



HAL
open science

Sur la $\nabla\gamma$ -quantification

Jean Louis Jonot

► **To cite this version:**

Jean Louis Jonot. Sur la $\nabla\gamma$ -quantification. [Rapport de recherche] Académie de Versailles. 2014.
hal-01083059v4

HAL Id: hal-01083059

<https://hal.science/hal-01083059v4>

Submitted on 20 Jun 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

SUR LA ∇^γ -QUANTIFICATION

JONOT JEAN LOUIS

ABSTRACT. Le but de cet article est de donner un éclaircissement sur la ∇^γ -quantification et de formuler des hypothèses différentes de celles énoncées dans les articles précédents. Je renvoie le lecteur pour les développements tensoriels à l'un de ces articles

" ∇^γ -quantification des mesures physiques".

On présente des idées nouvelles sur la ∇^γ -quantification, notamment sur les équations d'état et les équations d'évolution le long d'un champ chronologique. Dans les articles précédents on identifiait l'opérateur de l'équation d'état et la notion d'observable. Dans cette nouvelle approche, ces deux notions sont distinctes. On en déduit une équation d'évolution des champs complexes le long d'un champ chronologique dont l'opérateur Hamiltonien s'écrit comme le produit tensoriel d'une connexion et d'une section de Dirac.

La " ∇^γ -quantification" est un procédé de quantification simple des fibrés vectoriels réels ou complexes. On veut représenter les états d'un système physique comme les sections d'un fibré hermitien. On est ainsi amené à adapter les postulats de la physique quantique à la théorie des fibrés vectoriels. Le principe de quantification se fait en définissant sur chaque fibre une observable qui varie de façon C^∞ . En dimension finie, on construit un opérateur, équivalent à l'opérateur hamiltonien, à partir d'une connexion ∇ sur le fibré et d'une section de Dirac γ . L'équation des états dite équation de Dirac-Einstein est décrite par une équation des sections propres du fibré considéré. L'équation d'évolution du système se fait le long d'un champ chronologique, c'est une généralisation de l'équation d'évolution de Schrödinger aux fibrés. L'espace de base du fibré est, en général, une carte de l'univers Ω ou l'univers lui-même. L'espace total est une variété qui peut être de dimension infinie si la fibre est de dimension infinie. On peut encore définir la notion d'application C^∞ étendue aux variétés banachiques ou hilbertiennes.

1. LES OUTILS MATHÉMATIQUES

L'hypothèse que l'on fait est la suivante, sur une carte de l'univers Ω , les systèmes physiques sont décrits par des fibrés. Ces fibrés sont des fibrés vectoriels réels ou complexes, ou des fibrés dont la fibre est un groupe de Lie. Les fibrés des états de l'univers définis sur Ω sont notés

$$\zeta = (E, \pi, \Omega, F) \text{ ou } \zeta = (E, \pi, \Omega)$$

s'il n'y a pas de confusion sur la fibre F , on parlera du fibré d'état E . L'ensemble des sections du fibré E est noté $\Gamma(E)$. Les exemples les plus utilisés en physique sont le fibré trivial $\Omega \times \mathbb{C}$ dont les sections sont les applications C^∞ de Ω à valeurs dans \mathbb{C} , le fibré tangent $T\Omega$ et son complexifié $T_{\mathbb{C}}\Omega = T\Omega \otimes \mathbb{C}$ qui ont pour sections, respectivement, les champs réels et complexes.

Key words and phrases. ∇^γ -quantification.

Remark 1. *En dimension infinie, les fibrés vectoriels se comportent différemment. Si l'univers Ω est compact et suffisamment régulier, par exemple si Ω est un CW-complexe alors tous les fibrés de dimension infinie sur Ω sont triviaux. Dans la suite Ω n'est pas supposé compact, mais on peut se restreindre à des cartes adhérence compacte.*

Pour nous, une observable en ω est un opérateur $\Phi(\omega) : E_\omega \rightarrow E_\omega$ ayant une base de vecteurs propres pour chaque ω et telle que l'application $\omega \rightarrow \Phi(\omega)$ est C^∞ dans le sens suivant, pour toute section $\phi \in \Gamma(E)$, l'application

$$\omega \rightarrow \Phi(\omega)(\phi(\omega))$$

est C^∞ . On remarque que cette définition a un sens si la fibre F du fibré est de dimension finie, on peut étendre cette notion à un fibré de dimension infinie, hilbertien ou banachique, dans le cas hilbertien $\Phi(\omega)$ est un opérateur self-adjoint pour tout $\omega \in \Omega$. L'observable Φ est donc une section du fibré, dont la fibre est formée par les éléments de $\text{End}(F)$ qui sont diagonalisables. Les fonctions $\lambda : U \subset \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ ou \mathbb{C} pour lesquelles il existe une section s , non nulle sur U , vérifiant

$$\Phi(\omega)(\phi(\omega)) = \lambda(\omega)\phi(\omega), \forall \omega \in U$$

est une fonction propre de Φ sur U et la section ϕ est une section propre de Φ sur U . Si la fibre est hilbertienne, Le théorème de Von Neumann permet d'associer à $\Phi(\omega)$, une mesure spectrale

$$P_{\Phi(\omega)} : \mathcal{B}(\mathbb{R}) \rightarrow \mathcal{P}(E_\omega),$$

qui à chaque borélien B de \mathbb{R} associe un projecteur $P_{\Phi(\omega)}(B)$ de l'espace d'Hilbert complexe E_ω . Pour chaque couple $(\phi, \psi) \in \Gamma(E)^2$ et chaque $\omega \in \Omega$, on définit la mesure complexe $\nu_{(\phi(\omega), \psi(\omega))}$ sur les boréliens de \mathbb{R}

$$\nu_{(\phi(\omega), \psi(\omega))}(B) = \langle P_{\Phi(\omega)}(B)(\phi(\omega)) | \psi(\omega) \rangle_\omega.$$

On en déduit, pour chaque $\omega \in \Omega$ et chaque $\phi \in \Gamma(E)$, une mesure sur les boréliens de \mathbb{R} définie par

$$\nu_{\phi(\omega)}(B) = \langle P_{\Phi(\omega)}(B)(\phi(\omega)) | \phi(\omega) \rangle_\omega.$$

En particulier, pour $\phi \in \Gamma(E)$ et si la fibre de E est \mathcal{H} , on définit une section ν_ϕ sur le fibré $\mathcal{B}(\Omega)$ dont la fibre est formée des mesures boréliennes sur \mathbb{R} . Si la section ϕ est normalisée pour tout ω , c'est-à-dire, $\|\phi(\omega)\|_\omega = 1$, $\nu_{\phi(\omega)}$ est une probabilité sur les boréliens de \mathbb{R} , notée $P_{\phi, \Phi}$ avec $P_{\phi, \Phi}(\omega) = \nu_{\phi(\omega)}$.

En utilisant la décomposition de Paul Levy, ν_ϕ s'écrit comme une somme de mesures

$$\nu_\phi = \nu_\phi^{ac} + \nu_\phi^p + \nu_\phi^{sc},$$

où ν_ϕ^{ac} est une mesure absolument continue par rapport à la mesure de Lebesgue, ν_ϕ^p est une somme de mesures de Dirac et ν_ϕ^{sc} est une mesure singulièrement continue, c'est-à-dire, la fonction de répartition est une fonction continue et la mesure n'est chargée que sur un ensemble de mesure de Lebesgue nulle. Si

$$\nu_\phi = \nu_\phi^p$$

on dit que ϕ a un spectre discret et si

$$\nu_\phi = \nu_\phi^{ac},$$

on dit que ϕ a un spectre continu.

2. L'ÉQUATION DES ÉTATS

On se donne une connexion ∇ sur le fibré des états E , c'est-à-dire, la donnée d'une application \mathbb{R} ou \mathbb{C} -linéaire

$$\nabla : \Gamma(E) \rightarrow \Gamma(\Lambda^1\Omega \otimes E)$$

qui vérifie la relation de Leibnitz

$$\nabla(\phi s) = d\phi \otimes s + \phi \nabla s, \forall \phi \in C^\infty(\Omega).$$

On a besoin de la représentation de la connexion ∇ sous la forme de dérivée covariante,

$$\nabla : \Gamma(T\Omega) \times \Gamma(E) \rightarrow \Gamma(E), (X, \phi) \rightarrow \nabla_X \phi$$

avec

$$\begin{aligned} \nabla_{fX+gY} \phi &= f \nabla_X \phi + g \nabla_Y \phi, \\ \nabla_X(\phi + \psi) &= \nabla_X(\phi) + \nabla_X(\psi), \end{aligned}$$

et

$$\nabla_X(f\phi) = df(X)\phi + f \nabla_X \phi.$$

Ces deux notions sont équivalentes, $\nabla_X \phi$ est la dérivée covariante de ϕ le long du champ X . On se fixe ensuite une section de Dirac γ de E , c'est-à-dire, un élément de

$$\text{Hom}(\Lambda^1\Omega \otimes E, E) \approx \text{Hom}(\Lambda^1\Omega, \text{End}(E)),$$

ainsi pour tout $d \in \Lambda^1\Omega$, l'application

$$\gamma^d : \Gamma(E) \rightarrow \Gamma(E), \gamma^d(\phi)(\omega) = \gamma(\omega)(d(\omega) \otimes \phi(\omega))$$

est un endomorphisme de $\Gamma(E)$, dit endomorphisme de Dirac. Sur une carte U où le fibré tangent et le fibré d'état sont trivialisables, on pose $\{\partial_\mu, \mu = 1, 2, 3, 4\}$ le local frame associé à la carte U et $\{\phi_\nu, \nu = 1, 2, \dots, m\}$ une base de sections du fibré des états restreint à U . On pose $\{d^\mu, \mu = 1, 2, 3, 4\}$ le local frame dual et $\gamma^\mu = \gamma^{d^\mu}$ les endomorphismes de Dirac associés. Ces endomorphismes sont représentés par des matrices carrées d'ordre m dans la base $\{\phi_\nu, \nu = 1, 2, \dots, m\}$ dont les coefficients sont dans $C^\infty(U)$, si la dimension de la fibre est finie. Le tenseur de Poisson est défini par

$$\gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{8} \text{Trace}(\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\}),$$

il est indépendant du choix de la base $\{\phi_\nu, \nu = 1, 2, \dots, m\}$ en dimension finie, cette notion s'étend en dimension infinie. Si l'univers Ω est muni d'une métrique de Lorentz g , dont la matrice dans le local frame $\{\partial_\mu, \mu = 1, 2, 3, 4\}$ est $(g_{\mu\nu})$ et $(g^{\mu\nu})$ est sa matrice inverse, on fait l'hypothèse

$$(\gamma^{\mu\nu}) = (g^{\mu\nu}). \tag{2.1}$$

Si on n'impose pas l'existence d'une métrique de Lorentz g sur l'univers Ω , on fait l'hypothèse que localement $(\gamma^{\mu\nu})$ est inversible et $(\gamma_{\mu\nu}) = (\gamma^{\mu\nu})^{-1}$ est la matrice d'une métrique de Lorentz g_γ sur l'ouvert U , afin de pouvoir définir une équation d'évolution le long d'un champ chronologique T .

On définit la section H de $\text{End}(\Gamma(E))$ par

$$H(\phi)(\omega) = \gamma(\omega)(\nabla\phi(\omega))$$

notée

$$H = \gamma \otimes \nabla.$$

l'équation d'état est donnée par

$$H(\phi) = \lambda\phi, \quad (2.2)$$

où λ est une fonction propre C^∞ définie sur une carte U de Ω . Dans l'article [1], les équations d'état des champs et des métriques ont été développées, on a dans un local frame $\{\partial_j\}$ défini par une carte U

$$\gamma_\beta^{\nu\sigma} (\partial_\nu s^\beta + s^\alpha \Gamma_{\alpha\nu}^\beta) = -i\lambda s^\sigma, \quad (2.3)$$

pour les champs complexes et pour les métriques

$$\gamma_{\rho\sigma}^{\mu\nu\tau} (\partial_\mu g_{\nu\tau} + g_{\alpha\beta} \Gamma_{\mu\nu\tau}^{\alpha\beta}) = \lambda g_{\rho\sigma}, \quad (2.4)$$

avec

$$\Gamma_{\mu\nu\tau}^{\alpha\beta} = -(\Gamma_{\mu\nu}^\alpha + \Gamma_{\mu\tau}^\beta) \text{ et } \gamma_{\rho\sigma}^{\mu\nu\tau} = \gamma_\rho^{\mu\nu} \gamma_\sigma^{\mu\tau}.$$

Dans [1], on a identifié H à $i\Phi$ dans le cas complexe et H à Φ dans le cas réel. On veut décrire l'équation d'évolution du système quantique, sans l'identification précédente, pour cela on introduit la notion de champ chronologique [2].

3. L'ÉQUATION D'ÉVOLUTION DU SYSTÈME QUANTIQUE

On se place sur une carte U de l'univers Ω sur laquelle le tenseur de Poisson $\gamma^{\mu\nu}$ définit une métrique g . On suppose que cette métrique est Lorentzienne, c'est-à-dire, qu'il existe au moins un champ $T : \Omega \rightarrow T\Omega$ de genre temps $\forall \omega \in U$, $g(\omega)(T(\omega), T(\omega)) < 0$. Pour l'espace-temps de Minkowski (\mathbb{R}^4, η) , $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2$ et le champ $T = \frac{\partial}{\partial t}$ donne l'orientation du temps. Soit $T_\omega = \mathbb{R}T(\omega)$, le sous-espace vectoriel de dimension 1, engendré par le vecteur $T(\omega) \in T_\omega U$. Ce sous-espace est non isotrope pour la forme bilinéaire $g(\omega)$ sur $T_\omega U$ et scinde $T_\omega U$ en une somme orthogonale unique $T_\omega U = T_\omega \oplus E_\omega$, où $E_\omega = T_\omega^\perp$. Les restrictions $g(\omega)|_{E_\omega}$ et $-g(\omega)|_{T_\omega}$ sont définies positives. Tout champ $X : \Omega \rightarrow T(\Omega)$ se décompose en $X = X_E - tT$, où $t : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ est une C^∞ -application, X_E est un champ espace, c'est-à-dire, $X_E(\omega) \in E_\omega$ pour tout $\omega \in \Omega$. En particulier, $|X_E(\omega)|_g^2 = g(\omega)(X_E(\omega), X_E(\omega)) > 0$ si $X_E(\omega) \neq o_{T_\omega(\Omega)}$.

Definition 1. *Un champ X est orienté vers le T -futur si $X = X_E - tT$, avec $t > 0$ et vers le T -passé si $t < 0$.*

Un champ T est stable en $\omega \in \Omega$, s'il existe une carte U de Ω pour laquelle

$$T = T^\nu \partial_\nu$$

et

$$\partial_k (T^j g_{ij}) = \partial_i (T^j g_{kj}), \quad \forall i, k.$$

Example 1. *Si Ω est l'espace de Minkowski alors $\frac{\partial}{\partial t}$ est un champ chronologique stable.*

Si T est stable en chaque point $\omega \in U$, on peut feuilletter en espace-temps la carte U de l'univers Ω où vit ce champ chronologique T . Les parties espace-temps de l'univers Ω sont des variétés de dimension 4 connexes, muni d'une métrique de Lorentz g et d'une chronologie définie par un champ local T , tel que $g(T, T) = -1$. Chaque chronologie stable permet de feuilletter Ω en deux feuilletages orthogonaux pour la métrique g . L'un est le feuilletage espace, noté \mathcal{E} , dont les feuilles sont

des sous-variétés connexes sans bord, de dimension 3 de Ω , dites feuilles d'espace, l'autre est le feuilletage chronologique noté \mathcal{T} , dont les feuilles sont des sous-variétés connexes sans bord, de dimension 1 de Ω , dites feuilles chronologiques. Ces feuilles chronologiques ne peuvent être que \mathbb{S}^1 ou \mathbb{R} . Chaque champ X se décompose de façon unique, sous la forme $X = X_E - tT$, où $X_E(\omega) \in T_\omega(E) = E_\omega$, $t \in C^\infty(\Omega)$ et E est l'unique feuille du feuilletage de \mathcal{E} contenant ω .

La notion de changement local de coordonnées entre deux espace-temps définis par les champs chronologiques T et S est la donnée d'une section θ , définie sur un ouvert connexe $U \subseteq \Omega$ du fibré $\text{Hom}(T\Omega) = \Lambda^1(\Omega) \otimes T\Omega$ telle que $\theta \otimes T = S$ et $g(\theta \otimes X, \theta \otimes Y) = g(X, Y)$ sur $U \subseteq \Omega$ pour tout champ X, Y de Ω . On rappelle que pour un champ X de Ω défini sur U , $\theta \otimes X(\omega) = \theta(\omega)(X(\omega))$ et l'application $\omega \rightarrow \theta(\omega) : T_\omega\Omega \rightarrow T_\omega\Omega$ vérifiant $\theta(\omega)$ est une $g(\omega)$ -isométrie, on dit que θ conserve la métrique de Lorentz. On peut remarquer que ce changement d'espace-temps est un opérateur d'état [3]. Pour tous les champs chronologiques T et S , il existe un changement local de coordonnées. On peut définir la dérivée covariante le long du champ chronologique T , noté ∇_T .

L'équation d'évolution d'une section locale ϕ définie sur U , le long d'un champ chronologique T , non nécessairement stable, d'un système soumis à aucune observation est

$$H\phi = i\lambda\nabla_T\phi, \quad (3.1)$$

si le fibré est complexe ou

$$H\phi = \lambda\nabla_T\phi, \quad (3.2)$$

si le fibré est réel.

Remark 2. *Le champ chronologique T est défini par la métrique Lorentzienne g de l'univers Ω . Si aucune métrique n'est fixée, on impose au tenseur de Poisson $\gamma^{\mu\nu}$ de définir une métrique Lorentzienne g sur U , le champ chronologique T est défini à partir de cette métrique.*

L'équation d'évolution d'un champ X par rapport au champ chronologique T , dans le local frame $\{\partial_j\}$, s'écrit

$$\gamma^\nu D_\nu X = i\lambda [T, X].$$

4. LES AXIOMES DE QUANTIFICATION

Axiom 1. *L'état d'un système physique est défini, par une section ϕ d'un fibré hermitien E , dit fibré des états.*

Axiom 2. *A tout observable \mathcal{O} est associée une section Φ de $\mathcal{O}(E)$, formée des éléments de $\text{End}(E)$, self-adjoints. On dit que Φ est l'observable quantique de la grandeur physique \mathcal{O} .*

Axiom 3. *Quelque soit la section ϕ du système où l'on effectue la mesure de la grandeur \mathcal{O} , les seuls résultats possibles sont les fonctions propres de Φ .*

Axiom 4. *Si ϕ représente l'état normalisé du système, la probabilité de trouver la fonction λ lors d'une mesure de \mathcal{O} dans Δ est*

$$P_{\phi, \Phi}(\lambda) = P_{\phi, \Phi}(\Delta)$$

où

$$P_{\phi, \Phi}(\Delta)(\omega) = P_{\phi(\omega), \Phi(\omega)}(\Delta(\omega))$$

avec $\Delta(\omega) =]\lambda_1(\omega), \lambda_2(\omega)]$ si le spectre de ϕ est continu. Si le spectre est discret, cette probabilité est

$$P_{\phi, \Phi}(\lambda)(\omega) = P_{\phi(\omega), \Phi(\omega)}(\lambda(\omega)).$$

Axiom 5. L'état du système immédiatement après une mesure ayant donnée la fonction λ est

$$\tilde{\phi} = \frac{P_{E_\lambda}(\phi)}{\|P_{E_\lambda}(\phi)\|},$$

où $\tilde{\phi}(\omega) = P_{E_{\lambda(\omega)}}(\phi(\omega))$ et $P_{E_{\lambda(\omega)}}$ est le projecteur sur le sous-espace propre $E_{\lambda(\omega)}$ associé à la valeur propre $\lambda(\omega)$ de $\Phi(\omega)$.

Axiom 6. Soit ϕ , l'état du système en ω_0 dans une carte U de Ω , tant que le système n'est soumis à aucune observation, son évolution le long d'un champ chronologique T associé au tenseur de Poisson $\gamma^{\mu\nu}$ est

$$H\phi = i\lambda\nabla_T\phi$$

, où $H = \gamma \otimes \nabla$, γ est la section de Dirac et ∇ est la connexion qui sont associés au fibré des états.

5. L'ÉQUATION DE SCHRÖDINGER-DIRAC

Si on prend une métrique de Lorentz g , on peut définir localement un champ chronologique T . On a une connexion naturelle qui est la connexion de Levi-Civita complexifié sur le fibré des champs complexes. Si on impose à la section de Dirac de vérifier localement

$$\gamma^{\mu\nu} = g^{\mu\nu},$$

ou de vérifier des relations du type

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}I_4.$$

Le groupe de Dirac associé à ces relations est

$$\mathcal{D} = \left\{ \gamma^d : \frac{1}{2} \{\gamma^d, \gamma^\delta\} = g(d^*, \delta^*) \mathbf{I}_4, d \text{ et } \delta \in \Lambda^1\Omega \right\}.$$

Pour construire un fibré hermitien sur $T_{\mathbb{C}}\Omega$, on se fixe une métrique riemannienne sur l'univers Ω que l'on complexifie pour obtenir sur chaque fibre de $T_{\mathbb{C}}\Omega$ un produit hermitien, on peut ainsi, quantifier le fibré $T_{\mathbb{C}}\Omega$. Ensuite, on se fixe un champ chronologique dans le local frame associé à une carte U . L'équation d'évolution le long du champ chronologique T s'écrit

$$\gamma^\nu D_\nu X = i\lambda [T, X], \quad (5.1)$$

où $D_\nu = L_\nu + \Gamma_\nu$, où Γ_ν est la section locale de $\text{End}(E)$ dont la matrice, dans le "local frame", est $(\Gamma_\nu)_\alpha^\beta = \Gamma_{\alpha\nu}^\beta$ et L_ν est l'endomorphisme de Lie le long du champ ∂_ν défini par, $L_\nu X = (\partial_\nu X^\mu) \partial_\mu$. Les coefficients $\Gamma_{\alpha\nu}^\beta$ sont les coefficients de Christoffel de la connexion ∇ . L'opérateur d'état en X est proportionnel à la mesure du défaut de commutativité de X par rapport au champ chronologique T . L'équation 5.1 est l'équation de Schrödinger-Dirac. On peut comparer ce résultat à [3]. Si on développe l'équation sur chaque composante de ∂_σ on a

$$\gamma_\beta^{\nu\sigma} (\partial_\nu X^\beta + X^\alpha \Gamma_{\alpha\nu}^\beta) = i\lambda (T^\nu \partial_\nu X^\sigma - X^\nu \partial_\nu T^\sigma), \quad (5.2)$$

$\gamma_\beta^{\nu\sigma}$ sont les coefficients de la matrice de Dirac $\gamma^\nu = \gamma^{d^\nu}$ dans la base $\{\partial_\mu\}$ et de base duale $\{d^\mu\}$. On peut interpréter la fonction λ comme une densité de masse locale sur U . L'équation 5.2 peut être comparée aux équations de [4].

6. CONCLUSION

On peut étendre la connexion de Levi-Civita au fibré

$$T^{p,q}\Omega = (\otimes^p T^*\Omega) \otimes (\otimes^q T\Omega),$$

des (p, q) -tenseurs et la dérivée de Lie le long d'un champ chronologique T . Pour une section de Dirac γ sur $T^{p,q}\Omega$, on définit la notion d'équation des états des tenseurs et l'équation d'évolution de Schrödinger-Dirac le long d'un champ chronologique T . Si on complexifie ces fibrés tensoriels, on peut les quantifier par le procédé défini précédemment.

Dans l'hypothèse où localement la métrique Lorentzienne n'existe pas, on impose au tenseur de Poisson

$$\gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{8} \text{Trace} \{ \gamma^\mu, \gamma^\nu \},$$

d'être inversible et $(\gamma_{\mu\nu})$ est la matrice d'une métrique Lorentzienne g_γ qui vérifie l'équation relativiste d'Einstein

$$Ric_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R\gamma_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda\gamma_{\mu\nu}$$

où Λ est la constante cosmologique de l'univers Ω , R est la courbure scalaire, $Ric_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci associé à la connexion de Levi-Civita de g_γ et $T^{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. On peut quantifier tous les fibrés tensoriels muni d'une métrique locale induite par le tenseur de Poisson.....

REFERENCES

- [1] J.L.Jonot " ∇^γ -quantification des mesures physiques" hal.archives-ouvertes.fr 2014
- [2] J.L.Jonot "Sur l'équation de Schrödinger et l'équation de Dirac-Weyl-Fock" hal.archives-ouvertes.fr 2014
- [3] J.L.Jonot "Equation de Dirac-Weyl-Fock le long d'un champ chronologique" hal.archives-ouvertes.fr 2014
- [4] E. Séré, M.J.Esteban "Les équations de Dirac-Fock." Séminaire E.D.P(1997-1998), Exposé n°5, U.M.R 7640 C.N.R.S.
E-mail address: jean-louis.jonot@ac-versailles.fr