放射性物体的γ輻射

Г·В·戈尔什科夫 著

地质出版社

放射性物体的γ輻射

Г.В. 戈尔什科夫 著

周超凡等譯

地質出版社

1959年·北京

Проф Г. В. ГОРШКОВ

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ТЕЛ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1956

本書詳細叙述了計算不同形状和体积的放射性物体的γ輻射强度的方法。此外还討論了γ射綫与通过物質有关的二次效应，并进行了計算。通过这些計算，可以估計当γ輻射通过物質时二次射綫对它的总衰減的影响。

本書供高等学校和高等技术学校的高年級学生用，也可供从事放射性方面工作的科学人員及工程师們作为参考。

本書由北京地質勘探学院周超凡、穆石敏、潘恩沛、秦国兴翻譯，薛琴訪教授校对。

放射性物体的γ輻射

著者	Г. В. 戈尔什科夫
譯者	周超凡等
出版者	地質出版社 北京宣武門外永光寺西街3号 北京市書刊出版業營業許可証出字第050号
发行者	新华書店
印刷者	地質出版社印刷厂 北京安定門外六鋪炕40号

印数(京)1—2700册　　1959年5月北京第1版
开本31″×43″ $\frac{1}{25}$　　1959年5月第1次印刷
字数 120,000　　印张 5 $\frac{21}{25}$
定价(10) 0.79 元

目　录

第一章　概　論

第二章　点放射源和非点放射源的輻射（不考慮二次γ射綫）

第三章　二次γ射綫・指数前的乘数

第一章 概 論

§1. γ 射線的性質

我們称原子核放出的电磁脉冲为γ 射綫。但是在文献里常常把質湮輻射（аннигиляционное излучение ）和高能量帶电粒子的阻滯輻射（тормозное излучение ）也称为γ 射綫。我們在此主要將討論核的γ 射綫的特性。核輻射只可能在核从激发能量狀态变为較低能量狀态时，特别是从激发狀态变为基本狀态时才发生。有时，激发的核要很迟才放出γ 量子。这种激发狀态的可能延續时間，在个别情况下計算出来可以达到数晝夜，甚至数年之久。这种狀态叫做同質異能狀态，而同一类的γ 放射体称为核同質異能素。

如上所述，γ 射綫就是电磁脉冲，在真空中傳播的速度为 $c = 3 \times 10^{10}$厘米/秒，并有一定的波長 λ 。

我們知道，光譜綫有一定的自然寬度 Γ，γ射綫同光綫一样，其譜綫也不是无限細，而是有某种自然寬度 $\Gamma = \frac{h}{2\pi\tau}$ ，式中 h 是蒲朗克常數，等于6.62×10^{-27}尔格/秒，而 τ 是給定核狀态的平均寿命。

綫的寬度 Γ 普通約为$10^{-3}eV$(电子伏)因此設$\tau = 6 \times 10^{-13}$ 秒，相应的波包長度$L = c\tau = 0.2$毫米。

γ 射綫的波長以X 單位来度量（1 X 單位等于 10^{-11} 厘米），以 X 單位表示的波長 λ与 γ量子的能量E_γ （用MeV ●表示）之間存在如下的关系：

$$\lambda\ (X\ \text{單位}) = \frac{12.38}{E_\gamma(MeV)} \tag{1}$$

● Mev为百万电子伏，俄文为мэв——譯者注。

例如，設 $E_\gamma = 1\,MeV$，則 $\lambda = 12.38x$-單位。因为核的 γ 量子能量約在 $0.05\,MeV$ 与 $3\,MeV$ 之間，則 γ 射綫的波長比核和电子的大小要大得多。

§2. 基本規律性

我們来研究一束平行的、且能量一致的 γ 射綫。設在同一种原子組成的厚板 $ABCD$ 上(图1)，有一束平行的 γ 射綫从左到右垂直射入其中，射綫束的起始强度为 I_0（尔格/厘米^2·秒）。沿 γ 射綫傳播的方向选一个 x 軸，并在 γ 射綫进入厚板的地方选为坐标原点。設用 I 代表距坐标原点距离为 x 处的射綫强度。

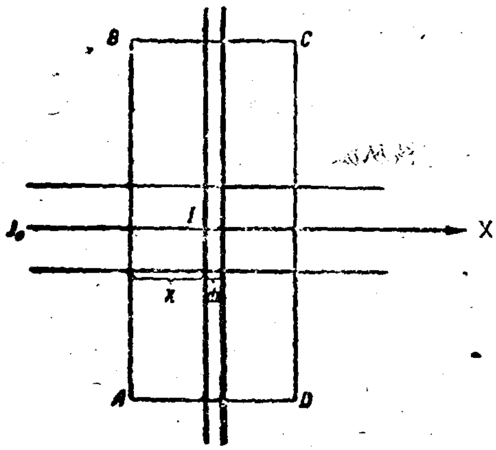

图 1. 推导輻射强度的減小与吸收体的厚度之間的关系示意图

γ 射綫与物質的相互作用按統計定律来計算。当相互作用发生时，γ 量子或全部被吸收，或失去一部分能量而改变其傳播方向。不管怎样，它在相互作用时就能从沿 x 軸傳播的射綫束中离开。我們仅討論留在平行束中而未变的射綫，所有其他射綫則認为已离开射綫束，因此射綫束通过物質时逐漸衰減。現在要导出当这种衰減发生时的数量規律性。推导时假定某处 γ 射綫束强度的減小与該点的强度 I 成正比，并且与我們研究的强度減少的射綫束所通过的层的厚度 dX 成正比。用 μ 表示比例系数，那么上述假定可写成：

$$-dI = \mu I\,dx \qquad (2)$$

把 I 移到左边，并改变符号：

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx.$$

求积分，得

$$\ln I = -\mu x + \ln c,$$

式中$\ln c$为一积分常数。將$\ln c$搬到左方并脱去对数，得

$$\frac{I}{c} = e^{-\mu x},$$

或

$$I = ce^{-\mu x}.$$

注意当 $x=0$，則 $I = I_0$，于是

$$I_0 = ce^{-0} = c.$$

最后得：

$$I = I_0 e^{-\mu x} \qquad (3)$$

系数μ称为綫衰减系数。其量綱为長度負一次方。这是因为，方次指数始終应当是沒有量綱的值，而x却具有長度量綱。

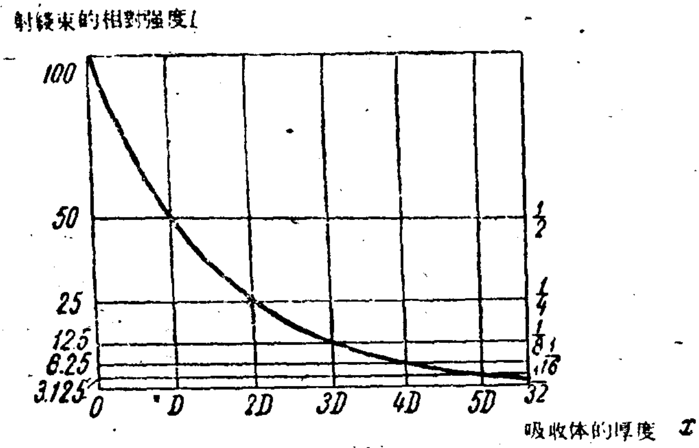

图 2. 函数$e^{-\mu x}$图

如果用图解表示I与x的关系，則可得到指数曲綫（图2）。能使射綫束的强度I减少一半的吸收体的厚度值D，称为半衰厚度。

容易看出，厚度为 2 D 处輻射衰減为1/4，或$1/2^2$；厚度为 3 D 处輻射衰減为1/8，或$1/2^3$；厚度 4 D处为 $1/2^4$等等。厚度10D 处輻射衰減为1/1012；有时厚度10D 称为該物質中 γ 射綫的实际射程。現在这个概念几乎不用了。

除半衰厚度D 外，还有 γ 射綫在該物質中的平均射程l 也是一个重要数值。这个射程的确定，完全类似炮彈或子彈飞行的平均距离。为了确定炮彈的平均射程，需要射击許多次数 N_0 。射击次数n_1乘它們飞行的距离l_1加上乘积n_2l_2等等。这样得到的总和除以射击次数，所得的商 l 就是炮彈的平均射程。

$$\bar{l} = \frac{\sum_i n_i l_i}{N_0} \tag{4}$$

确定 γ 射綫的平均射程时，是用同样方法处理的，不过这时不是把距离一一分为有限段（10公里，11公里等等）相加，而是把距离 x 一一分为无限小長度 dx 相加。此外，数値 x 不限于較狭的范圍內，而在 0 到∞的范圍內，所以此处用积分計算来代替总和。

設在厚板上射入 N_0 个 γ 量子。我們需要計算已到达厚度 x ，而尙未到达厚度$x+dx$的量子数，即从射綫束出来，到了 x 与 $x+dx$之間的路程上的 γ 量子数。到达厚度 x 的γ量子数是$N_0e^{-\mu x}$。

到达$x+dx$的量子数是

$$N_0e^{-\mu(x+dx)} = N_0e^{-\mu x}\cdot e^{-\mu dx} = N_0e^{-\mu x}(1-\mu dx)$$
$$= N_0e^{-\mu x} - N_0e^{-\mu x}\cdot\mu\cdot dx.$$

从第一个γ量子数目中減去第二个，我們得到的 γ 量子数目剛好是到达厚度 x、而在下一个无穷小的間隔dx上离开了射綫束的量

$$N_0e^{-\mu x} - [N_0e^{-\mu x} - N_0e^{-\mu x}\mu dx] = N_0e^{-\mu x}\mu\cdot dx.$$

此量乘上通过的路程長度 x ，并取此式从零到无穷大的积分，然后除以全部 γ 量子数N_0，就得到某物質中 γ 射綫的射程 l

$$l = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty N_0e^{-\mu x}x.\mu dx \tag{5}$$

这个式子可以进行部分积分法：

$$l=\mu\int_0^\infty \underbrace{e^{-\mu x}\,dx}_{dv}\cdot\underbrace{x}_{u}=-x\mu\frac{1}{\mu}e^{-\mu x}\Big|_0^\infty+\mu\frac{1}{\mu}\int_0^\infty e^{-\mu x}\,dx$$

$$=-\frac{1}{\mu}e^{-\mu x}\Big|_0^\infty=\frac{1}{\mu},$$

我們得到重要的关系式:

$$l=\frac{1}{\mu}\cdot \tag{6}$$

衰減系数μ和半衰減厚度D之間存在的关系,只要用基本关系式(3)

$$I=I_0e^{-\mu x},$$

就可以求得。假定$x=D$,則$I=\frac{I_0}{2}$,我們得

$$\frac{I_0}{2}=I_0e^{-\mu D}\text{ 或 }e^{\mu D}=2;$$

$$\mu D\log_{10}e=\log_{10}2;\ \mu D0.43429=0.30103;\ \mu D=0.693,$$

由此

$$\mu=\frac{0.693}{D}. \tag{7}$$

从(6)和(7)得

$$l=\frac{D}{0.693}=1.443\,D. \tag{8}$$

(l和D具有長度的量綱)。

除綫衰減系数μ外,还常引入所謂質量衰減系数$\frac{\mu}{\rho}$(ρ是以克/厘米^{3}表示的物質密度):

$$-dI=\frac{\mu}{\rho}I\rho dx=\frac{\mu}{\rho}Idm,$$

由此

$$I=I_0e^{-\frac{\mu}{\rho}m}, \tag{9}$$

这里的 m 是切面为1平方厘米、厚度为 x 的柱体內的質量。質量衰減系数的量綱是：

$$\left[\frac{\mu}{\rho}\right]=\frac{\text{厘米}^{-1}}{\frac{\text{克}}{\text{厘米}^3}}=\frac{\text{厘米}^2}{\text{克}}.$$

还有每一原子的衰減系数 μ_A 和每一电子的衰減系数 μ_ε 也是常用的。

在1厘米^{3}物質中的原子数目 n_0 以公式表示为：$n_0=\frac{\rho N}{A}$，式中 ρ 是密度，N 是阿伏伽德罗数，等于 6.02×10^{23}，A 是組成吸收体的元素的原子量。类似式子(2)我們可以写出：

$$-dI=\frac{A}{N}\frac{\mu}{\rho}I\frac{\rho N}{A}dx=\mu_A\cdot I\cdot dn_A. \tag{10}$$

积分后得：

$$I=I_0e^{-\mu_A\cdot n_A}, \tag{11}$$

式中 n_A 是切面为1厘米^2、厚度为 x 的柱內的原子数。

每一电子的衰減数 μ_ε 可与此类似地求得：

$$-dI=\frac{\mu}{\rho}\frac{A}{NZ}I\frac{\rho NZ}{A}dx=\mu_\varepsilon\cdot Idn_\varepsilon, \tag{12}$$

式中 Z 是元素的原子序数。

积分后得：

$$I=I_0e^{-\mu_\varepsilon n_\varepsilon}, \tag{13}$$

式中 n_ε 是切面为1厘米^2、厚度为 x 的柱內的电子数目。μ, μ_A 和 μ_ε 之間有明确的关系

$$\mu_A=\frac{\mu}{\rho N}; \tag{14}$$

$$\mu_\varepsilon=\frac{\mu}{\rho NZ}; \tag{15}$$

$$\mu_A=\mu_\varepsilon\cdot Z\cdot \qquad (16)$$

每一原子或每一电子的衰減系数的量綱是一样的（Z 是无量綱的数値）。这个量綱确定如下：

$$[\mu_A]=\frac{\text{厘米}^{-1}\text{克}}{\dfrac{\text{克}}{\text{厘米}^3}}=\text{厘米}^2\ .$$

数值 μ_A和μ_ε 具有面积的量綱。把原子作中心圍上一个面积等于μ_A，把电子作中心圍上一个面积μ_ε；γ量子和原子或电子相互作用的或然率，就好象是 γ 量子通过这些面积的时候才进行这种相互作用。因此系数μ_A与μ_ε又常常称为有效横截面。原子核物理学中常用每一原子核的有效截面的概念来代替每一原子的有效截面，因为在絕大多数情况下是粒子(或量子)与原子核，而不是粒子与整个原子有相互作用。

到此为止，我們假定平行的、均匀的 γ 射綫束所通过的物質是由同类原子（例如金属）所組成的。现在来研究化学成分复杂的物質、也是均匀的物質。γ射綫的衰減是介質的一种相加特性。所以这种介質的質量衰減系数$\frac{\mu}{\rho}$可以写成：

$$\frac{\mu}{\rho}=\frac{P_1}{100}\ \frac{\mu_1}{\rho_1}+\frac{P_2}{100}\ \frac{\mu_2}{\rho_2}+\frac{P_3}{100}\ \frac{\mu_3}{\rho_3}+\cdots\cdots, \qquad (17)$$

式中$\frac{\mu_1}{\rho_1}$，$\frac{\mu_2}{\rho_2}$……是各組成部分的質量衰減系数，而P_1，P_2…是用百分数所表示的它們的相应重量。

如果 P_1，P_2……以立方厘米內介質的克数表示，则（17）式的总和就是綫衰減系数：

$$\mu=P_1\frac{\mu_1}{\rho_1}+P_2\frac{\mu_2}{\rho_2}+P_3\frac{\mu_3}{\rho_3}+\cdots\cdots \qquad (18)$$

在有些情况下，吸收介質的精确化学成分不知道。这时可以用带有某种近似数值計算的方法来估計衰減系数。为了精确确定这种介質

里的 γ 射綫衰減系数，我們必須用实驗的方法来测量它。

§3. 点源在眞空中的輻射

γ 射綫和光綫一样，离开点射綫源后向各个方向傳播。輻射强度与距离平方成反比例的定律，在这里也同样适用。

在眞空中，离射綫源距离为 r 处，γ 射綫的輻射强度可用如下数学公式来表示：

$$I = K\frac{C}{r^2}. \tag{19}$$

式中 K 是比例系数；C 是射綫源中放射性物質單位数量。用居里作为放射性物質数量的單位。1居里等于每秒蛻变次数为 3700×10^{10} 次的物質量。居里的量綱为秒$^{-1}$；r是从点射綫源到測定輻射强度处的距离。

系数量綱用普通的方法来确定

$$[K] = \frac{\text{尔格}\cdot\text{厘米}^2}{\text{厘米}^2\cdot\text{秒}\cdot 1/\text{秒}} = \text{尔格} = \frac{\text{克}\cdot\text{厘米}^2}{\text{秒}^2}.$$

测量 γ 射綫最普通的仪器为电离室和粒子及量子的計数器。設其他条件相同，則在單位时間內，电离室中的气体在單位体积內形成离子对的数目，正比于放射性样品的放射性强度，因而，也就正比于該样品至給定距离上的 γ 射綫的强度。在計数器里，一般用單位时間內垂直于射綫束的單位截面积上所投入的脉冲数目来判断效应；用已知射綫源时，这种效应正比于單位时間进到計数器的單位截面积內的 γ 量子数，因而也正比于离射綫源至某距离上的 γ 射綫强度。

但由此不应当認为，电离室中或計数器中由不同性質的γ射綫所得到的效应相等，就表示这些射綫源在仪器所在地点产生的 γ 射綫强度均相等。如果輻射的綫譜組分不同，則由于計数器或电离室对于綫譜組分不同的輻射的灵敏度也不一样，所以当被测量的射綫束强度不一样时，可能得到相等的效应。本章研究点射綫源和非点射綫源时，我們假定使用單色射綫源的物体。

在这些保留条件下，γ 射綫的强度才可以用下列量来度量：（1）

离子形成的速度，（2）在1秒鐘內通过1厘米^{2}的γ量子数目，（3）在每秒鐘內，每1厘米^{2}內所記录的γ量子数目。我們用离子形成的速度所度量的γ射綫强度，以J表示之。此时

$$J = K' \frac{C}{r^2}, \tag{20}$$

若放射性物質是鐳或氡，則比例系数K称为伊瓦数（число Ива）。

若用0.5毫米鉑屏包住鐳射綫源，这个屏实际上能阻擋射綫源的全部β射綫，則对于空气当量电离室来說，伊瓦数等于4.8×10^9。伊瓦数大致可取5×10^9。当γ輻射不用1厘米^{3}內离子对的数目来計算，而以每秒倫琴来計算（見附录四）的話，鐳射綫源的常数K'称为鐳的γ常数。1毫克鐳在1厘米距离处，每小时內鐳的γ常数在数值上等于8.4倫琴。此时为了把鐳及其蛻变产物所放出的全部β粒子吸收掉，鐳的γ射綫要被0.5毫米鉑屏濾过。

系数K'（伊瓦数）的量綱与系数K的量綱是有区别的，

$$[K'] = \frac{1\text{厘米}^2}{\text{厘米}^3 \cdot \text{秒} \cdot 1/\text{秒}} = \frac{1}{\text{厘米}}.$$

長度單位增加n倍时，度量K'的單位减少n倍，而K'的值增加n倍。例如，当長度單位为1米时，K'將等于5×10^{11}，当長度單位为1公里时，K'等于5×10^{14}。

为了量γ輻射的强度而量每秒通过1厘米^{2}的γ量子数时，量强度的式子可以写成如下形式：

$$n = K'' \frac{C}{r^2}. \tag{21}$$

系数K''沒有任何專門的名称，系数K''的量綱与K和K'的量綱也有区別：

$$[K''] = \frac{1\text{厘米}^2}{\text{厘米}^2 \cdot \text{秒} \cdot 1/\text{秒}} = 1.$$

我們看到，系数K''沒有量綱；因而其数值与所取單位无关。

§4. γ 輻射与物質相互作用过程一览表

γ 輻射与物質相互作用过程，現在已知的有下列11种：

（1） 康普頓散射；

（2） 光电效应；

（3） 核場內“对”的形成；

（4） 束縛电子的湯姆遜——瑞利散射；

（5） 核上的湯姆遜散射；

（6） 核共振散射；

（7） 核光效应；

（8） 电子場中“对”的形成；

（9） 輻射場中“对”的形成；

（10） 电勢或德耳布茹克散射；

（11） 光子作用下的核裂变。

我們仅簡要地研究前四种过程，因为其他过程对于放射性物質的 γ 射綫来說，或者根本不发生，或者发生的可能性很小。

首先我們根据經典理論討論 γ 射綫对于自由电子的散射（湯姆遜——瑞利散射）。虽然这种相互作用，在自然界中不見得眞实遇着，但它是康普頓散射的极限情况，康普頓散射是我們稍后就要討論的。

§5. γ 射線的經典（湯姆遜）散射

倫琴射綫和 γ 射綫的散射現象，特別显明的表現出电磁輻射的双重性格。散射的倫琴輻射和 γ 輻射的某些性質（极化），从波动观点来解釋是很容易的，而其他性質（散射时頻率的改变）从波动观点上就解釋不通，但若認为射綫具有顆粒性質，則就不难解釋了。

先从波动观点来研究 γ 射綫的散射。設有平行于 x 軸方向傳播的平面單色极化电磁波（图3），射到位于O点的电子上。这的电矢量 E 作用于电子上，使它形成具有入射波頻率的諧波振盪，电子变成球形波

的中心，球形波的波長等于入射波的波長，入射波的波長也就是散射波的波長。如果我們將图平面內在r方向的电矢量$E\varphi$，看成与入射波的电矢量成角度 φ 的矢量，則矢量 E_φ 將分布在图平面上，方向垂直于矢量徑。由于电子与其运动成 φ 角的加速度运动，在距电子距离 r 处所产生的电場强度用下列公式表示，

$$E_\varphi = r\frac{ae}{c^2}\sin\varphi, \tag{22}$$

式中 a 是加速度，e 是电子的电荷，c 是光的速度。在确定散射輻射强度时，我們也利用这个对于E的式子。

若E代表入射波的电矢量，m 表示电子的質量，則我們可根据牛頓第二定律写出：

$$ma = E \cdot e,$$

式中 a 是电子的加速度，e 是电子的电荷，由此

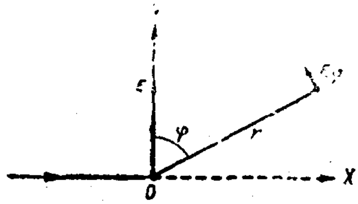

图 3. 极化γ輻射散射經典公式的推导簡图

$$a = \frac{E \cdot e}{m}.$$

將电子加速度的式子代入 (22)，我們得到：

$$E_\varphi = \frac{E \cdot e^2}{rmc^2}\sin\varphi.$$

現在我們回憶这个比値：$\frac{e^2}{mc^2} = r_0$等于經典电子半徑。因此我們可以写出：

$$E_\varphi = \frac{E}{r} r_0 .$$

因为波的强度与电矢量平方成正比，所以散射輻射强度与入射輻射强度之比將等于

$$\frac{E_\varphi{}^2}{E^2} = \frac{I_\varphi}{I} = \frac{I}{r^2} r_0{}^2\sin^2\varphi. \tag{23}$$

现在我們假定，自然光綫未极化。設γ射綫的原始光束仍旧平行于x軸而傳播。电矢量在垂直于光束傳播的平面上，即这个矢量位于平行于yOz的平面上。因为y和z軸的位置可在此平面上任意挑选（当然要保持軸之間成直角），則我們可以把y軸放在通过x軸和矢径$\vec{r}=\vec{OP}$的平面上（通过一直綫和一点始終可作一平面，而矢量徑一定在此平面內，因为其起点与終点都在这个平面上）。

設电子位于坐标原点（图4）。电矢量$\vec{E}$可分成兩个垂直分量，E_y和E_z。由图可見，$E^2=E_y^2+E_z^2$，且輻射强度等于$I=I_y+I_z$，式中I_y是由場沿y軸的分量E_y决定的强度分量，而I_z是由場沿z軸的分量E_z决定的强度分量。因为原始光束未极化，所有振动方向都同样有可能，且

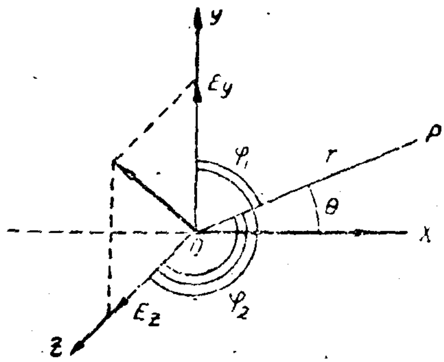

图4. 未极化的γ輻射散射的典型公式推导簡图

$$I_y=I_z=\frac{1}{2}I.$$

散射光束在P点上的强度I_{φ_1}由于数值I_y激起的，与(23)式相应，可用以下公式表示

$$I_{\varphi_1}=I_y\frac{1}{r^2}\cdot r_0^2\sin^2\varphi_1=\frac{1}{2}I\frac{1}{r^2}\cdot r_0^2\cos^2\theta, \qquad (24)$$

式中φ_1是OP与Oy間的角度，$\theta=\frac{\pi}{2}-\varphi_1$.

同样，散射光束在P点上的强度I_{φ_2}由于数值I_z，激起的可以表示为

$$I_{\varphi_2}=I_z\frac{1}{r^2}\cdot r_0^2\sin^2\varphi_2=\frac{1}{2}I\frac{1}{r^2}\cdot r_0^2, \qquad (25)$$

式中φ_2是OP与OZ間的角度，始終等于$\frac{\pi}{2}$。

散射波在P点上的总强度等于