Sur le champ entre un particule et un noyau atomique

Autor(en): **Schamès, Léon**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **17 (1935)**

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-741597

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Léon Schamès. — *Sur le champ entre une particule α et un noyau atomique.*

La diffusion anormale des particules α montre qu'il y a une force attractive entre la particule α et le noyau contraire à la force coulombienne. Il résulte de la formule que nous avons communiquée il y a deux ans [1] pour le potentiel U entre une particule α et un noyau de masse m et de nombre atomique z:

$$U = \frac{2ze_0^2}{r} - 2\left(\frac{m}{m_0} + 2z\right)\frac{e_0^2}{l_0}e^{4\left(1-\frac{r}{2l_0}\right)},$$

où m_0 et l_0 sont la masse et le rayon du neutron, et e_0 la charge élémentaire (e = base des logarithmes naturels).

En posant

$$\frac{Ul_0}{e_0^2} = \varphi$$

$$\frac{m}{m_0} = \mu$$

$$\frac{r}{2l_0} = \rho$$

on a

$$\varphi = \frac{z}{\rho} - 2(\mu + 2z)\,e^{4(1-\rho)}$$

et en divisant par z on obtient

$$\boxed{\frac{\varphi}{z} = \frac{1}{\rho} - 2\left(\frac{\mu}{z} + 2\right)e^{4(1-\rho)}}$$

Cette équation nous montre que *le potentiel réduit* $\frac{\varphi}{z}$ *ne dépend que de* $\frac{\mu}{z}$. Tandis que pour H: $\frac{\mu}{z} = 1$, cette valeur est 2 pour D, H*e*, C, N, O, N*e*, S.

Pour le même rapport de $\frac{\mu}{z}$ on a alors la même courbe du

[1] L. Schamès, Naturwiss., *21*, 577. 1933.

potentiel divisé par z. Les chiffres de Pollard [1] confirment ce résultat pour le maximum du potentiel pour C et N.

La divergence entre notre équation et la loi de Coulomb est inférieure à un pour cent au-dessus de la valeur $\rho > 3$ (c'est-à-dire de $r > 8.10^{-13}$ cm).

Pour $z = 1$ et $m = 1$ ou 2 l'équation nous donne le potentiel entre une particule α et le noyau d'hydrogène ou de Deuton. Jusqu'à une distance de 3.10^{-13} cm la différence entre les champs ainsi calculés de H et de D est négligeable en première approximation, en concordance avec les résultats expérimentaux de Rutherford.

Taylor [2] a déduit de ses observations des courbes schématiques pour le potentiel de H et de H*e*. Il y a une bonne concordance entre ces courbes et celles tracées d'après notre équation. Il serait intéressant d'appliquer la méthode de Taylor aux expériences de Rutherford avec D, qui ne sont pas encore publiées, pour vérifier la concordance avec notre équation.

Léon Schamès. — *Sur la différence principale entre la masse matérielle et la masse électromagnétique.*

Quelque temps après la découverte du neutron, mais avant celle du positron j'ai mentionné [3] qu'il y a une différence principale entre la masse matérielle et neutre d'une part et la masse électromagnétique d'autre part.

On commença par considérer la masse m_e de l'électron, après avoir reconnu sa variation en fonction de la vitesse, comme étant de nature différente de la masse matérielle envisagée en mécanique classique. Mais dès que la théorie de relativité montra que la masse matérielle dépendait de la même manière de la vitesse, il n'y avait plus de différence entre la masse matérielle et la masse électromagnétique. On pensait même que la masse matérielle pouvait être d'origine électromagnétique.

[1] E. W. Pollard, Phil. Mag., *16*, 1137. 1933.

[2] H. M. Taylor, Proc. Roy. Soc. Lond. (A), *134*, 103; *136*, 605, 1932.

[3] L. Schamès, Zs. f. Phys., *81*, 278 (1933).