Zeitschrift: Archives des sciences et compte rendu des séances de la Société
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 39 (1986)
Heft: 2: Archives de Sciences

Artikel: Le rôle de l'espace et le problème de localisation en physique moderne : vus en particulier par Wolfang Pauli

Autor: Enz, Charles P.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-740357

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

Arch. Sc. Genève	Vol. 39	Fasc. 2	pp. 185-200	1986

LE RÔLE DE L'ESPACE ET LE PROBLÈME DE LOCALISATION EN PHYSIQUE MODERNE, VUS EN PARTICULIER PAR WOLFGANG PAULI

PAR

Charles P. ENZ [1]

Que ce n'est pas la pesanteur, ni la dureté, ni la couleur, &c. qui constituë la nature du corps, mais l'extension seule.

René Descartes, Les Principes de la Philosophie (Paris, 1724), Thèse II.4.

ABSTRACT

1. *Two modes of localization*

The two modes considered are localization by *observing* the position, or another dynamical parameter, of a body and localization by *capturing* a body in a given environment. However, the second mode is more characteristic of the environment than of the body. Thus, in quantum mechanics, electron capture in a solid may be due to disorder in the atomic positions and may result in a metal-insulator transition.

2. *Geometers and physicists facing subdivision*

While for Descartes, the geometer, the fundamental property of a body was *extension,* for Leucippus, the physicist, it was *hardness.* Leucippus' world was made up of the full and the empty, subdivision meant intercalating an empty between two fulls, and the atoms were to inhibit unlimited subdivision. In distinction to the Greek atoms, the chemical atoms have a well-defined size. However, for subdivision, first into protons and neutrons, then into quarks, no end is in sight.

3. *The problem of localization in quantum mechanics*

In quantum mechanics the problem of observing the position of an electron turned up first in the correspondence between Heisenberg and Pauli in 1927. A particularly clear exposition of it is contained in Pauli's review of 1933 of the new theory. Such an observation can be made with a precision given by the Compton wavelength $\lambda(m) = h/mc$ where h is Planck's constant, m the mass of the particle and c the velocity of light.

[1] Département de Physique Théorique, Université de Genève, 1211 Genève 4, Switzerland.

4. *The extension of bodies*

Given the mass density ρ, the radius of an extended body as a function of its mass m is $a(m) = (3m/4\pi\rho)^{1/3}$. Since the extension of a body cannot be more precise than its position, one is led to the *criterium of subdivisibility* $\lambda(m) < a(m)$. Bodies violating this inequality have to be considered as *point particles.* Two classes of bodies are distinguished: nuclear matter with density $\rho_{nucl} \cong 2 \times 10^{14}$ gcm^{-3} and chemical matter with density $\rho_{chem} \cong 3$gcm^{-3}. In the first class, proton, neutron and the mesons are at the limit of subdivisibility.

5. *Localization in time*

A typical case here is the observation of a *transition* between quantum states. Already in his review of 1926 of the old theory, Pauli noted that the usual notions of space-time are inappropriate to describe transitions. In a Stern-Gerlach experiment a beam of *atoms* traverses a region with magnetic field. The latter induces transitions between states of the magnetic moment but, in addition, it splits the beam. However, as emphasized by Pauli in his report to the Solvay Council of 1930, there is no splitting for a beam of *electrons* because of its wave nature.

6. *Locality or nonlocality?*

For slow neutrons, beam splitting and reuniting may be achieved by optical diffraction with crystals. In the experiment of Rauch *et al.,* at most one neutron is present in the apparatus. This is an Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)-type experiment and poses a problem of interpretation: In the *locality* viewpoint of Einstein, the separated regions of the split beams have independent physical reality, while according to Bohr the impossibility of subdividing individual quantum effects implies *nonlocality.* In an other EPR-type experiment by Aspect *et al.,* nonlocality is demonstrated by making use of Bell's inequalities.

7. *Absolute space-time*

Quantum theory and, particularly its relativistic version, *quantum field theory,* is always considered imbeded in continuous absolute space-time. Since his criticism at age 18 of Weyl's use of an electric field inside the electron, Pauli was not satisfied with this practice. 40 years later, in 1958, he still complained that the relation between the notion of space-time and the properties of elementary particles was not clarified.

8. *The ultimate limit of localization*

In general relativity the Schwarzschild radius $r(m) = 2Gm/c^2$, where G is the gravitational constant, signals the *limit of gravitational stability:* A body of mass m collapses into a black hole if its radius a(m) becomes smaller than $\pi r(m)$. An extreme situation arises at the conjunction of the two limits of gravitational stability and of localization, $\pi r(m) = \lambda(m)$, which happens at the *Planck mass* $m_{Pl} = (hc/2\pi G)^{1/2} \cong 0.02$ mg. The corresponding length $\lambda_{Pl} \cong 10^{-32}$cm and time $t_{Pl} \cong 3 \times 10^{-43}$s mark the ultimate limit of localization where space-time itself becomes blurred.

1. *Deux modes de localisation*

Le problème que je propose de discuter ici est celui de la localisation des corps, en général des particules atomiques, tel qu'il se pose sous des formes très diverses en physique moderne. Il y a d'abord la localisation dans le sens *d'observer* l'endroit où se trouve la particule à un moment donné, mais il y a aussi la localisation dans le sens de *capturer* une particule à un endroit. Dans sa première signification la localisation désigne la détermination d'un paramètre dynamique caractérisant le mouvement de la particule. Il est évident que cette notion de localisation se généralise immédiatement à tous les paramètres dynamiques caractérisant la particule, tels grandeur et direction de sa

vitesse et la direction d'un moment intrinsèque éventuel. Dans ce sens, et comme nous allons encore le voir plus en détail, la localisation est une information fondamentale sur la particule. Ensemble avec ses propriétés intrinsèques comme la masse, la charge, le moment cinétique, mais aussi son étendue et éventuellement sa forme et sa distribution interne de matière, cette localisation fait partie de la définition même d'un corps.

L'autre aspect de la localisation, bien que moins fondamental, n'évoque pas moins l'intérêt et la fascination en physique d'aujourd'hui. Comme une météorite s'approchant de la terre à une énergie appropriée est capturée par elle, un électron pénétrant le réseau périodique des centres d'attraction d'un cristal à une énergie appropriée va être capturé par un des centres. Mais ce dernier exemple est beaucoup plus subtil, dû à la mécanique quantique qui régit les phénomènes à l'échelle atomique. En effet, on sait depuis le travail fondamental de Bloch de 1928 que l'électron rencontre dans un cristal, en l'occurence un métal, des bandes d'énergie où il ne sera point du tout localisé mais, au contraire, contribuera à un courant électrique si le métal est soumis à une tension. Mais, chose plus remarquable, s'il y a désordre dans les positions des centres d'attraction ou, en d'autres termes, si le solide passe de l'état cristallin à un état amorphe, les bandes d'énergie de non-localisation peuvent disparaître totalement: le désordre peut induire une transition d'un métal à un isolant, où tous les électrons sont capturés. Ce phénomène, qui a donné lieu aux Prix Nobel de physique de l'année 1977 à Philip Anderson des Laboratoires Bell et à Sir Nevill Mott de l'Université de Cambridge, est mentionné ici comme exemple des conséquences surprenantes de cette mécanique quantique dont il sera question tout au long de cet exposé. Mais puisque ce phénomène de localiser en capturant est plus une propriété du corps capturant que de la particule capturée, je ne vais pas le discuter plus en détail.

2. *Géomètres et physiciens face à la subdivision*

Pour aborder maintenant le problème de la nature des particules atomiques il est bon de s'inspirer de l'histoire, car selon Pauli les idées nouvelles sont toujours des idées longtemps oubliées et ressuscitées[1]. Il s'agit ici de la doctrine pythagoréenne de l'infiniment divisible, contestée par les atomistes grecs mais reprise par Aristote, et surtout par Descartes dans le commentaire à la 20e thèse de la seconde partie des Principes de la Philosophie[2]: «Qu'il ne peut y avoir aucuns atômes, ou petits corps indivisibles». Descartes dit en effet: «D'autant que si petites qu'on suppose ces parties, néanmoins pource qu'il faut qu'elles soient étenduës, nous concevons qu'il n'y en a pas une entre elles qui ne puisse être encore divisée en deux ou en un plus grand nombre d'autres plus petites;...». La propriété fondamentale des corps étant leur *extension* dans un espace «récipient» continu, leur divisibilité illimitée est une conséquence immédiate.

Mais à ce point de vue géométrique de Descartes s'oppose le point de vue physique de Leucippe pour lequel la propriété fondamentale des plus petits corps est leur *dureté*. Son génie (s'il a existé) était de considérer l'espace comme le vide entourant ces atomes. Pour lui le monde était donc une somme sans recouvrement de deux éléments, le *plein*

et le *vide[3]*. Mais tandis qu'il accordait de la réalité seulement au plein, il créa le concept de l'existence non-corporelle[4]. Diviser un corps signifie alors intercaler un vide entre deux pleins. Mais tandis que le géomètre, Pythagore ou Descartes, n'hésite pas à répéter cette opération indéfiniment, le physicien, Leucippe, est inquiété par le fait que le mélange de plus en plus fin des deux éléments va finir par modifier les propriétés des deux. C'est l'effet de la crème fouettée, d'où suit l'existence des atomes.

Avec l'idée des atomes, la matière acquiert les deux propriétés fondamentales de l'universalité et de la permanence, ce qui devait satisfaire le désir du Un des monistes, des écoles de Milète et d'Elée. En revanche, le nombre infini d'atomes admis par Leucippe devait aussi satisfaire le désir du Multiple des pluralistes, Empedocles et Anaxagore. Ainsi Leucippe devint le médiateur entre le Un et le Multiple[5]. Pauli, qui avait acquis au Gymnase des connaissances étendues de l'histoire et la philosophie des sciences et pour qui l'intérêt profond pour les idées anciennes avait une raison particulière[1], écrivit sur ce point[6]: «Là [en Grèce] est né de la spéculation sur une issue pour sortir des difficultés des relations entre unité et multiplicité, l'idée de l'atome de Leucippe (ca. 440 av. J.-C.) et Démocrite (ca. 420 av. J.-C.), ce triomphe de la façon rationnelle de la pensée».

Le point faible de cette théorie est évidemment l'incertitude concernant la grandeur des atomes. Tandis que Leucippe insista que les atomes étaient si petits qu'ils échappaient à la détection directe par nos sens, son disciple Démocrite admettait que certains atomes étaient «très grand»[7]. Mais plus tard, Epicure revenait à la doctrine de Leucippe en remarquant que l'existence d'atomes de toute grandeur n'était pas nécessaire pour expliquer les différences qualitatives des choses et, qu'en plus, personne n'avait jamais vu des atomes[8]. Ce point faible concernant la grandeur des atomes a rendu le jeu facile à la critique d'Aristote et de Descartes.

Il a fallu la détermination quantitative de l'étendue des atomes chimiques pour rendre leur existence irréfutable, et ceci contre la résistance acharnée des «énergéticiens», avant tout Ernst Mach et Wilhelm Ostwald, encore à l'aube de notre siècle[9]. Seulement, ces atomes là ne sont pas, comme tout le monde sait aujourd'hui, les atomes indivisibles de Leucippe, Democrite et Epicure. Comme ont montré les expériences de Rutherford en 1911, l'atome chimique est composé d'un noyau entouré d'électrons, le noyau étant, d'après les expériences de Chadwick de 1932, lui-même composé de protons et de neutrons. Et depuis la proposition par Gell-Mann (et aussi par Zweig) en 1964 des quarks comme constituants du proton et du neutron, la course à la subdivision semble se poursuivre sans limite en vue. Alors les géomètres ont-ils eu le dernier mot?

3. *Le problème de localisation en mécanique quantique*

La réponse donnée par la mécanique quantique est plus subtile. En effet, dans cette théorie le problème de la subdivision d'un système soulève des questions fondamentales qui, pour le moment, je me limite à caractériser par un mot-clé: le paradoxe

d'Einstein, Podolsky et Rosen (EPR). Avant d'aborder ce problème délicat et controversé j'aimerais reprendre la réflexion plus simple sur la localisation. Car pouvoir subdiviser un corps présuppose de connaître l'endroit où il se trouve — pensez à Grand-Maman voulant découper un oignon tout en ayant égaré ses lunettes.

En mécanique quantique, la question de la localisation a été soulevée pour la première fois dans une lettre de Heisenberg à Pauli, écrite à Copenhague le 23 février 1927[10]. Heisenberg y pose la question, comment on détermine le lieu de l'électron; et il répond lui-même: «on prend par exemple un microscope avec un pouvoir de résolution suffisant et on observe l'électron». La réponse de Pauli n'est malheureusement pas connue, car seulement trois lettres de Pauli des années 20 ont survécu, dont la lettre [143] mentionnée sous[10]. Mais il est certain que Pauli, avec son don d'analyse logique et mathématique bien connu, a contribué de façon décisive à la solution de ce problème. C'est dans la célèbre conférence de Niels Bohr prononcée au congrès commémoratif pour Volta à Come le 16 septembre 1927 que la solution apparaît pour la première fois. Bohr avait remanié ce texte plusieurs fois après avoir discuté tous les détails avec Pauli[11], et il en a publié deux versions différentes, une en anglais et une en allemand[12].

Pauli a donné une forme particulièrement précise à ce problème dans son article de revue «Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik» de 1933 qui se résume pour l'essentiel comme suit[13]: «En ce qui concerne d'abord le lieu d'une particule on a besoin pour sa détermination d'une action de la particule qui est effective seulement si celle-ci se trouve à un endroit donné. Cette action existe fort heureusement dans la forme de la diffusion de la lumière» connue sous le nom de diffusion de Compton. Nous pouvons supposer l'intensité de la lumière si grande que la particule diffuse avec certitude au moins un photon, c'est-à-dire un quantum de lumière quand elle traverse le rayon lumineux. «On peut maintenant choisir n'importe quel moyen d'agrandissement optique (camera obscura, loupe, microscope) pour obtenir une détermination fine de l'endroit de la particule par une détermination grossière macroscopique de l'endroit de l'action d'un photon diffusé. A ce but il est suffisant d'observer un seul photon. Pour les limites de précision de la localisation ce sont toujours les limites de l'image optique qui sont déterminantes, celles-ci étant données par les effets de diffraction décrits par l'optique ondulatoire. Ainsi il est bien connu que pour le microscope la limite d'imprécision Δx de l'image est donnée par

$$\Delta x = \frac{\lambda'}{\sin \varepsilon}$$

λ' est la longueur d'onde du rayonnement diffusé qui peut différer de celle du rayonnement incident tandis que ε est le demi-angle d'ouverture de l'objectif». En utilisant les lois de conservation d'énergie et d'impulsion dans la diffusion de Compton on trouve que, pour une particule au repos, la valeur minimale de λ' et par conséquent aussi le minimum de Δx est donnée par la longueur d'onde de Compton

$$\lambda(m) = \frac{h}{mc} \tag{1}$$

où m est la masse de la particule, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière. En formules

$$\min \Delta x \cong \min \lambda' \cong \lambda(m)$$

ce qui veut dire que l'imprécision avec laquelle la position d'une particule au repos peut être déterminée est au moins égale à la longueur d'onde de Compton (1).

4. *L'extension des corps*

Considérons d'autre part une particule étendue caractérisée par un rayon a et une densité de masse moyenne ρ. Sa masse est alors donnée par

$$m = \frac{4\pi}{3} a^3 \rho$$

d'où on trouve pour le rayon de la particule en fonction de sa masse

$$a(m) = \left(\frac{3m}{4\pi\rho}\right)^{1/3} . \tag{2}$$

Mais toute connaissance concernant l'extension d'un corps présuppose une connaissance de son lieu au moins aussi précise que son rayon. La précision de localisation Δx étant donnée par la longueur d'onde de Compton (1) cela implique le *critère de subdivisibilité*

$$\lambda(m) < a(m) . \tag{3}$$

Pour arriver à une condition utile, il faut encore spécifier la densité ρ. Considérons tout d'abord les noyaux atomiques formés de protons et de neutrons, particules de masse et de rayon presque égales. Nous pouvons déterminer la densité des noyaux ρ_{nucl} par la condition que pour la masse m_p du proton le rayon $a(m_p)$ coïncide avec le rayon expérimental

$$a_p \cong 1.3 \times 10^{-13} \text{ cm} .$$

On trouve ainsi à l'aide de la relation (2)

$$\rho_{\text{nucl}} \cong 1.8 \times 10^{14} \text{ gcm}^{-3} .$$

Appelant a_{nucl} le rayon (2) avec cette valeur de ρ on trouve le résultat étonnant que la courbe $a_{\text{nucl}}(m)$ coupe la courbe $\lambda(m)$ à la masse du proton, m_p.

Selon (3) le point d'intersection $a_{\text{nucl}}(m) = \lambda(m)$ à $m \cong m_p$ signifie que le critère des corps étendus ou, ce qui revient au même, subdivisibles est valable pour tous les

noyaux, en accord avec leur nature composée. La limite étant approximativement le proton (il faut encore tenir compte des mésons π, κ etc, voir plus loin) on conclut de (3) que pour $m \lesssim m_p$ la notion de subdivision cesse d'avoir un sens, au moins dans le cadre de la mécanique quantique actuelle, c'est-à-dire les particules apparaissent comme *ponctuelles.* En d'autres termes, la mécanique quantique donne enfin la réalisation quantitative des atomes de Leucippe, Democrite et Epicure, et ceci grâce à la valeur finie de la constante de Planck h qui fait que l'imprécision de localisation $\lambda(m) > 0$.

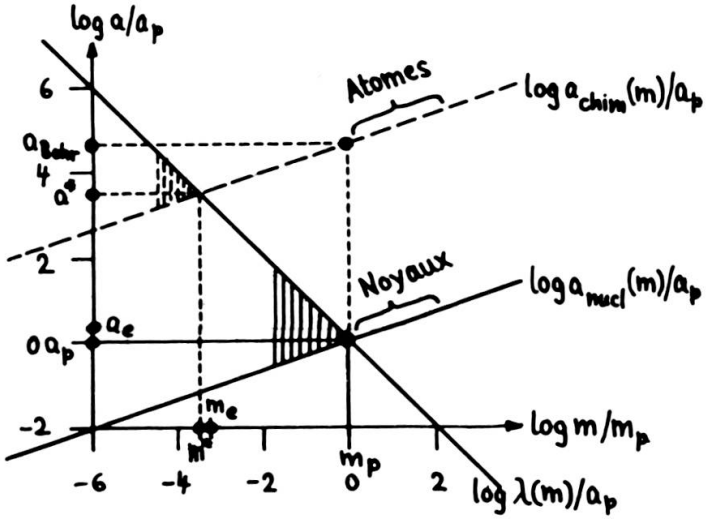

FIG. 1.

Longueur d'onde de Compton $\lambda(m)$ et rayons $a_{\text{chim}}(m)$ et $a_{\text{nucl}}(m)$ de particules de masse m et de densité ρ_{chim} (atomes) et ρ_{nucl} (noyaux) en échelle logarithmique pour toutes les grandeurs. Les régions hachurées représentent les domaines des particules ponctuelles.

Ces constatations sont résumées dans la figure 1 où $a_{\text{nucl}}(m)$ et $\lambda(m)$ sont tracés en fonction de m dans une échelle logarithmique pour toutes les grandeurs. La région hachurée entre les deux droites représente le domaine des *particules ponctuelles* où le critère de subdivisibilité (3) est violé. Dans la même figure la droite pointillée $a_{\text{chim}}(m)$ représente la formule (2) pour la matière chimique (atomique et moléculaire), la densité correspondante

$$\rho_{\text{chim}} \cong 2.7 \text{ gcm}^{-3}$$

étant ici déterminée par la condition que $a(m_p)$ coïncide avec le rayon de Bohr

$$a_{\text{Bohr}} = 0.529 \times 10^{-8} \text{ cm}$$

qui est le rayon de l'atome d'hydrogène. On voit que pour la matière chimique le critère de subdivisibilité (3) s'étend jusqu'à la valeur

$$m^* \cong 0.65\, m_e$$

$m_e = m_p/1836$ étant la masse de l'électron. Tandis que cette limite n'est pas réalisée dans la nature, la figure 1 montre simplement que les corps chimiques satisfont largement au critère de la subdivisibilité (3).

Cette distinction entre atomes et particules subnucléaires a été relevée par Pauli dans sa discussion du problème de localisation décrite plus haut [13] : « La limite de précision donnée... pour des déterminations de lieu concerne tout d'abord au plus les noyaux atomiques et les électrons puisque déjà pour les atomes en tant qu'entités leur dimension est en général plus grande que leur h/mc ». Il est intéressant de noter en passant qu'avec les conditions adoptées plus haut fixant ρ_{nucl} et ρ_{chim} on trouve pour le point d'intersection $a^* = a_{\text{chim}}(m^*) = \lambda(m^*)$ la relation

$$a^{*\,4} = a_p a^3_{\text{Bohr}} \,.$$

Quant à la structure étendue des mésons π, K etc, leur masse intermédiaire entre celle du proton et de l'électron fait qu'ils sont à l'extrême limite de la famille des hadrons ou particules à interactions fortes. Bien que la composition en quarks des hadrons soit un fait bien établi aujourd'hui, celle-ci n'est pas synonyme à leur subdivisibilité. En effet, cette composition est à comprendre comme « confinement » des quarks à l'intérieur de l'extension des hadrons sans qu'ils y soient localisés que « momentanément », c'est-à-dire pour des temps courts comparé à h/E où E est l'énergie du seuil de la « liberté asymptotique » (des quarks réellement libres n'ont pas été observés à ce jour). Le confinement exprime donc en quelque sorte une « subdivisibilité intermittente ».

5. *La localisation dans le temps*

Dans sa théorie de relativité restreinte, Einstein a établi une analogie étroite entre les problèmes de localisation dans l'espace et dans le temps par sa célèbre discussion de 1905 de la comparaison des règles et des montres en mouvement relatif. En mécanique quantique non relativiste, cette analogie est moins évidente. En effet, Pauli remarque dans son article de revue de 1933 [14] : « Dans la formulation de l'hypothèse fondamentale, un traitement préférentiel du lieu devant le temps est contenu parce que les coordonnées de position ne sont déterminées qu'à des marges dx_i près tandis que la coordonnée du temps est considérée comme étant fixée exactement ».

Le problème de localisation temporelle se pose dans la considération de l'instant de transition d'un système atomique d'un état stationnaire à un autre. La discussion de ce problème remonte en fait à l'époque du travail fondamental de Bohr sur l'atome d'hydrogène de 1913 et, stimulée par Bohr, a occupé une place importante déjà dans l'ancienne théorie quantique d'avant 1925. Pauli en parle dans son premier grand article de revue au Handbuch der Physik datant de 1926 et traitant de cette ancienne théorie, article que Pauli plus tard a appelé en plaisantant son « ancien testament » en opposition au « nouveau testament » de l'article de 1933 mentionné plus haut.

Dans ce premier article au Handbuch, Pauli écrit déjà[15]: «Il semble que les notions d'espace-temps habituelles sont étranges face aux discontinuités des phénomènes physiques en question et que les processus de transition eux-mêmes ne sont donc pas descriptibles de façon physiquement satisfaisante à l'aide de ces notions». En effet, une telle transition viole le principe de causalité puisqu'en termes classiques l'instant de l'émission du photon accompagnant la transition devrait se faire avant que l'état final de l'atome soit déterminé.

Un exemple d'une telle transition est décrite par Pauli dans l'article mentionné[16]: la polarisation des atomes d'un jet pénétrant dans une région avec champ magnétique. Cette polarisation s'établit dans un temps de l'ordre de la période de précession du moment magnétique, dite de Larmor. Dans la célèbre expérience de Stern et Gerlach le jet traversant la région magnétique se divise en jets distincts pour les différentes orientations du moment magnétique des atomes. On obtient ainsi une «localisation» de la projection du moment magnétique parallèle au champ.

Comme avant, on peut se demander pour quelles particules cette localisation est réalisable. Les discussions de cette question, surtout par Bohr, ont encore une fois été résumées avec précision par Pauli dans son rapport «L'électron magnétique» au Conseil Solvay de 1930[17]: la division d'un jet par une méthode classique du type Stern-Gerlach, est impossible pour les particules «élémentaires» chargées, en particulier l'électron, «en raison de la nature ondulatoire de l'électron»[17], son moment magnétique d'un magnéton de Bohr, $eh/4\pi mc$, étant trop petit. Pour certains atomes, par contre, le moment magnétique est plusieurs fois leur magnéton de Bohr correspondant, permettant alors la division des jets à polarisations différentes. Comme Pauli le remarque, l'impossibilité de division dans le cas des particules «élémentaires» peut être interprétée comme l'échec de la notion de trajectoire classique dans ce cas.

6. *Localité ou non-localité?*

Le problème de la division spatiale d'un jet de particules non classiques, dans le sens juste mentionné, a rencontré ces dernières années, l'intérêt des expérimentateurs utilisant des neutrons lents émergeant d'un réacteur. Les méthodes classiques de séparation étant inappropriées, comme il a été dit plus haut, il fallait développer un moyen quantique de division d'un jet de neutrons. L'idée est empruntée à l'optique: en se servant de l'aspect ondulatoire du neutron on fait subir au jet de neutrons une diffraction par un cristal approprié, rigoureusement parfait. Après avoir parcouru des régions spatiales séparées, le jet ainsi divisé est recombiné par le même type de cristal. On observe alors une interférence typique pour tout phénomène ondulatoire, interférence qui dépend du traitement (par un cristal déphaseur) différent pour les deux jets pendant leur existence séparée.

Le fait troublant dans cette belle et conceptuellement simple expérience de Rauch et collaborateurs[18] est que le flux de neutrons est si faible qu'à tout moment un seul neutron au plus est présent dans l'appareil de mesure. On est alors contraint à choisir

entre une interprétation de *localité* et une de *non-localité*. La première, corpusculaire, dans laquelle on suppose que le neutron fasse un choix entre les deux chemins et qui a récemment rencontré une attention croissante, est rendue difficile par le fait que le phénomène est fondamentalement non classique. La difficulté de la deuxième interprétation, celle-là ondulatoire, dans laquelle on admet que la fonction d'onde du neutron soit étendue sur les deux chemins, est justement le paradoxe EPR. Exprimé de façon plus générale, l'alternative d'interprétation est entre accepter, dans les mots d'Einstein[19], «l'existence indépendante du physiquement réel dans des régions spatiales séparées» et, dans la formulation de Bohr[20], «l'impossibilité de subdiviser les effets quantiques individuels».

L'expérience de pensée proposée par Einstein, Podolsky et Rosen il y a 50 ans est précisément de ce type[21]. En effet, dans les discussions écrites éditées par Pauli juste citées, Einstein la décrit comme suit[22]: «Considérons un système physique S_{12} composé de deux sous-systèmes S_1 et S_2. On admet que ces deux sous-systèmes aient été en interaction physique dans le passé. Mais nous les considérons à un temps t où cette interaction a cessé. Le système total soit décrit complètement, au sens de la mécanique quantique, par une fonction d'onde ψ_{12} des coordonnées q_1... et q_2... des deux sous-systèmes, respectivement (ψ_{12} ne sera pas exprimable comme produit de la forme $\psi_1(q_1...)\psi_2(q_2...)$ mais seulement comme somme de tels produits). Au temps t les deux sous-systèmes soient séparés dans l'espace, tel que ψ_{12} n'est différent de 0 que si q_1... appartiennent à une portion d'espace R_1 et q_2... à une portion R_2 distincte de R_1».

«Les fonctions d'onde des sous-systèmes S_1 et S_2 sont alors tout d'abord inconnues ou, plutôt, elles n'existent point du tout. Les méthodes de la mécanique quantique permettent cependant de déterminer ψ_2 de S_2 à partir de ψ_{12} si, en plus, on a à disposition une mesure complète, dans le sens de la mécanique quantique, au sous-système S_1.» Comme on voit de cette description par Einstein, le paradoxe EPR consiste en une contradiction de cette expérience de pensée avec le postulat de «l'existence indépendante du physiquement réel dans des régions spatiales séparées» cité plus haut. On est tenté de conclure que, dans cette interprétation, il s'agit d'un effet acausal exercé de S_2 sur S_1, c'est-à-dire que le paradoxe est dû à un déterminisme injustifié. C'est la critique que Born a exprimée dans sa correspondance avec Einstein. Mais comme Pauli a remarqué en intervenant dans cette correspondance qui, sur ce point ressemblait à un dialogue de sourds[23], «le point de départ d'Einstein est plutôt "réaliste", non pas "déterministe"». Einstein attribue une réalité à «quelque chose sur quoi on ne peut rien savoir... mais sur quoi on ne devrait, de toute évidence, pas se creuser la tête plus que sur la vieille question, combien d'anges peuvent s'assoir sur la pointe d'une aiguille»[24].

Comme Einstein remarque lui-même au séminaire édité par Pauli, il n'y a pas de paradoxe dans le sens de l'interprétation de Copenhague qui, dans l'expression de Bohr citée plus haut, est «l'impossibilité de subdiviser les effets quantiques individuels»[20]. Pour l'expérience EPR, cela veut dire qu'on ne peut pas vraiment exiger,

comme Einstein le suppose, que $\psi_{12} = 0$ en dehors de R_1 et R_2[25]. Cette «impossibilité de subdiviser l'arrangement d'une expérience sans changer le phénomène de façon essentielle implique» dans les mots de Pauli[26] «un nouveau trait d'unicité dans les événements physiques».

Il est intéressant de constater que cette nouvelle unicité à l'échelle atomique constatée par Pauli rejoint étonnamment la philosophie de Leucippe qui, en postulant les atomes, réconcilie l'Un éléatique avec le multiple d'Empedocle et Anaxagore. Pour le cas concret de l'expérience de Rauch[18] décrite au début de ce paragraphe, la leçon à tirer est l'unicité du neutron même pendant son existence en deux jets séparés et, par conséquent, l'interprétation de non-localité. Que c'est en effet la bonne interprétation peut aujourd'hui être vérifié quantitativement grâce aux «inégalités de Bell»[27, 28]. En effet, celles-ci ont récemment été brillamment confirmées dans une autre expérience du type EPR réalisée par Aspect et collaborateurs avec des atomes excités émettant successivement deux photons[28, 29].

7. *L'espace-temps absolu*

En résumé, la mécanique quantique a donc concrétisé l'idée des atomes de Leucippe, mais elle a aussi «atomisé» le temps par le fait des transitions entre états stationnaires, forçant ainsi l'abandon du déterminisme de la causalité classique. Dès lors, qu'est-ce qui a remplacé cette causalité? Encore une fois, c'est Pauli qui a donné une réponse particulièrement lucide[26]: «Sur cette possibilité d'un libre choix de dispositions expérimentales complémentaires est fondée le caractère indéterministe des lois de la nature», et il propose le terme «correspondance statistique» pour décrire cette nouvelle situation créée par la mécanique quantique[30].

Cependant, cette discrétisation apparente n'empêche pas que l'on considère les phénomènes quantiques toujours comme plongés dans un espace-temps continu et absolu. C'est le point de vue de la théorie quantique des champs (du moins si on fait abstraction de la procédure technique de localiser les champs sur un réseau). Pauli a toujours été très critique envers cette attitude, et ceci depuis sa deuxième publication en 1918 à l'âge de 18 ans dans laquelle il critiqua Hermann Weyl pour avoir introduit un champ électrique à l'intérieur de l'électron[31]. Et malgré son évolution philosophique considérable, Pauli a toujours adhéré à ce criticisme de jeunesse qui, pourtant contenait une forte dose de positivisme (Ernst Mach était son parrain): un champ électrique, argumenta-t-il, n'est défini que par une mesure avec une charge d'essai; et puisque l'électron porte la plus petite charge connue il est impossible de déterminer le champ à son intérieur. 40 ans plus tard, en 1958, l'année de sa mort, Pauli écrit encore[32] «... bien que la dualité entre le champ et le moyen de le mesurer est présent, tant soit de façon latente, dans la théorie des champs quantifiés d'aujourd'hui, elle n'est pas exprimée de manière conceptuellement claire. La relation entre l'applicabilité de la notion ordinaire de l'espace-temps dans le petit et les propriétés des plus petits objects physiques, les particules dites "élémentaires" n'est pas élucidée».

8. *L'ultime limite de localisation*

En relativité générale, l'espace-temps joue un rôle moins absolu dans le sens qu'il subit dans tous ses points une courbure due à l'action des masses présentes dans l'univers. Rien n'empêche alors d'envisager le cas extrême où cette action met en cause «l'applicabilité de la notion ordinaire de l'espace-temps dans le petit» dans les mots de Pauli[32]. Mais Pauli ne semble pas avoir été conscient de cette possibilité dont on parle beaucoup aujourd'hui. Pour arriver à ce cas extrême, considérons la situation de deux masses séparées par une distance $r/2$, tel que l'énergie gravitationnelle entre eux soit comparable à l'énergie mc^2 nécessaire à la création d'une d'elles,

$$\frac{2Gm^2}{r} = mc^2$$

où G est la constante gravitationnelle. La distance pour laquelle cette égalité a lieu s'appelle le rayon de Schwarzschild

$$r(m) = \frac{2Gm}{c^2} \tag{4}$$

et on voit que $r(m)$ signale la limite de stabilité gravitationnelle. (Ce raisonnement étant très grossier, il ne faut pas s'étonner que je considère ici $\pi r(m)$ comme cette limite). En effet, quand $\pi r(m)$ devient plus grand que le rayon $a(m)$ du corps, alors ce corps est entraîné dans une implosion vers un «*trou noir*»[33]. A l'aide de la relation (2) la limite $\pi r(m) = a(m)$ conduit à une masse critique

$$m_{\text{crit}}(\rho) = \frac{c^3}{(2\pi)^2}\sqrt{\frac{3}{2G^3\rho}}$$

Pour la densité nucléaire ρ_{nucl} qui est à peu près réalisée dans les étoiles à neutrons, on trouve la valeur approximative

$$m_{\text{crit}}(\rho_{\text{nucl}}) \cong 6.9 \times 10^{57} m_p$$

ou environ 6 masses solaires[34].

Pour arriver maintenant au cas extrême mentionné, il est réalisé au point où la limite de *stabilité gravitationnelle* $\pi r(m)$ croise la *limite de localisation* $\lambda(m)$,

$$\pi r(m) = \lambda(m)\,. \tag{5}$$

A l'aide des relations (1) et (4) on déduit de (5) une valeur de m qui aujourd'hui est connue sous le nom de *masse de Planck*[35].

$$m_{Pl} = \sqrt{\frac{hc}{2\pi G}} \cong 1.3 \times 10^{19} m_p \cong 0.021 \text{ mg}\,.$$

Comme on voit, cette masse est presque macroscopique. A m_{Pl} correspond une limite de localisation excessivement petite,

$$\lambda_{Pl} = \lambda(m_{Pl}) \cong 0.75 \times 10^{-19} a_p \cong 1.0 \times 10^{-32} \text{ cm} .$$

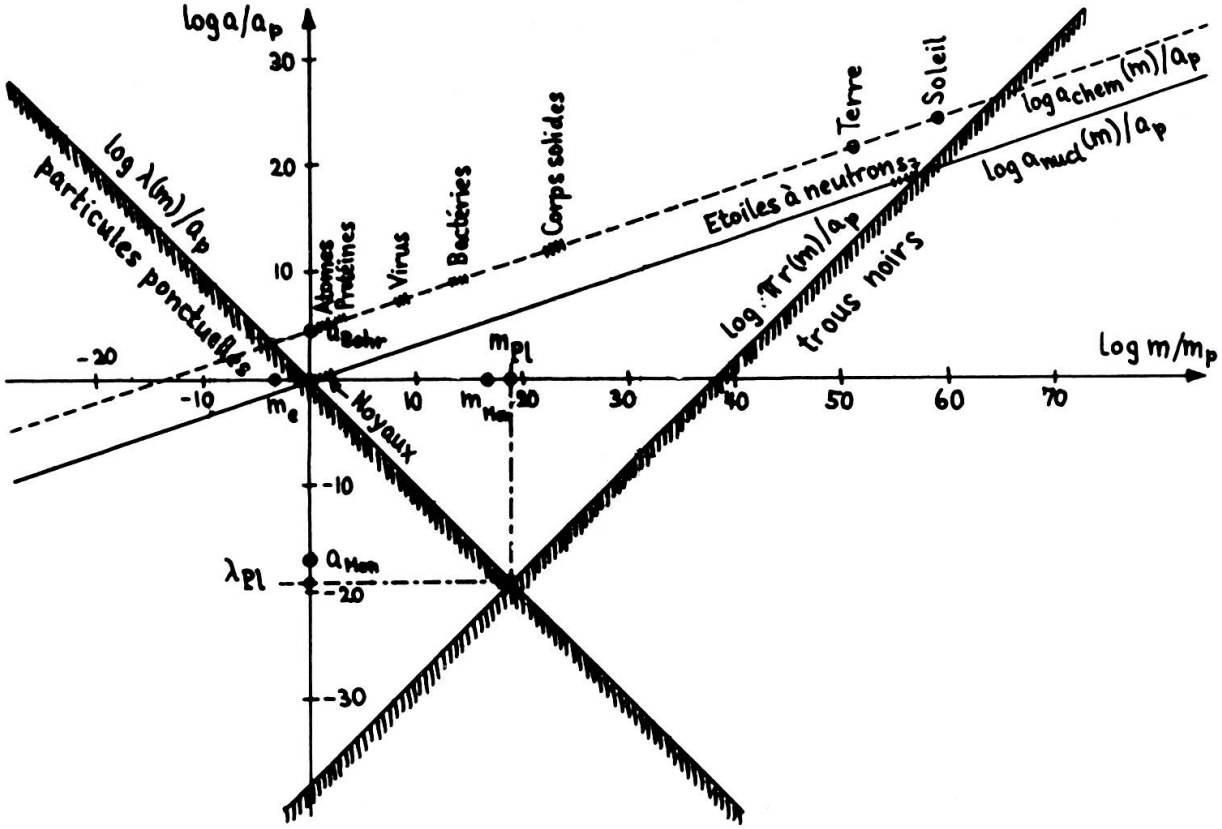

FIG. 2.

Limites de localisation $\lambda(m)$ et de stabilité gravitationnelle $\pi r(m)$ en échelle logarithmique pour toutes les grandeurs. L'intersection λ_{Pl}, m_{Pl} détermine l'échelle de Planck de l'ultime limite spatio-temporelle. Aussi indiqués sont des corps avec densité chimique (droite supérieure, en pointillé) et nucléaire (droite inférieure), ainsi que les monopoles magnétiques.

La figure 2 donne les deux limites mentionnées, indiquant en hachuré respectivement les domaines des particules ponctuels et des trous noirs. Dans la même figure sont aussi situés les corps les plus intéressants, inclu ceux déjà exhibés dans la figure 1.

Les particules considérées jusqu'ici, localisables ou non, ont ceci en commun que leur étendue dans l'espace est limité dans toutes les directions. Cela veut dire que l'on peut toujours imaginer une surface sphérique suffisamment grande pour contenir la

particule entièrement à son intérieur. Pourtant, depuis que Dirac a émis l'idée des *monopoles magnétiques*[36] en 1931 on a beaucoup spéculé sur la possibilité de particules portant une charge, magnétique dans le cas de Dirac, à l'extrémité d'une ligne qui part à l'infini, comme une allumette à tige infiniment longue. Les théories des champs actuelles utilisent couramment de telles «charges topologiques», terme mathématique qui exprime qu'à l'endroit de cette charge l'espace subit une modification singulière caractérisée justement par la nécessité de découper l'espace le long d'une ligne allant de la charge jusqu'à l'infini, afin que cet espace garde sa nature lisse. L'exemple le plus important, qui a fait l'apparition comme solution des théories des champs de jauge, sont les monopoles magnétiques prédits en 1979 par 'tHooft et Polyakov[37]. L'estimation de leurs masse et rayon hypothétiques, $m_{\mathrm{Mon}} \cong 10^{17} m_p$ et $a_{\mathrm{Mon}} \cong 10^{-17} a_p$, est également indiquée dans la figure 2.

Mais en relativité générale une singularité de l'espace-temps encore plus profonde apparaît justement au conjoint des limites de localisation et de stabilité gravitationnelle, c'est-à-dire à la masse de Planck m_{Pl} et la longueur d'onde de Compton associée λ_{Pl}. Cette dernière longueur et le temps correspondant

$$t_{Pl} = \lambda_{Pl}/c \cong 3.3 \times 10^{-43} s$$

représentent l'*ultime limite de localisation* dans l'espace-temps en dessous de laquelle la notion de champ perd définitivement toute signification physique parce que la géométrie même de l'espace-temps devient floue[38]. Est-ce que cette limite sera un jour le point de départ pour une théorie des champs quantifiés conforme aux espérances de Pauli? Est-ce que les «superstrings» sont la réponse à cette question? [39]

BIBLIOGRAPHIE

[1] Voir: K. V. LAURIKAINEN, «Wolfgang Pauli and Philosophy», Gesnerus *41,* 213 (1984), 2e note en bas de la page 229.

[2] «Les Principes de la Philosophie. Ecrits en latin, par René Descartes. Et traduit en François par un de ses amis. Nouvelle Edition, revue & corrigée. A Paris. Chez Denis Mouchet... MDCCXXIV. Avec Privilège du Roy».

[3] Voir aussi: H. WEYL, «Philosophy of Mathematics and Natural Science» (Princeton University Press, 1949), pp. 165-166.

[4] C. BAILEY, M. A., «The Greek Atomists and Epicurus» (Clarendon, Oxford, 1928), pp. 75-76.

[5] BAILEY, l. c., pp. 64 ff.

[6] W. PAULI, «Physik und Erkenntnistheorie», in: *Facetten der Physik,* ed. R. Sexl (Vieweg, Braunschweig, 1984), Band 15, p. 104.

[7] BAILEY, l. c., p. 126.

[8] —— l. c., p. 285.

[9] R. SEXL, «Was die Welt zusammenhält» (Ullstein, Frankfurt, 1984), Sachbuch Nr. 34230, p. 118.

[10] «Wolfgang PAULI. Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg u. a. Band I: 1919-1929», ed. A. Hermann, K. v. Meyenn & V. F. Weisskopf (Springer, New York, 1979), lettre [154], p. 376. Voir aussi la fin de la lettre [143] de Pauli à Heisenberg.

[11] Voir: Wolfgang PAULI, Briefwechsel, l. c., lettres [169], [172], [177], [180] de Bohr à Pauli ainsi que la lettre [173] de Pauli à Bohr.
[12] N. BOHR, Nature *121,* 580 (1928); Naturwiss. *16,* 245 (1928).
[13] W. PAULI, «Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik», in: *Handbuch der Physik,* ed. H. Geiger & K. Scheel (Springer, Berlin, 2. Aufl., 1933), Band 24, 1. Teil, pp. 90-91. Réimprimé dans: Wolfgang Pauli, «Collected Scientific Papers», ed. R. Kronig & V. F. Weisskopf (Interscience, New York, 1964), vol. 1, pp. 778-779.
[14] —— «Wellenmechanik», l. c., p. 92. Voir aussi la note au bas de la page 140. W. Pauli, «Collected Papers», l. c., vol. 1, p. 780, aussi note en bas de la page 830.
[15] —— «Quantentheorie», in: *Handbuch der Physik,* ed. H. Geiger & K. Scheel (Springer, Berlin, 1926), Band 23, p. 12. W. Pauli, «Collected Papers», l. c., vol. 1, p. 282.
[16] —— «Quantentheorie», l. c., p. 61. W. Pauli, «Collected Papers», l. c., vol. 1, p. 331.
[17] —— «Les théories quantiques du magnétisme. L'électron magnétique», in: *6e Conseil de Physique Solvay. Le Magnétisme. Bruxelles, 1930* (Gauthier-Villars, Paris, 1932), pp. 217-225. W. Pauli, «Collected Papers», l. c., vol. 2, pp. 544-552.
[18] H. RAUCH, in: *Neutron Interferrometry,* ed. U. Bonse & H. Rauch (Clarendon, Oxford, 1979), p. 161. H. Rauch, «Tests of Quantum Mechanics by Neutron Interferrometry», in: *Les fondements de la mécanique quantique,* ed. C. Gruber, C. Piron, T. M. Tâm & R. Weill (25e cours de perfectionnement de l'Assoc. Vaudoise des Chercheurs en Physique, Lausanne, 1983), p. 329.
[19] A. EINSTEIN, «Quanten-Mechanik und Wirklichkeit», in: *L'idée de complémentarité,* ed. W. Pauli, Dialectica, vol. 2, nos 7/8 (1948), p. 323.
[20] N. BOHR, «On the notions of causality and complementarity», in: *L'idée de complémentarité,* ed. W. Pauli, Dialectica, vol. 2, nos 7/8 (1948), p. 317.
[21] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY & N. ROSEN, Phys. Rev. *47,* 77 (1935).
[22] A. EINSTEIN. Dialectica, l. c., p. 322.
[23] «Albert EINSTEIN, Max BORN, Briefwechsel, 1916-1955, kommentiert von Max Born», (Nymphenburger Verlagshandlung, München, 1969), lettre de Pauli à Born du 31.3.1954, p. 293.
[24] EINSTEIN-BORN, Briefwechsel, lettre de Pauli à Born, l. c., p. 296.
[25] —— Briefwechsel, lettre de Pauli à Born, l. c., p. 294.
[26] W. PAULI, «Physik und Erkenntnistheorie», l. c., p. 21.
[27] J. S. BELL, Physics *1,* 195 (1964). Voir aussi: J. F. CLAUSER & M. A. HORNE, Phys. Rev. *D10,* 526 (1974). Cependant: K. Popper, «Why Quantum Mechanics is a Local Theory?», Conférence, Fribourg, 17 mai 1985 où il disait: «I think that in Bell's theorem there is a mistake».
[28] N. D. Mermin, «Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory», Physics Today, April 1985, p. 38. Voir aussi: Physics Today, November 1985, pp. 9-15, 136-142.
[29] A. ASPECT, P. GRANGIER & G. ROGER, Phys. Rev. Lett. *47,* 460 (1981). A. Aspect, «Etude expérimentale des corrélations Einstein-Podolsky-Rosen», in: *Les fondements de la mécanique quantique* (25e cours de l'AVCP, Lausanne, 1983), l. c., p. 385.
[30] W. PAULI, «Physik und Erkenntnistheorie», l. c., p. 23.
[31] —— Verh. Deutsche Phys. Ges. *21,* 749 (1919). W. Pauli, «Collected Papers», l. c., vol. 2, p. 8.
[32] —— «Physik und Erkenntnistheorie», l. c., p. 90.
[33] C. W. MISNER, K. S. THORNE & J. A. WHEELER, «Gravitation» (Freeman, San Francisco, 1973), § 23.6.
[34] MISNER, THORNE & WHEELER, l. c., chap. 33. Le cas décrit n'est qu'un scénario possible, mentionné à la page 883, Box 33.3, I. A., où $m_{crit} \cong 3$ masses solaires.
[35] M. PLANCK, «Über irreversible Strahlungsvorgänge», Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math.-Phys., Tech. 440 (1899).
[36] P. A. M. DIRAC, Proc. Roy. Soc. *A133,* 60 (1931).
[37] G. 't HOOFT, Nucl. Phys. *B79,* 276 (1974). A. M. POLYAKOV, JETP Lettres *20,* 194 (1974).
[38] MISNER, THORNE & WHEELER, l. c., p. 10 et Chap. 44.
[39] Voir: Physics Today, July 1985, pp. 17-20, «Anomaly cancellation launches superstring bandwagon».