

From, An atlas of typical expansion chamber photographs. 1954.

By W.Gentner , H. Leibtniz and W.Bother

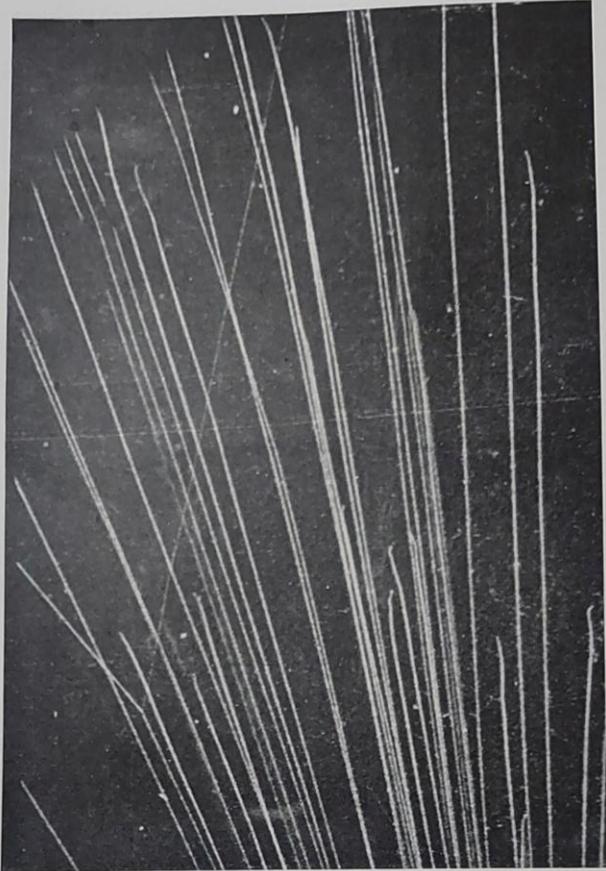


Fig. 28. P. M. S. BLACKETT and D. S. LEES, Proc. Roy. Soc., London (A) 136, 325 (1932).



Fig. 29. P. M. S. BLACKETT, Proc. Roy. Soc., London (A) 107, 349 (1925).



Fig. 30. P. M. S. BLACKETT and D. S. LEES, Proc. Roy. Soc., London (A) 134, 658(1931).

Figs. 28-32. *Diffusion simple des particules α* . Fig. 28. Diffusion dans l'hydrogène. La longue trajectoire fine est celle du noyau de recul d'hydrogène. Fig. 29. Diffusion dans l'hélium. Les deux angles de diffusion sont $38^{\circ} 34'$ et $50^{\circ} 53'$. Fig. 30. Diffusion dans l'azote. La particule α est diffusée sous un angle de 142° . Fig. 31. Diffusion dans le fluor. Fig. 32. Diffusion dans le chlore. Particules α du Po dans un mélange de fréon et d'hélium; diamètre de la chambre 25 cm.

La diffusion simple des particules α , c'est à dire le choc direct de particules α sur des noyaux atomiques, a joué un rôle décisif dans l'édification du modèle d'atome de RUTHERFORD; aussi fut-il par la suite abondamment étudié. La diffusion simple obéit en général aux lois des chocs élastiques. Les angles que font les directions des particules secondaires avec la direction initiale sont liés aux vitesses des particules avant et après le choc et sont donnés par le rapport des masses des deux noyaux et les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. BLACKETT a étudié la diffusion des particules α dans différents gaz en prenant de nombreuses séries de photographies. Il était nécessaire de prendre beaucoup de clichés, car pour les particules de grande vitesse la diffusion sous de grands angles est assez rare. BLACKETT utilisait pour ses prises de vues deux caméras dont les axes optiques faisaient entre eux un angle de 90° . Grâce à son dispositif et à l'extraordinaire finesse de ses photographies, il put faire des mesures très précises. Il constata que dans ces chocs les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement sont toujours satisfaites. Les Figs. 28 et 29 montrent la diffusion de particules α rapides (parcours initial d'environ 7 cm) sur un noyau d'hydrogène et sur un noyau d'hélium. Dans la diffusion d'une particule α sur un noyau d'hydrogène (proton), la déviation subie par la particule α ne peut dépasser $14,5^{\circ}$. Dans le cas de la diffusion par un noyau d'hélium, elle ne peut dépasser 90° , et la somme des angles des deux particules α secondaires avec la direction initiale est toujours égale à 90° , à cause de l'égalité des masses des deux noyaux qui se rencontrent. Des angles indiqués sur les photographies il résulte que le rapport des masses est en Fig. 28 1:3,96 et en Fig. 29 1:0,98. Le rapport théorique serait dans le premier cas 1:3,97 et dans le second 1:1.

La photographie 30 donne un exemple de diffusion sur un noyau plus lourd; de plus grands angles de déviation apparaissent. Dans le cas présent la particule α a subi une percussion presque centrale sur le noyau d'azote et elle est fortement déviée vers l'arrière, alors que le noyau d'azote prend la majeure partie de l'énergie.

Les photographies 31 et 32 montrent des chocs de particules α sur des noyaux de fluor et de chlore. BLACKETT et d'autres auteurs ont utilisé de telles photographies pour établir la relation existant entre l'énergie et le parcours de noyaux de différents numéros atomiques.

Sur le cliché 28 le contraste entre les ionisations dues à la particule α et au proton est particulièrement net. Le proton produit une moindre ionisation, car sa charge nucléaire est plus faible et sa vitesse plus grande. Ceci explique pourquoi les parcours des protons sont supérieurs à ceux des particules α de même énergie.

1) Passage au centre de masse

Soit la vitesse initiale du projectile dans le référentiel laboratoire v .

La vitesse du centre de masse est

$$V = \frac{m_1 v}{m_1 + m_2}.$$

La vitesse du projectile dans le référentiel du centre de masse (CM) **avant** la collision vaut

$$v^* = v - V = v \frac{m_2}{m_1 + m_2}.$$

Après collision élastique, dans le CM la particule garde la même norme de vitesse v^* mais est déviée d'un angle θ^* (angle mesuré par rapport à la direction initiale).

2) Transformation inverse (CM \rightarrow laboratoire)

Dans le repère CM, composantes de la vitesse finale du projectile :

$$v_x^* = v^* \cos \theta^*, \quad v_y^* = v^* \sin \theta^*.$$

Pour revenir au labo on ajoute V à la composante x (direction du faisceau) :

$$v_x^{\text{lab}} = v^* \cos \theta^* + V, \quad v_y^{\text{lab}} = v^* \sin \theta^*.$$

D'où l'angle de diffusion dans le labo θ vérifie

$$\tan \theta = \frac{v_y^{\text{lab}}}{v_x^{\text{lab}}} = \frac{v^* \sin \theta^*}{v^* \cos \theta^* + V}.$$

En substituant $v^* = v \frac{m_2}{m_1 + m_2}$ et $V = v \frac{m_1}{m_1 + m_2}$ on obtient (après simplification $v/(m_1 + m_2)$ qui se simplifie)

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta^*}{\cos \theta^* + \frac{m_1}{m_2}} = \frac{m_2 \sin \theta^*}{m_1 + m_2 \cos \theta^*}.$$

3) Recherche de l'angle maximum θ_{\max}

On veut maximiser θ lorsque θ^* varie. Comme $\tan \theta$ est strictement croissante de 0 à $\pi/2$, on peut maximiser $\tan \theta$ à la place. Posons

$$T(\theta^*) = \frac{\sin \theta^*}{\cos \theta^* + a}, \quad \text{où } a = \frac{m_1}{m_2}.$$

Calculons la dérivée :

$$\frac{dT}{d\theta^*} = \frac{\cos \theta^* (\cos \theta^* + a) - \sin \theta^* (-\sin \theta^*)}{(\cos \theta^* + a)^2} = \frac{1 + a \cos \theta^*}{(\cos \theta^* + a)^2}.$$

Annulation de la dérivée $\Rightarrow 1 + a \cos \theta^* = 0$, donc

$$\cos \theta^* = -\frac{1}{a} = -\frac{m_2}{m_1}.$$

Cette équation admet une solution physique seulement si $\frac{m_2}{m_1} \leq 1$ (i.e. $m_1 \geq m_2$).

Dans ce cas, en remplaçant dans l'expression de $\tan \theta$ on trouve après simplifications

$$\tan \theta_{\max} = \frac{m_2}{\sqrt{m_1^2 - m_2^2}}.$$

En utilisant $\sin \theta = \frac{\tan \theta}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}}$ on obtient

$$\sin \theta_{\max} = \frac{m_2}{m_1} \Rightarrow \theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{m_2}{m_1}\right).$$

Remarque : si $m_1 \leq m_2$ alors le dénominateur $\cos \theta^* + a$ peut s'annuler pour un θ^* réel (car $-a \in [-1, 1]$), ce qui conduit à $\tan \theta \rightarrow \infty$ et donc $\theta_{\max} = 90^\circ$. En résumé :

$$\theta_{\max} = \begin{cases} \arcsin\left(\frac{m_2}{m_1}\right) & \text{si } m_1 \geq m_2, \\ 90^\circ & \text{si } m_1 \leq m_2. \end{cases}$$

4) Application numérique : α sur proton

Pour une particule α $m_1 = 4m_p$ et un proton $m_2 = m_p$:

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{1}{4} = 0,25, \quad \theta_{\max} = \arcsin(0,25) \approx 14,4775^\circ \approx 14,48^\circ.$$