Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 62 (1989)
Heft: 4

Artikel: Problème relativiste à deux corps en electrodynamique quantique
Autor: Barut, A.O.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-116042

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Helvetica Physica Acta, Vol. 62 (1989) 436–443 0018–0238/89/040436–08$1.50 + 0.20/0
© 1989 Birkhäuser Verlag, Basel

PROBLEME RELATIVISTE A DEUX CORPS EN ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE*

A.O. Barut

Physics Department, University of Colorado, Boulder, C0 80309 USA

et

Département de Physique Théorique, CH-1211 Genève 4

(8.II.1989)

Résumé- On établit et on discute une équation covariante à deux corps en électrodynamique quantique qui contient les effets dus au rayonnement et au recul d'une manière non-perturbative.On donne certains résultats numériques.

1. Introduction

Le système de deux particules chargées n'est pas un système purement mécanique, parce que les particules rayonnent. Or, les particules ont un champ propre, et ces champs propres agissent sur le mouvement des particules. On voudrait construire une équation qui contienne cet effet dans le cas de deux ou plusieurs particules. En effet, rien qu'à cause du rayonnement, l'état le plus bas d'un système électromagnétique est absolument stable. Les autres états quantiques se désintègrent avec un temps de vie moyen relié à la largeur naturelle des raies spectrales. Nous avons donc un système irréversible et une évolution qui n'est pas purement unitaire.

De plus, on voudrait construire une équation covariante et non- perturbative qui traite les deux particules d'une façon relativiste, c'est-à-dire, qui tienne compte exactement des effets du recul. Jusqu' à présent, en électrodynamique quantique (QED) ces deux effets,

* présenté dans "Journées Relativistes 1988", Genève

l'effet de rayonnement et l'effet de recul sont calculés en termes de graphes de Feynman, donc en théorie de perturbation.

Prenons le système relativiste le plus simple : le système (e^+e^-) composé d'un électron et d'un positron. Actuellement c'est aussi le système le plus important pour les expériences à haute énergie. Considérons la collision ou la diffusion entre électrons et positrons. En fonction de la masse totale invariante $M(e^+e^-)$ du système (e^+e^-), la région physique de diffusion commence à $M(e^+e^-) = 2m$, m étant la masse de l'électron. L'amplitude de diffusion au dessus de $2m$ vérifie la formule de Bhabba pour la diffusion (e^+e^-) calculée au premier ordre de perturbation (dite approximation de Born). Au-dessous de $2m$, les pôles de l'amplitude (comme fonction analytique de l'énergie) correspondent aux états liés du système (e^+e^-), donc aux états du positronium. Enfin, pour les valeurs négatives de M^2, $M^2(e^+e^-) < 0$, la continuation analytique de l'amplitude de diffusion (e^+e^-) nous amène au système (e^-e^-) de deux électrons (ou de deux positrons). Ceci montre, d'ailleurs, qu'électrons et positrons sont deux manifestations différentes d'une même particule.

La surprise expérimentale des dernières années est la découverte de toute une série de résonances étroites en diffusion e^+e^- dans la région $M(e^+e^-) > 2m$, résonnances superposées au fond donné par l'amplitude de Born. On ne peut pas expliquer ces résonances dans une théorie perturbative de l'électrodynamique, quoique manifestement le système (e^+e^-) soit purement électrodynamique. Apparemment, l'interaction entre électrons et positrons devient forte aux hautes énergies (à courtes distances). Comment pouvons nous expliquer ce phénomène spectaculaire ?

La théorie employée jusqu'à présent traite le système (e^+e^-) comme suit: Pour les états liés du positronium (e^+e^-) on écrit une équation du type Schrödinger ou Dirac à une seule particule avec une masse réduite $\mu = m/2$ et on ajoute comme perturbation les effets du rayonnement et du recul que nous avons mentionnés plus haut. La diffusion est, elle aussi, calculée avec les diagrammes de Feyman. Dans cette théorie, il n'y a pas de place pour les résonances, qui sont alors attribuées à de nouvelles interactions au delà de l'électromagnétisme, c'est-à-dire, à de nouveaux couplages du photon à autres systèmes

hypothétiques de quark antiquark ($q\bar{q}$) considérés comme les constituants des résonances.

On s'aperçoit tout de suite que nous n'avons pas jusqu'à présent une théorie complète des interactions électromagnétiques à courtes distances. Mais il y a une autre possibilité d'expliquer l'éxistence des résonances et ceci purement dans le cadre de l'électrodynamique. Puisque nous ne savons pas faire la somme de la série de Feynman (ni si cette série converge) il faut avoir un autre moyen pour voir l'effet des champs propres (c'est-à-dire, les effets radiatifs) à courtes distances. Ces effets sont nonlinéaires, c'est-à-dire que le champ propre dans un état Ψ dépend aussi de Ψ lui-même. Si les forces des champs propres sont telles qu'un puits de potentiel est produit à courte portée, alors on verrait dans le processus de diffusion des résonances étroites, superposées au fond de diffusion de Born. En effet, avec les potentiels provenant des moments magnétiques anomaux des électrons et positrons (qui résultent du champ propre) on peut construire des modèles qui ont exactement cette propriété.

En tout cas, il est important de connaître le comportement des interactions électromagnétiques à courtes distances avant d'introduire de nouvelles forces et de nouvelles particules hypothétiques. Il se peut qu'il y ait une transition de phase dans l'électrodynamique, telle que les forces électromagnétiques entre (e^+e^-) deviennent effectivement fortes à courtes distances. Pour cette raison, nous nous proposons d'étudier le problème à deux corps dans une formulation nonperturbative, de la vérifier tout d'abord dans la région connue (par exemple la spectroscopie du positronium), et ensuite d'essayer de faire une extrapolation à courte distance.

2. Dérivation d'une Equation à deux Corps à partir des équations du champ de Maxwell et Dirac

Le système de deux champs de Dirac $\Psi_1(x)$ et $\Psi_2(x)$ en interaction avec le champ électrodmagnétique A_μ de Maxwell est décrit par l'action

$$W = \int dx \left\{ \sum_{k=1}^{2} \overline{\Psi}_k(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_k)\Psi_k(x) + e_k \overline{\Psi}_k(x)\gamma^\mu \Psi_k(x) A_\mu(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right\} \quad (1)$$

La méthode pour obtenir une équation à deux corps passe par les étapes suivantes :

(a) Eliminer le champ $A_\mu(x)$ en fonction du courant, en résolvant l'équation de Maxwell $\Box A\mu(x) = j_\mu(x)$ avec $A_\mu{}^{,\mu} = 0$, c.-à-d.

$$A_\mu(x) = \int dy D(x-y) \sum_{k=1}^{2} e_k \overline{\Psi}_k(y) \gamma^\mu \Psi_k(y) \tag{2}$$

où $D(x-y)$ est la fonction de Green de $\Box$.

(b) Définir un champ composé à 16-composantes pour deux particules par

$$\Phi(x_1, x_2) = \Psi_1(x_1)\Psi(x_2) \tag{3}$$

(c) Exprimer l'action W en fonction de $\bar{\Phi}$ et Φ

(d) Un principe de variation de W par rapport à $\bar{\Phi}$ nous donne ainsi finalement l'équation suivante [1]

$$\begin{aligned} &\Big\{(\gamma^\mu i\partial_\mu - m_1) \otimes \gamma \cdot n + \gamma \cdot n \otimes (\gamma^\mu i\partial_\mu - m_2) + e_1 e_2 \frac{\gamma^\mu \otimes \gamma_\nu}{r_\perp} \\ &+ \frac{1}{2} e_1^2 \gamma^\mu \otimes \gamma \cdot n \int dz du\ D(x-z) \bar{\Phi}(z,u) \gamma_\mu \otimes \gamma \cdot n\ \Phi(z,u) \\ &+ \frac{1}{2} e_2^2 \gamma \cdot n \otimes \gamma^\mu \int dz du\ D(y-u) \bar{\Phi}(z,u) \gamma \cdot n \otimes \gamma_\mu \Phi(z,u) \Big\} \Phi(x,y) = 0 \end{aligned} \tag{4}$$

Les termes nonlinéaires expriment ici les effets des champs propres des particules. Dans l'équation (4) nous avons écrit les matrices γ^μ pour deux particules sous la forme d'un produit tensoriel, par exemple $\gamma^\mu \otimes \gamma_\mu$, avec le premier terme pour la particule 1 et le deuxième pour la particule 2. En outre, n^μ est un vecteur normal à une surface de type espace Σ_n, et $r_\perp$ est la distance relativiste relative

$$r_\perp = [(x-y) \cdot n - (x-y)^2]^{1/2}.$$

La forme hamiltonienne de l'équation (4) peut être obtenue en introduisant les quan-

tités de mouvement du centre de masse P_μ et relatives p_μ. Or, pour n = (1,0,0,0)

$$\begin{aligned} H = P_0 &= \frac{1}{2}(\vec{\alpha_1} + \vec{\alpha_2}) \cdot \vec{P} + (\beta_1 m_1 + \beta_2 m_2) + H_{rel} \\ H_{rel} &= (\vec{\alpha_1} - \vec{\alpha_2}) \cdot \vec{p} + e_1 e_2 \frac{1 - \vec{\alpha_1} \cdot \vec{\alpha_2}}{r} + \text{potentiels des champs propres} \end{aligned} \tag{5}$$

<u>Remarques</u>

1) Le champ $A_\mu(x)$ est exprimé dans l'équation (2) entièrement en fonction des sources, donc dans notre cas, par les courants des deux particules. On n'admet pas l' existence indépendante d'un champ A_μ quantifié. Les courants des particules $j_k^\mu(x) = e_k \Psi_k(x) \gamma^\mu \Psi_k(x), k = 1,2$, sont interprétés comme les vrais courants de matière des distributions de charge (et non comme des courants de probabilités) qui doivent donc produire un champ. Et si la source est un système quantique, un atome, alors par l'équation (2) le champ produit par cette source aurait aussi les propriétés quantiques.

2) On peut imaginer un autre principe de variation de l'action W en eq. (1), soit la variation de W par rapport aux champs $\Psi_1(x)$ et $\Psi_2(x)$ séparément, au lieu de leur produit Φ, eq. (3). Dans ce cas, on obtiendrait des équations couplées nonlinéaires du type Hartree entre Ψ_1 et Ψ_2. Ces deux systèmes quantiques correspondent aux systèmes séparés et non-séparés dans l'axiomatique de Piron et Aerts [2]. Nous trouvons ici donc une formulation variationnelle de cette distinction très importante qui est liée à la nonlocalité de la mécanique quantique.

3) L'équation (4) ou (5) contient automatiquement un seul temps, celui du centre de masse. [le temps relatif s'élimine de l'équation car l'opérateur de Dirac est linéaire en p_μ] et se réduit exactement, pour $m_2 \to \infty$, à l'équation de Dirac usuelle pour une particule.

4) En l'absence des termes de champ propre, tout d'abord, l'Hamiltonien du système, eq. (5), est la somme de deux termes, l'un dépendant de P_μ, l'autre des coordonnées relatives, p, r. Dans le centre de masse du système ($\vec{P} = 0$), on peut séparer les

coordonnés angulaires et radiales. Les 16 équations radiales peuvent être étudiées pour trouver les états liés.

3. Résultats et Discussions

Les résultats principaux obtenus jusqu'à présent sont les suivants:

(i) Solutions exactes et calcul du spectre de l'énergie pour un système de deux particules jusqu'à l'ordre α^4, où α est la constante de structure fine, $\alpha = (e/\hbar c) = 1/137$. Ces solutions forment une base pour calculer les termes de l'ordre $O(\alpha^n), n > 4$.

(ii) Dans le cas où l'une des particules est lourde (e.g. atome d'hydrogène), on peut calculer le décalage de Lamb, l'émission spontanée relativiste, la polarisation du vide, et ceci en accord avec les résultats habituels. Mais maintenant, nous avons un formalisme où ces effets sont aussi définis si les particules sont, toutes les deux, relativistes.[3]

(iii) Détermination des moments magnétiques anomaux, $(g-2)$ de l'électron et des leptons lourds.[4]

(iv) L'électrodynamique quantique dans une cavité : tous les effets radiatifs, le décalage de Lamb, émission spontanée, $(g-2)$, ... sont modifiés expérimentalement si l'atome est placé dans une cavité. Pour calculer ces effets, il suffit dans notre formalisme de remplacer la fonction de Green $D(x-y)$ de l'espace vide, par la fonction de Green de cavité $D_c(x-y)$. On calcule l'effet de Casimir de la même manière, l'effet Casimir-Polder etc.[4]

Ces résultats nous montrent qu'il est possible d'attribuer les effets radiatifs au champ propre de l'électron sans quantifier ni le champ A_μ, ni le champ $\Psi(x)$. La première quantification de la matière, c'est à dire, les champs de Schrödinger où de Dirac, étant tout à fait suffisante, on obtient tous ces effets dans une seule formule. En outre, il n'y a pas de fluctuations du vide qui viennent de la quantification des champs. Le "vide" est vide. Donc, il n'y a pas une énergie presque infinie du vide , ce qui cause tant de difficultés en cosmologie.

Les calculs que nous avons mentionnés sont tous finis. Il n'y a pas de problèmes de divergence comme en théorie des perturbations.

L'extrapolation de l'équation (4) vers les distances courtes semble maintenant possible parce que nous avons une équation bien déterminée, même si elle est très nonlinéaire, au lieu des graphes de Feynman.

Finalement, je voudrais signaler que la théorie que nous avons exposée ici en resumé, touche aussi les fondements et l'interprétation de la mécanique quantique. En tenant compte entièrement du champ électromagnétique que le courant de Ψ produit (dont le nom "champ propre"), nous traitons l'électron comme une distribution matérielle de charge - parallèle à la situation en électrodynamique classique. Nous montrons donc qu'on peut traiter les effets radiatifs par les équations déterministes des champs classiques sans introduire les notions de probabilités et sans la notion de création et annihilation discrète de photons.

Références

[1] Pour les détails techniques du problème relativiste à deux corps voir les ouvrages suivants:

A.O. Barut , dans Lecture Notes in Physics, Vol. **180** (Springer 1983), p. 332

A.O. Barut and S. Komy, Fortschritte der Physik **33**, 309 (1985)

A.O. Barut and N. Ünal, Fortschritte der Physik **33**, 319 (1985)

A.O. Barut and N. Ünal, J. Math. Physics, **27**, 3055 (1986)

A.O. Barut and N. Ünal, Physica **A**, **142A** 467 (1987) 488 (1987)

A.O. Barut , dans Constraint Theory and Relativistic Dynamies, ed. L. Lusanna et al (World Scientific, 1987), p. 122-130

A.O. Barut , Physica Scripta, **36**, 493 (1987);T**21**,18 (1988)

A.O. Barut , dans Physics of Strong Fields, ed. W. Greiner, (Plenum Press, 1987), p. 585

[2] C. Piron, Foundations of Quantum Mechanics, (W.A. Benjamin, 1976)

C. Piron, Cours de mécanique quantique, (Dép. de Physique Théorique,Genève, 1985)

D. Aerts, Foundations of Physics, **12**, 1131 (1982); Helv. Phys. Acta, **57**, 421 (1984)

[3] A.O. Barut and Y. Salaniu, Foundations of Physics, **A37**, 2284 (1988)

[4] A.O. Barut and J.P. Dowling, Phys. Rew. A (à paraître)

[5] A.O. Barut and J.P.Dowling, Phys. Rew. **A36**, 649 et 2550 (1987); **A38**, 4405 (1988)