UNIVERSITÉ DE GENÈVE
INSTITUT DE PHYSIQUE

北區常安町
大阪帝國大學御中

Dr H. YUKAWA
Dept. of Physics
Osaka Imperial University
OSAKA
(Japan)

Dr. H. Yukawa with my best regards and many thanks for the reprint.

E. C. G. Stueckelberg.

A propos de l'Interaction entre les Particules Elémentaires.

à paraître [Comptes Rendus des Séances de l'Ac. des Sci.)

Soit Q(x) un champ de force satisfaisant à une éq. de D'Alembert généralisée :

$$b = -(4\pi)^{-1}(\Delta - l^2) \quad ; \quad bQ + (4\pi c^2)^{-1}\ddot{Q} = J \qquad (1)$$

Dans le cas statique on a comme solution

$$Q(x) = b^{-1}J = \int dy\, J(y)\, e^{-l|x-y|}\, |x-y|^{-1} \qquad (2)$$

La '' densité de charge '' J produisant le champ Q est donné par la présence de particules de '' charge '' ε^r à l'endroit q^r

$$J(x) = \Sigma J^r = \Sigma \varepsilon^r \delta(x - q^r) \qquad (3)$$

Le mouvement des particules sous l'influence du champ obeit à l'équation

$$m\, \ddot{q}^r = \int dx\, J^r \operatorname{grad} Q \qquad (4)$$

Les equations (1) et (4) découlent d'une Hamiltonienne

$$2H = \Sigma\, m^{-1}(p^r)^2 + \int dx\, (\, Q(bQ) + 4\pi c^2 P^2 - 2QJ\,) \qquad (5)$$

Le champ donne lieu à une énergie d'interaction entre les particules qu'on trouve généralemet en appliquant la ~~théorie~~ methode de perturbations. La première approximation fournit une interaction statique de 1° ordre en ε^2.

$$2V(..q^r..) = \int dx\, J(b^{-1}J) = \Sigma\Sigma\, \varepsilon^r \varepsilon^s\, e^{-l|q^r-q^s|}\, |q^r-q^s|^{-1} \qquad (6)$$

La façon suivant laquelle on a obtenu ce résultat (6) semble montrer qu'on ne doit l'appliquer que comme une perturbation agissant sur le mouvement des particules libres . On ne ~~peut~~ pourrait donc jamais utiliser (6) pour calculer les niveaux d'énergie d'une assemblée de particules (atomes, noyeaux atomiques).

Nous nous proposons dans cette note de montrer que l'interaction statique (6) doit être prise en toute rigueur pour calculer les niveaux d'énergie: Soit

$$S = e^{(i/h)\int dx \bar{P}(b^{-1}\bar{J})} \qquad (7)$$

une transformation de contact qui transforme les variables canoniques p,q,P et Q dans des nouveaux variables $\bar{p}, \bar{q}, \bar{P}$ et $\bar{Q}$:
$p = S\bar{p}S^{-1}$ etc.

L'Hamiltonienne prend ensuite la forme

$$2H = \Sigma\, m^{-1}(\pi^r)^2 + 2V(..\bar{q}^r..) + \int dx\, (\, \bar{Q}(bQ) + 4\pi c^2 P^2) \qquad (8)$$

avec

$$\bar{\pi}^r = \bar{p}^r - \int dx\, (\bar{J}^r/c)\, \bar{B} \quad ; \quad \bar{B} = c\, \mathrm{grad}(b^{-1}\bar{P}) \qquad (9)$$

~~XDansXlaXcasXdeXl'électrodynamiqueX(lX=XoX)X(6)Xest laXpotentielXdeXCoulombXentreXdeuxXchargesXQXreprésenteXle potentielXscalaire~~

Ce nouveau problème qui contient l'interaction statique de 1^o ordre en ε^2 peut être résolu aproximativement (en négligant l'interaction des particules avec le potentiel vecteur $\bar{B}$). On trouve ainsi les niveaux d'énergie dans une première approximation . C'est sur ces états qu'on doit calculer l'influence de la perturbation du à B . On la trouvera de l'ordre ~~$(\dot{q}/c)^2$ xxxxxxxxxinteractionxdynamiquex~~ ($\dot{q}/c$)^2 plus petite que l'interaction statique c.a.d. une interaction dynamique.

Dans l'électrodynamique (l = o) (6) est l'energie potentielle de Coulomb. Q représante le potential scalaire (le signe de l'intégral en (5) et (8) doit être renversé). Le potentiel vecteur A entre dans la partie materielle de (5) en substituant pour p^r un

$$\pi^r = p^r - \int dx(J^r/c)\, A \qquad (1o)$$

La condition de Lorentz c div $\bar{A} = -\dot{Q} = 4\pi c^2 \bar{P}$ substitué dans (9) donne $\bar{B} = -\bar{A}^{long}$ (partie longitudinale de $\bar{A}$). Pour le $\bar{\pi}^r$ on trouvera donc l'expression analogue à (1o) mais ne contenant que la partie transversale de A.

Dans la théorie des forces nucléaires 1) il faut un champ Q_r à ~~neuf~~ plusieurs composantes ~~(i = 1,2,..9)~~ dont chaquéune satisfait à une équation analogue à (1). Por les '' densités de charge '' J_i on a des expressions (3) et des dérivées de (3). Les ε_i^r sont des matrices non commutables entre eux (construites comme des produits directes des matrices du spin σ_i et du ''spin isotopique τ_i). Une transformation analogue à (7) aboutit à une Hamiltonienne analogue à (8) contenante des interactions statiques de forme (6) et des derivées(c.a.d. les mêmes termes qu'on obtiendrait par la méthode de perturbation 1)). Par contre , vu la noncommutabilité de $\bar{J}_i$ avec $\bar{J}_{i'}$, on trouve en plus de l'interaction dynamique de l'ordre $(\dot{q}/c)^2$ une perturbation statique de l'ordre $\varepsilon^2/\hbar c$ plus petite que (6). ~~Ces termes~~

sont differents des termes de Froehlich, Heitler et Kemmer 2)).

La conclusion est donc la suivante :

rigoureusement

On doit résoudre le problème de l'interaction entre les particules élémentaires en tenant compte des termes d'interaction statique de 1°ordre en ε^2. L'influence des termes supplémentaires (interaction dynamique et interaction de l'ordre ε^4 etc.) ne doit être considérée qu'en prennant la première approxiamtion de la méthode de perturbation de chaque term. Cette regle est analogue à celle donné par Bethe 3) pour la solution de l'équation de Breit pour l'interaction relativiste de deux electrons.

Ernest C. G. Stueckelberg

Institut de Physique, Université de Genève
Juillet 1938.

Bibliographie.

1) Yukawa, Sakata et Taketani, Proc.Phys.Math.Soc.Japan, 20, No.4. (1938)

Stueckelberg, Helv.Phys.Acta, 11, 225, 299 et 312 (1938)
Kemmer, Proc.Roy.Soc. 166, 127 (1938)
Bhabha, Proc.Roy.Soc. 166, (1938)

2) Froehlich, Heitler et Kemmer, Proc.Roy.Soc 166, 154 (1938)
3) Bethe, Handbuch d.Physik (2°édition) vol.24, 374 (1933)