(E) = \frac{1}{\rho_w} \int_E^{E_0} S_w(E') dE'. \quad (20)$$

当 $E < E_0/2$ 时, 电子谱近似满足方程

$$\frac{\partial}{\partial E} \langle f_0(E) \rho_w(E) \rangle + \int_{3E/2}^{E_0} f_0(E') K_{0H}(E', E' - E) dE' + S_w(E) = 0. \quad (21)$$

这里 ρ_w 是室壁的阻止本领。我们曾按照后一种方法, 得到了 38 千电子伏, 411 千电子伏, 1.25 百万电子伏的 γ 射线在石墨、铝、铜、铅中的次级电子所产生的慢化谱。并由这些数据算得图 1 中的等效电子源谱。

按定义 R_1 为

$$R_1 = \int_0^{E_0} f_0(E) dE \int_0^\varepsilon T K_{0g}(E, T) dT. \quad (22)$$

如果不考虑韧致辐射(这正是我们研究的情况), 上式可以简化为

$$R_1 = \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} E_0 + \int_0^{E_0} Y(E) \left(\frac{\rho_g}{\rho_w} - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} \right) dE + \varepsilon Y(\varepsilon) \left(\frac{\rho_g}{\rho_w} - \frac{Z_g A_w}{A_g Z_w} \right). \quad (23)$$

这里 $Y(E) = f_0(E) \rho_w(E)$ 。(23) 式中 $f_0(E)$ 应理解为单能电子源产生的慢化谱。在非单能电子源的情况下采用叠加的方法求 R_1 。

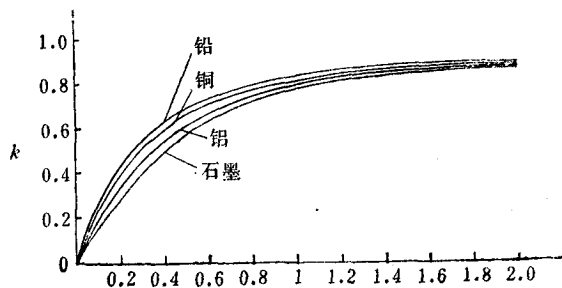


图 2 38 千电子伏的各向同性电子源在平行板电离室的空腔中沉积的能量份额 (x 以 38 千电子伏的电子射程为单位)

R_1 按定义它表示等效电子源在每克空腔气体中沉积能量, 即

$$R_1 = \int_0^{E_0} S_g^*(E) E k(E, a) dE. \quad (24)$$

$k(E, a)$ 表示能量为 E 的电子在线度为 a 的空腔中平均的能量沉积份额. 等效电子源在空腔中沉积的能量属于非均匀介质的电子迁移问题.

在本文中应用了我们过去发展的非均匀介质的电子迁移理论, 计算了平行板电离室中能量沉积份额. 部分计算结果如图 2 所示.

三、理论与实验结果的比较

为了证实新理论的正确性, 我们选择了 Attix 等在美国国家标准局的实验结果^[7]. 这个实验材料相当明显地表现出 Bragg-Gray 原理以及 Spencer-Attix 理论的局限性, 因此它对于检验新理论提供了一个有力的证据.

在 Attix 实验中, 我们选择了最低能量(38 千电子伏)的 X 射线的实验结果. 在这样的实验条件下, 早期理论所没有反映的因素变得突出了. 概括起来就是: 1) 等效电子源的高能端不能忽略. 2) 在这样低能量的 X 射线条件下, 电离室线度与次电子的射程在同一量级之内, 因而问题在本质上已归属于大空腔电离问题. 3) 在平行板电离室的条件下, X 射线次电子角分布应予考虑. 4) 由于 X 射线能量较低, 在重金属室壁介质中发射的光电子应扣除原子结合能, 同时应考虑荧光辐射的再吸收.

在理论计算中, 我们作了如下简化: 1) 忽略了等效电子源中二次微分项. 2) 忽略了韧致辐射的影响.

次电子角分布分为三类. 室壁电子谱 $f_0(E, u)$ 虽然并不是各向同性, 但在估计它在空腔中的能量沉积时用它的零级角度矩 $f_0(E)$ 即可. 等效电子源的高能端考虑了光电子的相对论角分布. 等效源其余部分按各向同性分布考虑.

在计算 X 射线的次级光电子源时, 对铅和铜室壁介质考虑了荧光辐射的再吸收. 这点在研究低能 X 射线在重金属室壁电离室中的电离现象时应予注意. 在 Attix 的实验条件下, 铅、铜室壁厚度比荧光光子的自由程大, 因而原子退激发射的荧光基本上均匀地被吸收了又再产生一个荧光的光电子. 这个级联过程的结果近似可以看成是一个光子被吸收而转化为两个光电子, 其动能的总合等于光子能量.

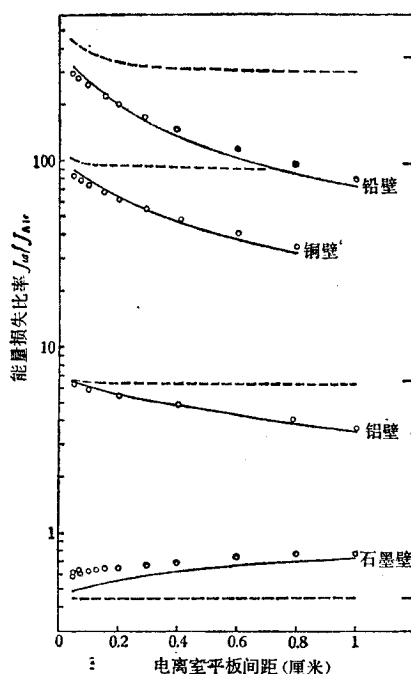


图 3 能量损失比率与电离室间距的关系

○ 为 Attix 实验值; — 为本文结果; --- 为 Spencer-Attix 理论的结果(计算时用 (23) 式 Δ 对应的射程为电离室间距的两倍; — 为 Gray 理论预期值; J_w/J_{Air} 为室壁原子序数为 W 的电离室的比电离 J_w 与自由空气电离室的比电离 J_{Air} 的比值

光电效应、康普顿效应的数据来自文献[20, 21]。按本文提供的公式, 计算了电子在室壁中的慢化谱 $f_0(E)$, 等效电子源 $S_s^*(E, \mathbf{u})$ 及能量沉积份额 $k(E, \mathbf{a})$ 后, 就得到了 38 千电子伏的低能 X 射线在石墨、铝、铜、铅壁平行板电离室中的能量损失比率。计算结果如图 3 所示。作为对照在图 3 中也画出了 Spencer-Attix 理论和 Gray 理论相应的预期值。由图 3 可以清楚地看出, 对等效电子源在空腔中的能量沉积估计不足是 Spencer-Attix 以及 Gray 理论不能解释实验现象的主要原因。同时也证实了本文提供的理论比之 Spencer-Attix 理论以及 Gray 原理更加正确地描述了空腔电离现象。

作者对李德平先生的指导和帮助, 特别是关于等效电子源的概念和某些重要的实验材料很有启发的讨论表示深切谢意。同时对西南物理研究所叶高英、官野两同志在数值计算中的大力协同表示感谢。

参 考 文 献

- [1] W. Bragg, *Studies in radioactivity*, McMillan. Co., London (1912).
- [2] L. H. Gray, *Proc. Roy. Soc.*, **A122**(1929), 647.
- [3] L. H. Gray, *Proc. Roy. Soc.*, **A156**(1936), 578.
- [4] R. M. Sievert, *Acta Radiol.*, **21**(1940), 189.
- [5] J. R. Greening, *Brit. J. Radiol.*, **27**(1954), 163.
- [6] G. N. Whyte, *Radiation Research.*, **6**(1957), 371.
- [7] F. H. Attix et al., *J. Research of N. B. S.*, **60**(1958), 235.
- [8] L. V. Spencer, F. H. Attix, *Radiation Research.*, **3**(1955), 319.
- [9] P. R. J. Burch, *Radiation Research.*, **3**(1955), 361.
- [10] L. V. Spencer, *Acta Radiol.*, **10**(1971), 20.
- [11] U. Fano, L. V. Spencer, *Phys. Rev.*, **93**(1954), 1172.
- [12] T. E. Burlin, *Brit. J. Radiol.*, **35**(1962), 343.
- [13] 杨兆铭, 原子能科学技术, 第四期(1964)399.
- [14] U. Fano, *Radiation Research.*, **1**(1954), 237.
- [15] L. V. Spencer, *Phys. Rev.*, **98**(1955), 1597.
- [16] R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, **88**(1952), 851.
- [17] R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, **103**(1956), 511.
- [18] U. Fano, *Annual Review of Nuclear Science.* **13**(1963), 25.
- [19] R. T. McGinnies, National Bureau of Standards Circular, 597.
- [20] F. Sauter, *Ann. de. Phys.*, **9**(1931), 217.
- [21] О. И. Лейпунский и дру., *Распространение γ квантов в веществе.*

AN ELECTRON TRANSPORT THEORY OF THE CAVITY IONIZATION

LOU ZHENG-MING

ABSTRACT

In the present paper, the electron transport equation has been applied to study the phenomena of cavity ionization. It has been shown that the effect of the cavity on the energy spectrum of electron inside it can be attributed to an equivalent electron source uniformly distributed in the cavity. A formula for the energy spectrum of the equivalent electron source is obtained. The deposited energy of the equivalent electron source in the cavity of a plate chamber has been calculated. As compared with the Spencer-Attix theory, the present theory is shown to be in better agreement with experiment for describing phenomena of the cavity ionization.