

瓷片中 β 剂量的积累和衰减研究

王维达 周智新 夏君定

(上海博物馆 上海 200231)

梁宝珊 Stokes M J

(香港城市大学 香港)

摘要 研究了 β 剂量在瓷片中与深度变化的关系。这个关系是 β 剂量在瓷片中积累和衰减作用引起的。与瓷器热释光测定年代有关的是积累深度和积累饱和值。实验结果表明, 在深度 $80\mu\text{m}$ 处, 积累饱和值为1.05。由此推算出厚度为 $100\mu\text{m}$ 的瓷片因积累而增加的平均剂量为4%, 当厚度为 $200\mu\text{m}$ 时仅增加2%, 当厚度为 $300\mu\text{m}$ 时平均剂量减少2%。由此可见, 用这样厚度瓷片测定年代积累作用可以忽略。

关键词 热释光测定年代, 瓷器, β 剂量, 积累, 衰减

瓷器的烧制温度高, 硬度大, 如用其粉末样品作热释光年代测定, 不仅会产生严重的“磨擦热释光”, 而且高温部分的TL灵敏度很低, 不可靠, 用常规法得不到正确的结果。1983年, 牛津大学的Stoneham首先采用0.2—0.5mm厚度的瓷薄片及前剂量技术测定其古剂量^[1]。以后的实践证明, 用这种方法可以使一部分瓷器得到比较满意的年代结果。

这样厚度的瓷片, α 剂量占的比率很小, 加上 α 剂量的前剂量效应饱和得非常早, 所以古剂量的贡献主要来自瓷器内部的 β 辐射, 其次是外部的 γ 和宇宙射线。对0.2—0.5mm厚度的瓷片, γ 射线能完全穿透。因此, 这样厚度的瓷片对人工 γ 来说是一个均匀受照体, 但对人工 β 来说就不是均匀受照体。所以我们不能将辐照细粒样品时的 β 源的剂量率用作辐照瓷片样品的剂量率。在这种情况下, 必须研究 β 射线在瓷片中的积累和衰减规律, 求出 β 源在辐照这样厚度瓷片时相对于辐照能完全穿透的细粒样品时的剂量率校正因子。这项工作早在1977年已由Wintle和Aitken做过, 他们用 $350\mu\text{m}$ 厚铝薄片做积累和衰减试验, 得到的积累饱和值在深度100— $300\mu\text{m}$ 时为1.27, 对 $200\mu\text{m}$ $\text{CaF}_2\text{:Dy}$ 薄片的理论计算值为1.21^[2-4], 但Stoneham用 $200\mu\text{m}$ 薄片得到的实验值为1.35^[1], 她对这个高比值没有作出解释, 她认为在目前没有办法进一步标定之前, 只能假定该值为 1.30 ± 0.5 。我们对这个问题作了比较深入细致的实验研究, 得到了瓷片中 β 剂量随深度分布的规律。

1 积累和衰减

β 粒子具有连续能谱, 我们在计算吸收剂量时, 一般都用它的平均能量, 但考虑衰减时, 必须注意其能量从零到最大的实际情况。当 β 粒子穿过瓷片时, 会产生各种相互作用, 有的粒子沿入射方向发生散射, 有的因产生较高能的次级电子消耗了能量, 有的则产生韧致辐射。速度较慢的电子大多数产生前两种相互作用。但低能电子数并不会因为电子速度慢下来或静止而减少, 因为较高能量的电子在相互作用中产生次级电子实际上又补充了低能电子。于是, 在整个吸收过程中, 粒子的能谱分布大致上保持相似。而穿过介质的 β 粒子数目, 因为与介质中粒子相互作用的随机性, 将随着穿入距离而按指数衰减。

积累只发生在瓷片的浅表层。当 β 源的直径为11mm、源与样品的距离为16mm时, β

粒子在进入瓷片时大部分垂直于表面,与垂直线夹角小于30度,但一进入瓷片,则发生散射,它们的方向很快偏离垂直,犹如气体粒子扩散一样,使穿过单位厚度瓷片的路程变长。如果单位路程产生的剂量相同,那么其内部剂量就要比表面高,这就是积累效应。但入射到一定深度,穿过单位厚度瓷片路程不再增加,这时积累达到饱和。Wintle等^[2,3]的实验表明,当 β 源与样品距离为16mm时,积累几乎全部在瓷片表面的0.1mm内,表面剂量比内部低20%左右。他们的实验是从表面到350 μm 处,每隔50 μm 测量一个点。由于积累层非常薄,所以这个积累实验的数据只有两个点,即50 μm 和100 μm 。可能由于技术条件的限制,他们没有得到积累区分得更细的实验点。

2 研究方法和结果

为了获得积累部分更为准确的资料,我们尽量把测试点安排得密一些,原计划每隔10 μm 测试一个点,这样从表面到100 μm 可获10个点,实际测量结果是从表面到110 μm 获9个实验点。

2.1 材料和方法

由于铝和瓷的阻止本领比较接近,所以我们也用铝代替瓷进行试验。我们将10 μm 左右厚的铝箔叠成不同厚度的堆。堆的表面和底层各放一片 $1\text{mg}/\text{cm}^2$ 的 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ 超薄型TLD,然后将其放在用于制备细粒样品的铝圆片上,受 β 源照射。铝堆的厚度加上铝堆表面的一片TLD厚度就是样品的深度。堆底层TLD测量的就是这个深度的剂量。将测得的这个深度剂量与表面剂量相比,就作为这个深度的百分剂量。每次堆的厚度改变时,都在堆的表面和底层各放一片TLD,这样测得的不同深度的百分剂量,已自动对堆的表面剂量作了校正。最后测到的深度百分剂量对深度作图,就得到了图1所示的 β 剂量与深度变化的关系,即 β 剂量在瓷片中的积累和衰减规律。我们使用的 ^{90}Sr β 源,直径为11mm,源样距为16mm。

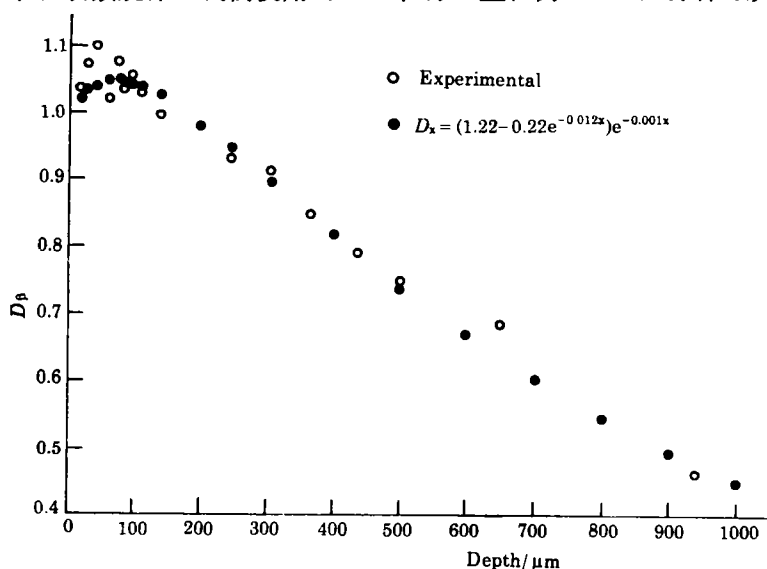


图1 β 剂量随深度的变化

Fig.1 Change of β dose with depth

β 剂量在薄片中的分布是积累和衰减效应相互竞争的结果。开始积累和衰减同时存在,

但积累大于衰减, 所以剂量逐渐增加, 到一定深度后剂量达最大值, 也就是积累达到饱和, 再深入进去, 衰减大于积累, 剂量逐渐减小, 直至衰减全部替代积累。我们可以用基本函数式表述这一关系。因为剂量的积累和衰减都是随机事件, 所以他们都应满足指数规律。又因积累有饱和现象, 所以积累的函数为

$$D_x = [(1+B) - Be^{-\mu_1 x}] \quad (1)$$

式中, x 为深度; D_x 为深度百分剂量; B 为只有衰减没有积累时, 曲线延长与 Y 轴交点的值; μ_1 为积累因子。当积累的同时又有衰减时, 式(1)变为

$$D_x = [(1+B) - Be^{-\mu_1 x}] e^{-\mu_2 x} \quad (2)$$

式中, μ_2 为衰减因子。当 x 达到一定的深度后, $[(1+B) - Be^{-\mu_1 x}]$ 饱和成为一个常数 $1+B$, 即

$$D_x = (1+B) e^{-\mu_2 x} \quad (3)$$

我们假定 $x > 200 \mu\text{m}$ 部分是纯衰减过程, 将 $x > 200 \mu\text{m}$ 的 D_x 对 x 进行回归, 则可得到 μ_2 和 $(1+B)$ 。有了 μ_2 和 B 就可以从式(2)求得 μ_1 。首先我们将式(2)换项成 $(1+B) - (D_x/e^{-\mu_2 x}) = Be^{-\mu_1 x}$, 并令 $(1+B) - (D_x/e^{-\mu_2 x}) = Y_x$ 。显然 Y_x 是已知数, 而且取对数后与 x 成正比。可将表面的 Y_0 与任意一个 $x < 200 \mu\text{m}$ 的积累过程的 Y_x 对 x 进行回归, 得到与各个深度对应的 μ'_1 , 再把从各个深度求得的 μ'_1 平均, 即为要求的 μ_1 。

2.2 结果

从图1可见, $x > 200 \mu\text{m}$ 时属纯衰减, 共有7个点(244—940 μm)。将7个点的 D_x 对 x 按式(3)回归, 得到衰减因子 $\mu_2 = 0.001$ 和常数 $1+B = 1.22$ 。将 μ_2 和 $(1+B)$ 代入式(2), 按 $Y_x = (1+B) - (D_x/e^{-\mu_2 x})$, 将表面的 Y_0 与任意一个 $x < 200 \mu\text{m}$ (14—138 μm) 的9个点的 Y_x 对 x 进行回归, 就可以得到各个深度的积累因子 μ'_1 , 平均后的 $\mu_1 = 0.012$ 。于是式(2)就成为

$$D_x = (1.22 - 0.22e^{-0.012x})e^{-0.001x} \quad (4)$$

用式(4)计算得到的 β 剂量与深度关系就是图1中的实心点。计算值与实验值吻合得很好, 平均误差为2.3%, 最大误差不超过10%。

从图1还可看到, 深度剂量在 $x \approx 80 \mu\text{m}$ 时达到饱和值1.05左右, 即深度为80 μm 处的剂量比表面剂量大5%, 而在100—200 μm 处, 其平均剂量比表面大得更少。因此在瓷器测定年代中, 当瓷片样品厚度为200 μm 时, 积累作用可以忽略, 不需要校正, 这一点与 Wintle 等得到的结果有所不同。需要说明的是这个结果是在源样距离为16mm条件下得到的。如果源样距减小, 则积累效应会明显降低, 这是因为入射电子的斜度增加。电子在表面的路程已是斜的, 再进入内部时, 斜的程度就不会增加多少, 那么穿越单位厚度样品的路程也增加无几。

2.3 瓷片的平均剂量计算

通过数学推导, 可知瓷片 a 、 b 两端面之间(即深度)的平均剂量 $\bar{D}_x$ 可用 a 、 b 两端的剂量 D_a 和 D_b 值求得。对于一个 $D_x = Ke^{-\mu x}$ 量(K 为常数), 有 $\bar{D}_x = \int_a^b D_x dx / \int_a^b dx = (D_a - D_b) / \ln(D_a/D_b)$ 。

$$\begin{aligned} \text{于是 } \bar{D}_x &= [\int_a^b (1.22 - 0.22e^{-0.012x})e^{-0.001x} dx] / \int_a^b dx \\ &= (\int_a^b 1.22e^{-0.001x} dx - \int_a^b 0.22e^{-0.013x} dx) / \int_a^b dx \\ &= (\int_a^b D_{x1} dx / \int_a^b dx) - (\int_a^b D_{x2} dx / \int_a^b dx) \end{aligned}$$

$$= [(D_{a_1} - D_{b_1}) / \ln(D_{a_1} / D_{b_1})] - [(D_{a_2} - D_{b_2}) / \ln(D_{a_2} - D_{b_2})] \quad (5)$$

设	$x/\mu\text{m}$	0	100	200	300
据式(5)得	D_{x_1}	1.22	1.104	0.999	0.904
	D_{x_2}	0.22	0.062	0.016	0.004

当深度为100 μm 时, $D_{a_1}=1.22$ 、 $D_{b_1}=1.104$ 、 $D_{a_2}=0.22$ 、 $D_{b_2}=0.062$, 从式(5)得 $\overline{D}_x = \overline{D}_{x_1} - \overline{D}_{x_2} = 1.161 - 0.123 = 1.038$ 。这个结果表明厚度为100 μm 的样品, 因积累而增加的平均剂量只有4%左右。如果将一块厚度为100 μm 的铝片盖在样品上, 当样品厚度为100 μm 时, 从式(5)可求得其平均剂量为1.017($D_{x_1}=1.050$, $D_{x_2}=0.033$)。当样品厚度为200 μm 时, 其平均剂量为0.980($D_{x_1}=1.001$, $D_{x_2}=0.0207$), 它们比表面剂量增加或减少都只有2%左右。由此可见, 为了把100—200 μm 厚的瓷片当作细粒样品使用, 只要在辐照实验室中测 β 剂量时, 在其表面盖一层100 μm 厚的铝片, 任何校正因子就都可以不要。

参 考 文 献

- 1 Stoneham D. PACT, 1983; 9:227
- 2 Wintle A G, Aitken M J. Int J Appl Radiat Isotopes, 1977; 28:625
- 3 Wintle A G, Aitken M J. Archaeometry, 1977; 19(2):111
- 4 Aitken M J. Thermoluminescence dating. London: Academic Press, 1985:122

Build-up and attenuation of beta dose within a porcelain slice

Wang Weida Zhou Zhixin Xia Junding

(Shanghai Museum, Shanghai 200231)

Leung P L Stokes M J

(City University of Hong Kong, Hong Kong)

Abstract

The variation of beta dose-rate with depth below the surface of a porcelain slice was investigated. The variation is due to the build-up and attenuation effects of beta dose in the slice. It is shown that the saturation value of build-up is 1.05 at the depth of 80 μm , and therefore the average dose increment or reduction is only 2% for a thickness of 200 or 300 μm . Hence the build-up effect is negligible in the dating of porcelain slices with similar thickness.

Key words Thermoluminescence dating, Porcelain, β dose, Build-up, Attenuation