Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 26 (1944)

Artikel: Principe de correspondance d'une mécanique asymptoteique quantifiée
Autor: Stueckelberg, Ernest-C.-G.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742726

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: 31.07.2025

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

Ernest-C.-G. Stueckelberg. — *Principe de correspondance d'une mécanique asymptotique quantifiée.*

L'effort de M. Dirac [4] [1] pour traduire cette théorie finaliste en langage quantique nous semble très artificiel. Ses résultats ne permettent, pour le moment, qu'une interprétation physique très compliquée (probabilités négatives, photons surnuméraires (« redundant variables »)). En plus, il n'a pas pu calculer jusqu'à présent l'effet du freinage du rayonnement. Indépendamment de ce développement classique, une « théorie quantique des grandeurs observables associées à des particules élémentaires » par M. Heisenberg [5] présente un cadre non contradictoire pour décrire toutes sortes de phénomènes de chocs, de collisions multiples et de gerbes. Mais il manque à cette dernière théorie un *principe de correspondance* qui permette de l'appliquer à des problèmes connus (électrodynamique, etc.). Heisenberg postule l'existence d'une matrice unitaire S qui, opérant sur l'onde plane $\Phi^{(0)}(r)$ dans l'espace de configuration r des particules, en forme (dans la limite $r \longrightarrow \infty$), une onde $\Phi^{(0-)} + S\,\Phi^{(0+)}$ composée de cette onde initiale $\Phi^{(0)}$ plus une onde sphérique émergente $(S - 1)\,\Phi^{(0+)}$.

Nous avons pu démontrer [6] que sa théorie équivaut à une méthode proposée par nous. Notre méthode est l'analogue quantique de la mécanique asymptotique classique exposée dans la communication précédente. Nous relions les « constantes » d'intégration $\Psi(\pm T)$ de la fonction de Schrödinger:

$$\Phi(t) = e^{-i H^{(0)} t}\,\Psi(t) \tag{2.1}$$

des deux époques $\pm T$ par une matrice unitaire S :

$$\lim_{T \to \infty} \Psi(+T) = S\,\Psi(-T) \ . \tag{2.2}$$

On montre alors, que notre S doit avoir, pour des raisons d'invariance, les propriétés du S de Heisenberg [11]. La *des-*

[1] Pour la littérature, cf. la communication suivante.

cription évolutionniste de Schrödinger:

$$\lim_{dt\to 0} (2\,dt)^{-1} \big(\Phi(t + dt) - \Phi(t - dt)\big) =$$
$$= - i(\mathrm{H}^{(0)} + \mathrm{H}^{(\,)})\,\Phi(t) = \dot{\Phi}(t) \qquad (2.3)$$

est remplacée par la *théorie finaliste* (2.2). Exprimant S en terme d'un opérateur hermitien α, la nouvelle mécanique quantique substitue au résultat de Schrödinger pour les espérances mathématiques:

$$\overline{\mathrm{F}}(+\,\mathrm{T}) = \Big(\frac{1}{0\,!}\overline{\mathrm{F}} + \frac{2\,\mathrm{T}}{1\,!}\overline{[\mathrm{H}\,,\,\mathrm{F}]} +$$
$$+ \frac{(2\,\mathrm{T})^2}{2\,!}\overline{\big[\mathrm{H}\,,\,[\mathrm{H}\,,\,\mathrm{F}]\big]} + \ldots\Big)(-\,\mathrm{T}) \qquad (2.4)$$

la série

$$\overline{\mathrm{F}}(+\,\mathrm{T}) = \Big(\frac{1}{0\,!}\overline{\mathrm{F}} + \frac{1}{1\,!}\overline{[\alpha\,,\,\mathrm{F}]} + \frac{1}{2\,!}\overline{\big[\alpha\,,\,[\alpha\,,\,\mathrm{F}]\big]} + \ldots$$
$$+ \beta_1\overline{[\alpha^2,\,\mathrm{F}]} + \ldots\Big)(-\,\mathrm{T}) \qquad (2.5)$$

si S est écrit sous forme d'une série

$$\mathrm{S} = e^{-i\alpha\beta(\alpha)} = \Big(\eta(\alpha) - i\frac{\alpha}{2}\,\xi(\alpha)\Big)\Big(\eta(\alpha) + i\frac{\alpha}{2}\,\xi(\alpha)\Big)^{-1} \qquad (2.6)$$

β, η et ξ sont des fonctions réelles du type

$$\beta(\alpha) = 1 + \beta_1\,\alpha + \beta_2\,\alpha^2 + \ldots$$

de α. Le principe de correspondance « quantique $\longrightarrow$ classique » prend alors sa forme habituelle pour les espérances mathématiques

$$\lim_{h\to 0}\overline{f(\mathrm{F}\,,\,\mathrm{G}\,,\,\ldots)} \longrightarrow f(\overline{\mathrm{F}}\,,\,\overline{\mathrm{G}}\,,\,\ldots)\ ;\quad \lim_{h\to 0}\overline{[\mathrm{F}\,,\,\mathrm{G}]} \longrightarrow \big\{\overline{\mathrm{F}}\,,\,\overline{\mathrm{G}}\big\} \qquad (2.7)$$

avec $[\mathrm{F},\,\mathrm{G}] = ih^{-1}(\mathrm{FG} - \mathrm{GF})$. Le choix $\beta(\alpha) = 1$ en plus de (2.7) assure la correspondance entre (2.5) et (1.10) en mécanique asymptotique exactement au même titre que (2.7) seul exprime la correspondance entre les mécaniques rationnelles quantiques et classiques (2.4) et (1.6). Mais le modèle classique n'étant

défini qu'à des termes $\eta_{ik\ldots}$ et $\xi_{ik\ldots}$ près ce choix n'est pas nécessaire.

Mais, en plus de ces principes, un nouveau principe de correspondance entre la mécanique asymptotique quantifiée et la mécanique asymptotique de Schrödinger peut être énoncé. Il doit, entre autres, exprimer que la théorie de l'atome d'hydrogène de Schrödinger et l'interaction de cet atome avec le rayonnement prend, dans la limite $\lambda_0 \longrightarrow 0$, l'ancienne forme $H^{()} = -\varepsilon^2 (4\pi)^{-1} r^{-1} + \varepsilon H^{(1)}$. Cette limite peut, dans ce cas, être remplacée par la « limite non relativiste » $|\vec{k}| m^{-1} \ll 1 (h\vec{k} = \vec{p} =$ qte. de mouvement $(h = 1)$. Alors, on trouve que d'un

$$\alpha = \alpha^{(2)} + \alpha^{(4)}_{(2)} + \alpha^{(6)}_{(4)} + \ldots$$

avec les champs retardés (*ret*) et le « *champ de matière* » $w = \ldots (a_+, a^*_-)$

$$\alpha^{(2)} = -\varepsilon^2 m^2 \int (dx)^4 w^* w \operatorname{ret}_{(\varkappa)} w^* w \tag{2.8}$$

$$\alpha^{(4)}_{(2)} = -2\varepsilon^4 m^4 \int (dx)^4 w^* w \operatorname{ret}_{(\varkappa)} \left(w^* \operatorname{ret}_{(m)} w (\operatorname{ret}_{(\varkappa)} w^* w)\right)$$

$$w = \Sigma (V k^4)^{-1/2} \left(a(\vec{k}, +) \exp\left(i(k, x)\right)\right) + a(\vec{k}, -)^* \exp\left(-i(k, x)\right) \tag{2.9}$$

(où tous les a^* sont placés à gauche des a et où le symbole

$$w(x) \ldots w^*(x') = D^{(1)}(x/x') = \Sigma (V k^4)^{-1} \cos(k, x - x') \tag{2.10}$$

est défini par la fonction $D^{(1)}$ [7]) fournit l'attraction due à un potentiel de Yukawa (de Coulomb si $\varkappa \longrightarrow 0$) dans la théorie de Schrödinger (2.3) entre deux particules de masse m et de charge ε.

Remarquons pour terminer que les trois constantes N^{-1} (N = nombre d'Avogadro), $2\pi h$ (const. de Planck) et t_0 (« rayon » de l'électron) caractérisant l'atomisme de la matière, de l'action et de l'espace-temps sont du même ordre de grandeur logarithmique

$$(\sim 10^{-24}\,[1]\,, \quad \sim 10^{-26}\ \text{erg sec} \quad \text{et} \quad \sim 10^{-23}\ \text{sec})\ .$$