微分幾何の量子化による大域的切断多様体

あの世にいる一回亡くたった長男のアカシックレコード
からの恩恵、David Hilbert と教えられている

$$\left(\frac{\{f,g\}}{[f,g]}\right)^{\oplus L}_{D(\chi,x)} = \bigoplus_{D(\chi,x)} \mathrm{cohom}[D(\chi,x)][I_m]^{\lll\nabla}$$

フェルミオンに力のボゾンを取ると、コホモロジーの値が出てきて、その単体量を加群する。それがこの式からわかる。

$${}^{t}\!\!-\!\!\!\!\!\!\iint_L \mathrm{cohom}[D(\chi,x)][I_m]^{\lll p}$$

大域的切断による同値類がヘルマンダー作用素である。ボゾンがあると電流が通らないが、大域的切断で特異点を出すと、コホモロジーの値として、時空の湾曲率が出てきて、その仕組みから、伝導率がわかる。この伝導率が光速度不変の法則でもある、一定値の密度エネルギーでもある。基本群による非可換代数多様体をその初期関数で大域的微分をすると、この方程式になる。同調になっていないと、周期が不規則であるために、共鳴にはならずに、電流が通りにくい。このために、同調を使うと、物体の内部が真空になり、電流が通り、それ故に、この式から伝導率の制御が機能する。

$$= \frac{d}{df}[i\pi(\chi,x), f(x)]$$

$${}^{t}\!\!-\!\!\!\!\!\!\!\!\iiint F[I_m] = \nabla_i \nabla_j \int \nabla f(x) d\eta$$

$$\frac{d}{df}\left(\int\int_{D(\chi,x)} \left[\tfrac{\{f,g\}}{[f,g]}\right]^{\lll L} d\tau\right)^{\nabla N} = [i\pi(\chi,x) f(x)]$$

微分幾何の量子化についての N 階層指数定理による大域的微分多様体の projective integral value として、ブラウン運動や賭け事による決定量の推測値、確率、統計の運動量保存則、Weil's 予想のゼータ関数がこの式でもある。各接線の傾きを表している。原子の遷移エネルギーの推移律とガンマ関数とベータ関数をこれらの式から求められる。

$$\omega = x^3 + x + 1, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}, \beta = \frac{1}{137}, (i^{n-1}, i^n, i^{n+1}) \cdot (w, \bar{w}, w\bar{w})$$

$$l = px^n + qx + r$$

$$\frac{d}{dl} L = \left(\int^n px^n + qx + r\right)^{l'}$$

$$^{\flat}D_k\overline{\iiint}_M[h\nu]_\chi| : x \to y$$

$$^{t}\overline{\iiint}\mathrm{cohom}D_k[\pi(\chi, x)][I_m], \delta(x, y) = \int \delta(x)f(x)dx$$

$$(S_1^m \times S_2^n) = D^2\psi$$

$$f_z = \int \left[\sqrt{\begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{pmatrix} \circ \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \end{pmatrix}} \right] dxdydz$$

$$F_t^m = \frac{1}{4}(g_{ij})^2$$

$$||ds^2|| = \int |\sin 2x|^2 d\tau, V = \left(\frac{x}{\log x}\right)^n$$

$$M_p = IH_n \times D^2\psi, ||ds^2|| = 8\pi G\left(\frac{p}{c^3} + \frac{V}{S}\right)$$

$$||ds^2|| = e^{-2\pi T|\psi|}[\eta_{\mu\nu} + \bar{h}(x)]dx^\mu dx^\nu + T^2 d^2\psi$$

$$\frac{d}{dt}g_{ij}(t) = -2R_{ij}, R_{ij} = -\frac{1}{2}\frac{d}{dt}g_{ij}(t)$$

$$V = -\frac{1}{2}x^2$$

リサ・ランドール博士とペレルマン博士より、これらの数式は、原子間距離が warped passage になっているので、D-brane 間距離に包み込まれている。電位差でもある。原子間力と核エントロピー不変量にもなっていて、光量子仮説でもあり、エネルギー遷移率、D 加群、逆写像でもあり、ガウスの曲面論でもある。

$$\bigoplus (i\hbar^\nabla)^{\oplus L} = {}^{t}\overline{\iint}_L\mathrm{cohom}[D(\chi, x)][I_m]^{\ll p}$$

$$\frac{d}{d\gamma}\Gamma = \bigoplus (i\hbar^\nabla)^{\oplus L^{-1}}$$

$$H\Psi = \bigoplus (i\hbar^\nabla)^{\oplus L}$$

$$= e^{-x\log x} = m(x)$$

$$= e^{x\log x} + e^{-x\log x}$$

$$= 2\sin(ix\log x)$$

$$= \beta(p, q) \cdot \left[\log\left(i\tfrac{\cos x}{\sin x}\right)\right]^{-1}$$

$$\beta(p, q) = 2\int |\sin 2x|^2 d\tau$$

微分幾何の量子化は、この密度エネルギーの制御で使われる。結局は、微分幾何の量子化は、ガンマ関数と同型でもある。

$$\Gamma = \int e^{-x}x^{1-t}dx = \bigoplus (i\hbar^{\nabla})^{\oplus L}$$

$$= \frac{d}{dt}\psi(t) = \hbar, \frac{1}{2}ie^{i\hat{H}}$$

$$(i\hbar)^{'} = (-e^{i\hat{H}})^{'} = -ie^{i\hat{H}}$$

$$\psi(x) = e^{-i\hat{H}t}, \bigoplus (i\hbar^{\nabla})^{\oplus L}$$

$$= \frac{1}{2}e^{i\hat{H}^{(-ie^{i\hat{H}})}}$$

$$= \bigoplus a^{-tx}x^{t}[I_m] \cong \int e^{-x}x^{t-1}dx$$

結局は、

$$\int e^{-x}x^{t-1}dx = \bigoplus (i\hbar^{\nabla})^{\oplus L}$$

$$\beta(p,q) = \frac{\Gamma(p)\Gamma(q)}{\Gamma(p+q)}$$

$$= 2\int |\sin 2x|^{2}dx$$

$$e^{f} = \bigoplus (i\hbar^{\nabla})^{\oplus L}$$

$$e^{-f} = \bigoplus (i\hbar^{\nabla})^{\oplus L^{-1}}$$

$$\frac{d}{df}F = m(x) = e^{f} + e^{-f}$$

$$= 2i\sin(ix\log x)$$

となり、ベータ関数の逆関数でもある双曲多様体が微分幾何の量子化と言える。量子力学のガウスの曲面論が微分幾何の量子化であると、結論される。ガンマ関数とベータ関数はそれほどまでも数学にも物理学にも大切な数式でもあり、可積分系が D-brane を代表して D 加群とゼータ関数、そして量子群が真逆同士の数学の心臓でもある。