



HAL
open science

Cas d'existence de solutions d'EDP.

Samy Skander Bahoura

► **To cite this version:**

| Samy Skander Bahoura. Cas d'existence de solutions d'EDP.. 2022. hal-01559242v17

HAL Id: hal-01559242

<https://hal.science/hal-01559242v17>

Preprint submitted on 18 Jul 2022

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.

CAS D'EXISTENCE DE SOLUTIONS D'EDP.

SAMY SKANDER BAHOURA

1. CAS D'EXISTENCE DE SOLUTIONS D'EDP

RÉSUMÉ. Estimations uniformes pour l'équation de Yamabe, l'équation du type Yamabe, l'équation de la courbure scalaire prescrite, l'équation du type courbure scalaire prescrite, l'équation de Gauss, l'équation de type Gauss. On se pose la question de savoir s'il y a des solutions.

En dimension 2 :

1) Les solutions de Liouville en fonction des fonctions holomorphes dont les dérivées ne s'annulent pas, voir le livre de C. Bandle.

2) Sur la boule unité, il y a des solutions radiales, nulle au bord, cela revient à résoudre une équation différentielle.

3) Si le domaine n'est plus une boule, par la méthode des sur et sous solutions, il y a des solutions au problème de Gelfand, $u = 0$ est sous solution et la fonction distance est une sur solution. (Voir Dupaigne).

4) Par la méthode variationnelle, il y a toujours des solutions, c'est lié à la compacité de l'injection de Moser-Trudinger dans L^1 .

Pour la dimension 2, sur des surfaces compactes sans bord, il y a des résultats d'existence dans le livre d'Aubin, par la méthode variationnelle si la courbure scalaire $S = -1$ on peut minorer les solutions, lorsque $S = 0$ il se peut qu'on ne puisse pas minorer les solutions.

Pour une courbure scalaire négative, on peut résoudre le problème de la courbure scalaire prescrite avec une courbure prescrite $f \leq 0$ par la méthode des sur et sous solutions, puis on rajoute une constante ou fonction petite $f + c$ ou $f + g$, $c, g > 0$. Dans ce cas, il se peut qu'on puisse minorer les solutions. C'est fait dans le livre d'Aubin.

Dans le cas nul (courbure scalaire nulle, par la méthode variationnelle), on peut résoudre le problème de la courbure prescrite, pour une courbure prescrite f changeant de signe et $\int f < 0$. Dans ce cas il se peut que les solutions ne soient pas minorables. C'est le problème de Kazdan-Warner. C'est fait dans le livre d'Aubin.

En ce qui nous concerne, on se placera sur la partie positive de $f + c = c > 0$ et $f + g = g > 0$.

On peut résoudre le Problème de la courbure scalaire sur une surface compacte non orientable, c'est fait dans le livre d'Aubin pour le Projectif réel de dimension 2, \mathbb{P}_2 .

En dimension ≥ 3 .

1) Pour l'équation de Yamabe (5 et 6) et l'équation de la courbure prescrite en dimension 4 : Quand la variété est compacte sans bord, les résultats existent par Aubin-Schoen en dimension 5 et 6.

Si on considère une fonction f changeant de signe et que la courbure scalaire $S_g = 0$ (et de métrique g), par la méthode variationnelle f est courbure scalaire d'une métrique conforme, voir le livre de Hebey (pour les dimensions 3, 4, le théorème d'Escobar-Schoen) et le livre d'Aubin (le Théorème d'Escobar-Schoen dans le cas conformément plat et le Théorème de Bismuth). Voir aussi dans le livre d'Aubin d'autres conditions sur f pour qu'elle soit courbure scalaire d'une métrique conforme. Dans le cas, changeant de signe on se placera sur l'ensemble $\{f > 0\}$. Ceci est valable en toute dimension ≥ 3 (conformément plat, Escobar-Schoen et Aubin et invariant de Yamabe positif).

Pour la dimension 6, on résout le problème de la courbure scalaire prescrite sur une variété de courbure scalaire $S_g = -1$ (de métrique g), pour une courbure prescrite $f \leq 0$, par exemple une cutoff avec $f = 0$ une boule, puis par un théorème dans le livre d'Aubin, il existe un voisinage de f dans C^α , dans lequel on peut résoudre le problème de la courbure prescrite.

Voir dans le livre d'Aubin la condition de Rauzy, Ouyang, Tang, Vazquez-Veron, la valeur propre du Laplacien doit être plus grande que la courbure scalaire pour résoudre dans le cas négatif le problème de la courbure scalaire prescrite avec une courbure prescrite f cutoff. Or en prenant des petites boules, on a grâce au Théorème de Levy-Bruhl, le comportement asymptotique des valeurs propres du Laplacien des petites boules géodésiques (elle le prouve dans le cas de variétés Riemanniennes analytiques), voir l'article et le monographe de Leon Karp-Mark Pinsky (ils le prouvent dans le cas de variétés Riemanniennes C^∞). (C'est la condition de Rellich sur les valeurs propres, développement asymptotique).

On résout le problème de la courbure prescrite pour des fonctions cutoff $f \leq 0$, par exemple (de boules petites), puis on ajoute une constante positive petite pour avoir $f+c$ courbure prescrite d'une métrique conforme telle que $f+c = c > 0$ = boule et $f+c$ est négative dans un autre ensemble. Alors on remarque que la ou la solution est minimum, alors elle est minorée par une constante strictement positive. On vient de construire un exemple de solutions minorées par une constante positive, qui est un exemple de solutions en dimension 6 pour la quelle le minimum est minoré par une constante positive et est solution de Yamabe dans la boule ou $f+c = c > 0$. (le minorant est $m = 1/(1-c)$, si on suppose, $0 \geq f \geq -1$, par exemple, (on peut remplacer -1 par $-\bar{M} < 0$ quelconque dans $0 \geq f \geq -\bar{M}$), utiliser l'équation et le fait qu'en P point minimum de la solution u , $\Delta u(P) \leq 0$). (Journal of Functional Analysis). Sur les ensembles où $f < 0$ voir travail de Thèse dans le cas négatif (courbure scalaire prescrite négative et unifor.holderienne).

Pour la dimension 4 et l'équation de la courbure prescrite, il suffit de suivre le même chemin que pour la dimension 6, en remplaçant $c > 0$ par une fonction positive voisine de c , $c > 0$ petite, alors les solutions sont minorées par une constante $m > 0$. (Voir Travail de Thèse dans le cas plat (JMPA) et Journal of Mathematical Analysis and Applications).

Quand la variété a un bord :

En dimension 5, il y a des solutions voir l'article de Z-C. Han et YY.Li, l'opérateur doit être de type positif, ce qui est possible si on considère des boules géodésiques, la courbure moyenne est alors presque constante et positive (proche de de la sphère), on choisit la courbure scalaire et de Ricci non constantes pour avoir un point non ombilique. (Journal of Functional Analysis).

2) Pour l'équation du type Yamabe : si $R = \frac{(n-2)}{4(n-1)}S_g$ avec S_g avec la courbure scalaire et g la métrique.

Quand la variété est compacte sans bord, à partir de la dimension 4, il y a les résultats d'Aubin pour un opérateur du type $(\Delta + a$, avec $a < R$ en un point). (Bulletin des Sciences Mathématiques).

Quand la variété a un bord, à partir de la dimension 5, il y a les résultats de Holzman pour un opérateur du type $(\Delta + a$, avec $a < R$ en un point intérieur). (Bulletin des Sciences Mathématiques).

Il y a l'article de Hebey-Vaugon (nodales solutions, 1994). (JMPA (dimension 4 cas plat avec 2 contraintes), Journal of Functional Analysis, Bulletin des Sciences Mathématiques et Mathematica Aeterna, Journal of Mathematical Analysis and Applications (dimension 4), ici on a des exemples avec ou sans minimum tendant vers zero).

3) Pour l'équation du type courbure scalaire prescrite :

Dans le cas sous-critique tendant vers le critique, il y a des solutions par la méthode variationnelle car l'injection de Sobolev est compacte dans ce cas. (Travail de Thèse).

4) Dans le cas radial, il y a des exemples dans l'article de C.C.Chen- C.S. Lin, propositions 4.2 et 4.3 (de : Comm. Pure. Applied. Math. 1997). avec des courbures prescrites de la forme $V = 1 - Kr^\rho$, $1 < \rho < n - 2$. (Voir travail de Thèse, pour les fonctions radiales).

Il y a les résultats de Brezis-Nirenberg dans le cas d'un ouvert de l'espace euclidien en dimension ≥ 4 , pour une perturbation non linéaire sous critique de l'équation de Yamabe dans le cas d'un ouvert plat. (Voir travail de Thèse).

Il y a le résultat de Druet, sur une variété compacte sans bord avec potentiel $f > 0$ et une perturbation sous-critique hu^{q-1} , $h > 0$, $q < \frac{2n}{n-2}$, $n \geq 5$, pour des valeurs de q dépendant d'un $q_c = 2$, on peut se placer localement et dans le cas plat ou non plat et dans le cas plat se ramener à un ouvert de l'espace euclidien. (Voir travail de Thèse et équations avec perturbation sous-critique dans le cas Riemannien).

Pour l'équation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4, on en a parlé ci-dessus, il suffit de considérer une courbure prescrite changeant de signe de telle manière que les solutions

soient positives et minorées et se placer sur la partie positive de la courbure prescrite. (Voir Travail de These dans le cas plat (JMPA) et Journal of Mathematical Analysis and Applications).

Pour la dimension 2, les estimations a priori ont pour but de prouver l'existence de solutions par la méthode du degré topologique de Leray-Schauder, comme dans De Figueiredo-Lions-Nussbaum, une des conditions est que l'opérateur compact M est nul en 0, ici cette condition n'est pas satisfaite car il y a une exponentielle. Cette méthode peut s'appliquer à l'exponentielle (Equations en sinh, plasmas et 2d-turbulences, avec poids), et aux problèmes des valeurs propres non-linéaires. (Crandall-Rabinowitz prouvent l'existence d'une solution u_λ stable et la condition de stabilité implique que (u_λ) est bornée dans C^0 . De Figueiredo-Lions-Nussbaum prouvent en utilisant le degré topologique qu'il y a une deuxième solution v_λ en utilisant le fait que (u_λ) est bornée dans C^0 , l'estimation a priori était déjà donnée dans la condition de stabilité de Crandall-Rabinowitz, par contre on ne sait pas si (v_λ) est bornée dans C^0 , c'est en partie l'objet de ce qu'on fait ici, borner les solutions et en particulier (v_λ)).

D'autre part ce cas particulier (l'exponentielle) peut induire l'existence de solutions par la méthode des sur et sous solutions (voir Dupaigne), en fait ici on s'intéresse aux estimations a priori des solutions d'équations du type Gauss. On a une compacité à la Gromov des suites de métriques ou bien un théorème de compacité de fonctions (Ascoli ou d'autres théorèmes, voir les livres de Brezis et Aubin, dans L^p , fonctions bornées dans une certaine topologie, L^p , H^1 par exemple et donc compacité faible) ou si on revient aux EDP, des estimations a priori elliptiques.

Pour les dimensions ≥ 3 , on a des inégalités du type Harnack, une particularité de ces équations à exposant critique de Sobolev comme pour les fonctions harmoniques. C'est justifié par l'absence de conditions au bord.

Dans le cas d'une variété compacte sans bord, un des buts des estimations du type $\sup \times \inf$ est de prouver qu'il n'y a que des blow-up isolés simples pour les solutions de ces équations et donc elles convergent vers une fonction semblable à la fonction de Green, le Théorème de la masse positive s'il est vrai tout le temps, permet de dire que le terme constant est positif, alors que par l'identité de Pohozaev l'intégrale d'une certaine quantité serait à la fois positive ou nulle (blow-up isolés simples) et strictement négative (masse positive), ce qui n'est pas possible. Donc il n'y a pas de blow-up, c'est-à-dire que les solutions sont bornées dans C^2 et par un argument d'homotopie et degré topologique le degré serait non nul ce qui veut dire qu'il y a des solutions. (Un résultat d'existence par le degré topologique et par conséquent l'estimation a priori).

L'existence de solutions peut être connue par la méthode variationnelle, on se borne à considérer que ce travail (en partie) a pour but de chercher des estimations a priori et en particulier des inégalités du type Harnack, propriétés de ces solutions à exposant critique de Sobolev.

On suppose que les solutions existent, ce qui est possible dans les différents cas considérés et on prouve certaines propriétés qualitatives de ces équations. (Convergence de métriques, à la Cheeger-Gromov, estimations a priori, compacité de solutions, blow-up, inégalités du type Harnack, inégalités de Sobolev, résultat d'unicité et de rigidité (Marc Herzlich a parlé de théorème de rigidité, condition sur la courbure scalaire, comme pour les théorèmes de masse positive, voir son exposé dans Numdam.), on a aussi, équilibre et stabilité d'un système, dynamique d'un système, notions de blow-up et de diviseurs ou sans diviseurs (dimension 2 pour des domaines analytiques (Voir l'article de Marc Troyanov, le problème est posé sur des surfaces de Riemann, 'environnement' cas des domaines complexes) et équation de Yamabe et de courbure scalaire prescrite (Yamabe avec diviseurs, un exemple, voir la thèse de Farid Madani)), intervalles de précisions de nombres, branche du maximum en fonction du minimum, sup et inf liés ou majorants et mineurs liés, il y a une notion d'enroulement car on part du minimum ou du minorant et on obtient le maximum ou le majorant). Du point de vue de la physique, de la chimie, de l'astronomie, de la biologie, amplitude de "fonction d'onde" et des émissions, dynamique de particules ou des astres, cordes (fermées ou ouvertes), D-branes en dimension 2 (cordes ouvertes avec conditions de Dirichlet), non-agrégation de cellules (non-concentration de cellules) (amibes). Ondes, gazs, combustion, équilibre gravitationnel d'étoiles, non-concentration d'amibes. Voir les articles de Crandall et Rabinowitz, De Figueiredo-Lions-Nussbaum, Chen-Li, Lin-Ni-Takagi.

Concernant les variétés qu'on considère, elles peuvent être non conformément plates, il y a quelques exemples de ces variétés.

- 1) Les variétés de dimension 1 et 2 sont localement conformément plates.

2) Les sphères, sommes connexes de sphères, produit de sphères et d'un cercle, l'espace hyperbolique et le produit d'une variété de courbure sectionnelle constante par un cercle, sont conformément plates.

Par le revêtement, les projectifs réels sont conformément plats car de courbure sectionnelle constante égale à 1 (Voir le livre d'Hebey, égalité des courbures sectionnelles, quand on a un revêtement riemannien). Les projectifs de dimension paire sont non orientables, les projectifs de dimension impaire sont orientables (voir le livre de Lafontaine).

3) Il existe une variété compacte de dimension 3, non conformément plate, plus précisément, elle ne possède pas de structure localement conformément plate. (William Goldman).

Si on considère une variété de courbure sectionnelle non constante et son produit par un cercle, alors la variété obtenue est non localement conformément plate.

4) Le projectif complexe de dimension 2 complexe donc de dimension 4 réelle est non conformément plat (métrique de Fubini-Study), il est d'Einstein et de courbure scalaire constante positive.

5) Les surfaces K3, non conformément plat de dimension 4 réelle. Il est d'Einstein de constante 0.

6) Le produit $S^2 \times S^2$ est de dimension 4 réelle et non conformément plat, d'Einstein, de courbure scalaire constante positive.

7) Les projectifs complexes de dimensions > 2 , non conformément plat. (Métrique de Fubini-Study).

8) Maintenant, si on veut que la courbure scalaire soit, -1, 0, 1, on utilise les procédés suivants :
- On construit des variétés produit à partir des variétés précédentes, elles sont alors soit plates soit non plate (il suffit qu'une ne soit pas plate, voir le Hebey).

- On utilise les sommes connexes, en se référant à un article de Dominic Joyce, sur les différentes combinaisons possibles des sommes connexes donnant des variétés de courbures scalaire -1, 0, 1. On construit de telles variétés et elles peuvent être plates ou non plates.

Exemples dans le cas négatif : quand la courbure scalaire prescrite est négative et uniformément holderienne. Voir le livre d'Aubin, cas de Yamabe négatif ou nul, problème de Kazdan-Warner dans le cas nul et se placer sur la partie où la courbure scalaire prescrite est négative et régulière. Voir travail de thèse, cas négatif.

Exemple en dimension 4, cas non plat :

Soit S_2 la sphère de dimension 2. On considère une surface de genre grand, 2, la somme connexe de deux Tores $T_2 \sharp T_2$, on résout l'équation de la courbure prescrite constante $k = -1$, c'est fait dans le livre d'Aubin. On peut supposer qu'il existe une surface S de courbure scalaire constante (et donc sectionnelle constante $-3/2$) égale à -3 par exemple. On considère le produit $S_2 \times S$, il est non conformément plat par le théorème dans le livre d'Hebey (courbures sectionnelles constantes non opposées) et de courbure scalaire -1. On peut alors appliquer le procédé d'existence de solutions pour l'équation de la courbure prescrite en dimension 4 minorées par $m > 0$ (pour la fonction cutoff nulle au voisinage du point P ou $Weyl(P) \neq 0$, est non nul). On obtient alors des solutions de l'équation de la courbure prescrite en dimension 4 minorées par une constante positive et sur une variété non localement plate.

Exemples en dimensions 5 et 6, cas non plat :

On peut faire la même chose pour l'équation de Yamabe en dimension 5 et 6. On considère $S_1 \times S_2 \times S$ et $S_1 \times S_1 \times S_2 \times S$ qui sont non plate et de courbure scalaire -1, ici, S_1 est le cercle unité.

Un autre exemple en dimension 5, cas non plat :

Soit S_3 la sphère de dimension 3 (courbure scalaire 6 et courbure sectionnelle 1) et S une surface compacte de courbure scalaire -6 (donc sectionnelle -3). Alors le produit $S_3 \times S$ est non localement plat (voir théorème du livre d'Hebey, courbures sectionnelles constantes non opposées) et de courbure scalaire $R = 0$. En considérant une fonction changeant de signe et cutoff $f = \epsilon > 0$ dans une petite boule centrée en P tel que $Weyl(P) \neq 0$ et $f < 0$ ailleurs telle que $\int f < 0$ (ϵ petit). On peut appliquer le théorème de Bismuth en dimension 5 d'existence de solutions de l'équation de la courbure prescrite f changeant de signe (avec une courbure scalaire nulle sur une variété compacte). Ici on n'a pas forcément un minorant du minimum des solutions.

On a un exemple de solutions de l'équation de Yamabe sur $\{f = \epsilon > 0\}$, sur une variété non conformement plate de dimension 5 ou on n'a pas forcément un minorant des solutions.

Un autre exemple en dimension 5 :

Un théorème dans le livre d'Aubin dit que si on considère une variété M de dimension $n \geq 3$ non conformement difféomorphe à la sphère (en particulier non localement conformement plate), alors il existe $k > 1$, ne dépendant que de la variété M , tel que toute fonction $f > 0$ vérifiant :

$$\sup_M f \leq k \inf_M f,$$

est courbure scalaire d'une métrique conforme. On applique cela à $M = S_1 \times P_2(\mathbb{C})$ (le cercle fois le projectif complexe de dimension 2, M est non localement conformement plate par le théorème dans le livre d'Hebey, de courbure scalaire constante $R > 0$, $\dim(M) = 5$), et, f une fonction cutoff telle que $\frac{1+2\epsilon}{k} \leq f \leq 1+\epsilon$ et $f \equiv 1+\epsilon$ dans une boule centrée en P telle que $Weyl(P) \neq 0$, ici, S_1 est le cercle unité.

Ici, on ne sait pas minorer les solutions.

Un autre exemple en dimension 6, cas non plat :

Soit S_1 le cercle unité et S_3 la sphère de dimension 3 (courbure scalaire 6 et courbure sectionnelle 1) et S une surface compacte de courbure scalaire -6 (donc sectionnelle -3). Alors le produit $S_3 \times S$ est non localement conformement plat (voir le livre d'Hebey). On prend alors $S_1 \times S_3 \times S$ qui est une variété de dimension 6 non localement conformement plate (voir le livre d'Hebey, dans un produit, des qu'une des variétés est non plate, la variété produit est non plate) et de courbure scalaire 0. On applique le résultat d'Aubin-Hebey et Bismuth, pour les variétés compactes non localement conformement plate de dimension 6 ayant une courbure scalaire nulle. Comme l'exemple en dimension 5. En considérant une fonction changeant de signe et cutoff $f = \epsilon > 0$ dans une petite boule centrée en P tel que $Weyl(P) \neq 0$ et $f < 0$ ailleurs telle que $\int f < 0$ (ϵ petit). On peut appliquer le théorème d'Aubin-Hebey et Bismuth en dimension 6 d'existence de solutions de l'équation de la courbure prescrite f changeant de signe (avec une courbure scalaire nulle $S_g = 0$ sur une variété compacte (M, g)). Ici on n'a pas forcément un minorant du minimum des solutions. Ici, on ne peut pas forcément minorer le minimum et sur une variété non-localement conformement plate. (voir le livre d'Aubin).

Exemple en dimension 4, cas plat et équation de la courbure scalaire prescrite :

Soit S_4 la sphère de dimension 4. On considère une variété de courbure scalaire -1 si elle est conformement plate, c'est fini, on utilise le même procédé que précédemment dans le cas non plat. Si cette variété est non plate, par exemple $S_2 \times S$ du cas non plat, on utilise la somme connexe avec la sphère S_4 de Dominic Joyce ; on obtient une variété de courbure scalaire -1 dans laquelle (la partie de S_4 est plate, car on a soit la métrique de S_4 soit une fonction fois la métrique de S_4 et le tenseur de Weyl reste nul car on a un invariant conforme). On résout le problème de la courbure prescrite pour une fonction cutoff nulle au voisinage du point P où la métrique est plate et négative ailleurs puis on rajoute une fonction $C^{0,1}$. Alors on a des solutions minorées et comme la métrique est plate au voisinage de P et que c'est l'équation de la courbure prescrite, en faisant un changement de métrique conforme, on obtient l'équation sur un ouvert de \mathbb{R}^4 avec des solutions minorées.

Davis, M, W, (1985), (Closed orientable hyperbolic 4-manifold), montre l'existence d'une variété compacte sans bord orientable hyperbolique de dimension 4, c'est-à-dire de courbure sectionnelle constante -1, (en fait, comme pour le Tore, ces variétés sont obtenues par un revêtement riemannien du quotient de l'espace hyperbolique par un groupe discret d'isométries). Donc elle est localement conformement plate et de courbure scalaire constante strictement négative. On peut utiliser le même procédé d'existence de solutions minorées par une constante positive $m > 0$ et solutions de l'équation de la courbure prescrite. Par un changement de métrique conforme on se ramène à un ouvert de l'espace \mathbb{R}^4 .

D'autres exemples en dimension 4 : (voir la section 5 pour la formulation en dimension 4)

Ici on regroupe les deux exemples "plat" et "non plat" précédents en un seul exemple.

La variété (par exemple) $M = S \times S_2$ de métrique g et courbure scalaire $S_g = -6$ dans le cas non-plat. (P tel que $Weyl(P) \neq 0$).

La variété (par exemple) $M = (S \times S_2) \# S_4$ ou $M = \text{Davis Manifold}$, dans le cas plat. (de metrique g et courbure scalaire $S_g = -6$ (on multiplie la metrique par un scalaire adequat)). (P tel que $Weyl(Q) \equiv 0$ dans une boule $B_r(P)$).

a) Pour un $m > 0$ il existe dans le livre d'Aubin des exemples de (u, V) solutions de l'équation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4 pour un V (Lipschitzien) verifiant : $\|\nabla V\|_\infty = o(1) \times m \frac{c(\bar{M})\sqrt{c(\bar{M})}}{32e^2\sqrt{2}} \leq o(1) \times \frac{c(\bar{M})\sqrt{c(\bar{M})}}{32e^2\sqrt{2}} (\inf_M u)$. (On suppose ici $\min_M u \geq m > 0$ et \bar{M} devient la boule $B_r(P)$). (la fonction cutoff $-\bar{M} \leq f \leq 0$ devient $-\bar{M} < -\bar{M} + c \leq f + c \leq c$, $c = c(\bar{M}) > 0$ assez petit ($c < 1$ et $\bar{M} \rightarrow +\infty$)). (On aura $c(\bar{M})/2 \leq V \leq c(\bar{M})$ et $\inf u \geq 1/\sqrt{\bar{M}}$). (si $c(\bar{M}) \rightarrow 0$, on remplace V par $W = V/c(\bar{M})$ et u par $v = \sqrt{c(\bar{M})}u$).

b) En faisant varier m , qui devient $m_i \rightarrow 0$ ($m_i > 0$, on peut prendre $m_i = \sqrt{c(\bar{M})}/\sqrt{\bar{M}}$ avec $\bar{M} \rightarrow +\infty$), on exhibe deux suites (u_i, V_i) (qui deviennent (v_i, W_i) si $c(\bar{M}) \rightarrow 0$) solutions de l'équation de la courbure scalaire prescrite avec $\|\nabla V_i\|_\infty = o(1) \times m_i \leq o(1) \times (\inf_M u_i)$. Sauf qu'ici on ne sait pas si $\min_M u_i \rightarrow 0$ ou $\min_M u_i \geq m' > 0$.

c) Le point b) précédent dit qu'on a deux suites (u_i, V_i) vérifiant les deux contraintes sur u et V avec le fait qu'on ne sait pas minorer le minimum des solutions par une constante $m' > 0$. C'est l'exemple voulu pour cette formulation en dimension 4 avec deux contraintes sur u et V . (les deux contraintes sont : 1) l'équation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4, vérifiée par $u > 0$ relativement a un V Lipschitzien et entre deux constantes positives uniformément, 2) la deuxième contrainte est entre $\|\nabla V\|_\infty$ et $\inf_M u$; $\|\nabla V\|_\infty \leq \frac{3a\sqrt{a}}{32e^2\sqrt{2}} \inf_M u$). (Un point essentiel est d'exhiber un exemple de fonctions (u_i, V_i) verifiant les deux contraintes sans rien savoir sur le minimum des solutions u_i , c'est ce qu'on a fait jusqu'ici).

Le terme $o(1)$ sert a atténuer l'effet de la presence des constantes universelles et du changement de metrique conforme dans le cas plat quand on se ramene à un ouvert de \mathbb{R}^4 .

Exemples en dimension 3, cas non plat et plat

Soit M_φ le Torus bundle de William Goldman. Cette variété compacte connexe orientable ne possède pas de structure localement plate. C'est à dire que toute metrique g sur cette variété est non localement plate. D'après Aubin, il existe une metrique g_1 de courbure scalaire $S_{g_1} = -1$ et a partir de cette metrique, pour toute fonction f strictement negative quelque part, il existe une metrique g_2 telle que $S_{g_2} = f$. Il suffit de prendre f changeant de signe.

Comme on peut résoudre le probleme de la courbure prescrite avec H une courbure prescrite cutoff (autour de P tel que $C_{g_2}(P) \neq 0$, en dimension 3, le tenseur de Weyl est nul, on prend le tenseur de Cotton, C_{g_2} caracterise la courbure et c'est un invariant conforme), et $H \leq 0$, pour une courbure scalaire de depart egale a f relativement a la metrique g_2 , puis on rajoute a H une constante $c > 0$ ou une fonction $k > 0$, dans ce cas il se peut qu'on ne puisse pas minorer les solutions, car le point Q ou le minimum est atteint peut etre tel que $f(Q) \geq 0$.

Remarque : Pour trouver des solutions de l'équation de la courbure prescrite, on considere, $f \leq 0$ cutoff alors $\exists g_2$ telle que $S_{g_2} = f$, puis on resout le probleme de la courbure prescrite avec $F \equiv -1$, c'est fait dans le livre d'Aubin, de plus la solution u_1 est unique. On considere la metrique $g_3 = u_1^{4/(n-2)} g_2$, sa courbure scalaire est -1 . On resout le Probleme de la courbure prescrite (par les sous et sur solutions, c'est fait dans le livre d'Aubin), pour une courbure prescrite H cutoff, comme on l'a dit precedemment, puis on rajoute une constante positive c ou une fonction positive k . Dans ce cas les solutions u_c sont minorées par $m > 0$. Donc les solutions au final sont du type $u_1 u_c$ sont minorées. Ce qu'on vient de voir c'est qu'il existe des solutions et elles sont minorées par $m > 0$ de :

$$-\Delta u + fu = (H + c)u^{N-1}, \quad u > 0, \quad (E_c)$$

Par contre ce qu'on ne sait pas est que si toutes les solutions sont minorables par $m > 0$.

Soit, u une solution de (E_c) alors elle n'est pas forcément minorable, car le point Q ou le minimum est atteint peut etre tel que $f(Q) = 0$.

Dans le cas plat, il suffit de considerer $S_1 \times S_1 \times S_1$ qui est plat de courbure scalaire nulle (produit d'un Tore de courbure sectionelle nulle et d'un cercle, avec la metrique produit) et

utiliser le theoreme du livre de Hebey, comme ce qu'on a fait pour la dimension 5. (Theoreme de Schoen-Escobar d'existence de solutions changeant de signe).

Un exemple en dimension 3 :

On resout le probleme de la courbure prescrite sur la sphere S_2 de dimension 2 avec la courbure prescrite $R = 1 + (\langle x|e \rangle)^2$, $R(-x) = R(x)$, (c'est un resultat de Moser, voir le livre d'Aubin), R est non constante et donc la courbure sectionnelle associee est non constante.

On considere le produit $M_3 = S_1 \times S_2$ avec la metrique precedente sur S_2 de courbure sectionnelle non constante. Donc M_3 est non localement conformement plate par un resultat d'Hebey (courbure sectionnelle de S_2 non constante).

On utilise le theoreme dans le livre d'Aubin, comme dans l'exemple 3 en dimension 5. ($\sup f \leq k \inf f$, $k > 1$). On choisit $f > 0$ telle ∇f non bornee, tendant vers une fonction Heaviside, car un theoreme de YY.Li-M.Zhu dit que tout est bornee, si f est C^2 et en particulier les solutions sont minerees).

Dans ce cas on n'a pas forcement un minorant des solutions de l'equation de Yamabe dans la boule ou $C_g(P) \neq 0$, (tenseur de Cotton), sur une variete non conformement plate.

On utilise le resultat d'Escobar-Schoen en dimension 3, pour une fonction $f = \epsilon > 0$ cutoff changeant de signe ou bien une f une fonction changeant de signe ayant un point critique en P point maximum de f tel que $C_g(P) \neq 0$. (voir le livre d'Hebey).

Dans ce cas aussi, on ne peut pas minorer les solutions sur une variete compacte non localement conformement plate de dimension 3.

Ici aussi, on ne sait pas minorer les solutions.

Exemples en dimension 3 : equation du type courbure scalaire prescrite :

Soit M la variete de dimension 3 de William Goldman. Elle ne possede pas de structure localement conformement plate. D'apres Kazdan-Warner, voir dans le livre d'Aubin, cette variete possede une metrique g de courbure scalaire $S_g = -1$ et elle est non localement conformement plate. On prend $-\bar{M} \leq f_0 \leq 0$ une fonction cutoff nulle autour de P un voisinage non localement conformement plat (tenseur de Cotton non nul). On resout le probleme de la courbure scalaire prescrite avec f_0 courbure prescrite. Apres, on sait qu'il existe un voisinage dans C^α , $\alpha \in]0, 1[$ dans lequel on peut resoudre le probleme de la courbure prescrite. On prend par exemple $\frac{c(\bar{M})}{2} \leq f \leq c(\bar{M})$ et $\|\nabla f\|_\infty \leq kc(\bar{M})$, $k \geq 0$, $0 < c(\bar{M}) < 1$, et dans $B_r(P)$. Apres, voir dans le livre d'Aubin, un theoreme de Kazdan-Warner (par sur et sous solutions), l'equation $\Delta u + au = hu^5$ possede une solution avec $\frac{1}{8}S_g = -1/8 \leq a < 0$ et $h \leq f$, ($\Delta = -\nabla^i \nabla_i$). On prend alors $-1/8 \leq a \leq -1/16$ et $h = f - \eta c(\bar{M})/4 \leq f$, avec η une fonction cutoff dans $B_r(P)$, positive ou nulle, egale a 1 dans $B_{r/2}(P)$ et nulle en dehors de $B_r(P)$. On obtient alors, $c(\bar{M})/4 \leq h \leq 3c(\bar{M})/4$ et $\|\nabla h\|_\infty \leq kc(\bar{M})$. Si $c(\bar{M}) \rightarrow 0$, on remplace h par $W = h/c(\bar{M})$ et $u = u_{\bar{M}}$ par $v_{\bar{M}} = [c(\bar{M})]^{1/4} u_{\bar{M}}$. La solution $v = v_{\bar{M}}$ est mineree par $k_0 [c(\bar{M})]^{1/4} / (1 + \bar{M})^{1/4} \rightarrow 0$ si $\bar{M} \rightarrow +\infty$ ($k_0 > 0$). Tout cela dans une boule $B_{r/2}(P)$ avec $C_g(P) \neq 0$, C_g tenseur de Cotton.

a) On pouvait prendre $M = M_3 \# (S \times S_1)$ la somme connexe de Dominic Joyce (au final on obtient une variete de courbure scalaire -1 avec une partie non plate), de la variete non localement conformement plate $M_3 = S_2 \times S_1$ de l'exemple precedent et de la variete localement conformement plate $S \times S_1$ avec S une surface de courbure -1 .

b) On pouvait prendre $M = S \times S_1$ avec S une surface de courbure scalaire non constante et < 0 (on resout l'equation de la courbure prescrite sur une surface de courbure -1 et la courbure prescrite une cutoff (et < 0) par exemple, la nouvelle metrique conforme est de courbure la fonction cutoff non constante). D'apres le livre de Hebey, elle est non conformement plate.

c) Dans le cas plat, on prend $M = S \times S_1$, S une surface de courbure scalaire -1 .

Exemples en dimensions $n \geq 4$ et $n = 4$: equation du type Yamabe :

On s'inspire de l'exemple precedent. On a de la meme maniere des exemples en dimensions $n \geq 4$ ($n > 3$) pour des equations du type Yamabe. En dimension 4, du type $\Delta u + au = u^3$, $u > 0$ et $\frac{1}{6}S_g = -1/6 \leq a < 0$ qui peuvent etre minerables et non necessairement minerables. La variete est $M = S \times S_2$ comme dans le premier exemple en dimension 4, non localement conformement plate ou, $M = (S \times S_2) \# S_4$ (de Dominic Joyce) ou $M = DavisManifold$ dans le cas plat.

Exemples en dimensions $n \geq 3, n = 3$: equation de courbure scalaire prescrite et du type courbure scalaire prescrite

On peut prendre l'exemple de Hebey-Vaugon (nodales solutions, 1994), pour les equations : $\Delta_g u_\epsilon + a(x)u_\epsilon = f u_\epsilon^{N-2} u_\epsilon, f > 0$, avec la condition au bord $u_\epsilon = \lambda_\epsilon h, h \neq 0$ et $\lambda_\epsilon > 0$. On peut prendre $u_\epsilon \geq 0$ dans la preuve de Hebey-Vaugon, si $h \geq 0$ (h une fonction cuttof autour de $x_0 \in \partial\Omega$, par exemple). Par le principe du maximum $u_\epsilon > 0$ ($\Delta_g = -\nabla_i(\nabla^i), N = \frac{2n}{n-2}$ et $\Delta_g + a$ coercif, si $n = 3$, on peut prendre par exemple, $S_g \equiv 1$ et $a \leq \frac{1}{8}S_g = \frac{1}{8}$).

(En ecrivant dans la fonctionnelle de Hebey-Vaugon, $J(u) = G(u + \tilde{h}) - \int_\Omega |\nabla_g \tilde{h}|^2 dV_g$, cela revient à prendre l'inf sur $u \in W_0^{1,2}(\Omega)$ avec $u + \tilde{h} \geq 0$. On a si $u_{\alpha,q}$ est un minimiseur alors $v_{\alpha,q} = |u_{\alpha,q} + \tilde{h}| - \tilde{h}$ est aussi un minimiseur avec $v_{\alpha,q} + \tilde{h} \geq 0$).

On peut considerer sur une variété compacte sans bord M , un point P tel que, $C_g(P) \neq 0$ ($n = 3$), $Weyl(P) \neq 0$ ($n \geq 4$), cas non plat, ou $C_g(Q) \equiv 0$ ($n = 3$), $Weyl(Q) \equiv 0$ ($n \geq 4$), $Q \in B_r(P)$ avec $r \leq \frac{inj_g(M)}{2}$, cas plat, avec $\Delta + \frac{n-2}{4(n-1)}S_g$ coercif et puis prendre, $\Omega = \exp_P^{-1}(B_{r/2}(P))$ et $\tilde{g} = \exp_P^*(g)$ et $a \leq \frac{n-2}{4(n-1)}S_{\tilde{g}}$. Par exemple pour $n = 3, M = S_2 \times S_1$ dans le cas plat et $M = S_2 \times S_1$ avec une metrique de courbure sectionnelle > 0 et non constante sur S_2 pour le cas non plat. Dans le cas $n \geq 3$ et $h > 0$ partout sur $\partial\Omega$ et non constante, on a $\inf_\Omega u_\epsilon > 0$ et $\inf_\Omega u_\epsilon \rightarrow 0$ si $\epsilon \rightarrow 0$ (equation de Yamabe), et en particulier en dimension 4, on peut choisir $f = V_\epsilon \in [1/2, 3/2]$ vérifiant la deuxieme contrainte ci-dessus, $\|\nabla V_\epsilon\|_\infty = o(1)C(\epsilon) = o(1)\sqrt{\lambda_\epsilon} = o(1)\inf_\Omega u_\epsilon$ (avec ici $\inf_\Omega u_\epsilon \rightarrow 0$ si $\epsilon \rightarrow 0$). Par exemple $f = V_\epsilon = 1 + \epsilon \times C(\epsilon) \times r$ avec $\epsilon \rightarrow 0$, ici, $r : x \rightarrow d(x, P)$, la distance a un point et $C(\epsilon)$ la constante de l'article de Hebey-Vaugon.

En dimension 4. Dans le cas de la boule unité (cas plat), on peut prendre $a(x) \equiv 0, \tilde{h} = h \equiv 1$ et $f = V_\epsilon = 1 - \epsilon \times C(\epsilon) \times r$ qui est strictement decroissante, on obtient une solution $v_\epsilon \in H_0^1(\Omega)$ reguliere et non constante (car $\lambda_\epsilon \neq 0, \lambda_\epsilon > 0$) et solution de $\Delta v_\epsilon = \lambda_\epsilon V_\epsilon (v_\epsilon + 1)^3$ avec, $v_\epsilon + 1 \geq 0$ et $u_\epsilon = (\lambda_\epsilon)^{(n-2)/4} (v_\epsilon + 1) = \sqrt{\lambda_\epsilon} (v_\epsilon + 1) \geq 0$, par le principe du maximum, $v_\epsilon > 0$, et d'apres Gidas-Ni-Nirenberg, v_ϵ est radiale.

Ici, en dimension 4 avec 2 contraintes, c'est a dire, $\Delta u_\epsilon = V_\epsilon u_\epsilon^3$ et $\|\nabla V_\epsilon\|_\infty = o(1)\inf_\Omega u_\epsilon$ et $0 < \inf_\Omega u_\epsilon = \sqrt{\lambda_\epsilon} \rightarrow 0$

Remarques : on n'a pas forcément $u_\epsilon(0) \geq c > 0$, car on a bien $\|\nabla u_{\alpha,q}\|_2 \geq C\alpha^{2/N}$, et,

$$\liminf_{q \rightarrow N} \|\nabla u_{\alpha,q}\|_2 \geq \|\nabla u_\alpha\|_2$$

mais en passant a la limite inf, on n'a pas $\|\nabla u_\alpha\|_2 \geq C\alpha^{2/N}$. Donc ce n'est pas vrai qu'en passant a la limite inf d'avoir : $\|\nabla u_\alpha\|_2 \geq C\alpha^{2/N}$.

a) On a les deux contraintes et $\inf_\Omega u_\epsilon \rightarrow 0$. C'est l'exemple voulu avec $\inf \rightarrow 0$.

b) il n'y a aucune raison que ca blow-up, dans tous les cas, il se peut que l'amplitude soit petite, moyenne ou grande, mais il n'y a pas de raison qu'elle soit grande. .

Ce procede se generalise aux dimensions $n = 3$ et $n \geq 5$, on a des exemples avec $\inf_\Omega u_\epsilon \rightarrow 0$

En prenant une suite $(\epsilon_k)_k$ avec $\epsilon_k \rightarrow \bar{\epsilon} > 0$ et $h > 0$ non constante, on a des exemples avec $\min_\Omega u_{\epsilon_k} \geq m > 0$ (equation de Yamabe et equation du type Yamabe).

En dimension 3, il y a aussi l'exemple de YY.Li et M.Zhu en dimension 3 pour l'equation du type courbure scalaire prescrite sur une varieté compacte sans bord de dimension 3 non conf.diffeom. à la 3-sphere.

Exemples en dimensions $n \geq 2$ concernant la minoration du sup + inf et sup \times inf : equation de courbure scalaire prescrite :

Sur la sphere S_2 , il y a le resultat de Moser, courbure prescrite f strictement positive en un point et $f(-x) = f(x), \forall x \in S_2$, voir le livre d'Aubin. on peut prendre $f = V_i = \sqrt{(\frac{1}{i} + |x \cdot e_1|)}$ reguliere pour chaque i et $0 \leq V_i \leq b < +\infty, V_i \neq 0, e_1$ est un vecteur.

Dans le livre d'Aubin, il y a des résultats d'existence d'EDP du type Yamabe $n \geq 4$ dans le cas compact sans bord et de courbure scalaire prescrite (Cas où la courbure prescrite f est telle que $\sup f \leq k \inf f, k > 1$) avec $n \geq 3$, dans le cas compact sans bord.

Concernant la minoration du $\sup \times \inf$, dans le cas plat, on utilise l'exemple de C.C.Chen-C.S.Lin, dans commun.Pure.Appl.Math. 1997, avec ici la courbure prescrite $V = 1 - Kr^\rho$, $n - 2 > \rho > 0$ et en dimension $n \geq 3$ et $\sup \times \inf \rightarrow +\infty$, en particulier minoré.

Exemples en dimension 4, cas plat et non plat

On prend une surface de Riemann S de courbure scalaire $R = -2$ (donc sectionnelle -1) et la sphere S_2 de courbure scalaire 2 (donc sectionnelle 1). Le produit $S_2 \times S$ est conformement plat et de courbure scalaire nulle, par le theoreme du livre d'Hebey (courbure sectionnelles constantes opposées). On peut appliquer le Theoreme d'existence de solutions pour des courbures prescrites changeant de signe en dimension 4, sur une variete compacte de courbure scalaire nulle (Resultat d'Escobar-Schoen). On pouvait prendre aussi, le produit de 2 Tores, muni de la metrique produit (courbures sectionnelles nulles donc opposées), $\mathbb{T}^2 \times \mathbb{T}^2$ de courbures scalaire nulle. Ici, on ne sait pas minorer les solutions.

Dans le cas non plat, il suffit de considerer la surface $K3$ munie d'une metrique non localement conformement plate, de courbure scalaire nulle. On fait la meme chose que dans le cas plat. Ici, on ne sait pas minorer les solutions.

On peut prendre $P_2(\mathbb{C})$ de dimension reelle 4 non localement conformement plat et de courbure scalaire constante positive, on applique le theoreme d'Aubin comme en dimension 5, dans le cas d'invariant de Yamabe positif. Ici aussi, on ne sait pas minorer les solutions.

Exemples en dimension $n \geq 3$, cas plat

Sur le Tore \mathbb{T}^n , $n \geq 3$, il existe une metrique plate (voir, Gallot-Hulin-Lafontaine) et donc de courbure scalaire $R = 0$. Le theoreme dans le livre d'Hebey d'existence de solutions pour des courbures scalaires prescrite changeant de signe et d'integrales negative, sur une variété compacte de courbure scalaire nulle, n'est pas forcement vrai, sauf en dimensions 3 et 4 (Escobar-Schoen) et en dimension 5 par Bismuth avec des conditions supplementaires, dans le cas non conformement plat.

Par contre dans le cas conformement plat (ce qui nous interesse ici), ce theoreme est vrai en prenant des fonctions cutoff changeant de signe, c'est un theoreme d'Escobar-Schoen.

On pouvait resoudre une equation differentielle sur une boule de l'espace euclidien avec ou sans condition au bord (attention a la formule de Pohozaev).

Par exemple, dans des couronnes, Kazdan-Warner montrent l'existence de solutions avec conditions de Dirichlet.

Il y a aussi le resultat de Coron dans des domaines à trous, on peut modifier un peu le domaine pour avoir une infinité de solutions pour une infinité de domaines à trous, par exemple on enleve des disques.

On a aussi les solutions de Caffarelli-Gidas-Spruck. Ici, on ne sait pas minorer les solutions.

Exemple en dimension 2 pour l'equation avec singularité au bord : sur la boule unité.

Ici, $\Delta = -(\partial_{11} + \partial_{22})$.

Soit $\mu \geq 0$ tel que :

$$\mu = \inf \left\{ \int_{\Omega} |\nabla u|^2 dx, \int_{\Omega} \frac{V e^u}{|x - x_0|^{2\alpha}} dx = 1, u \in H_0^1(\Omega) \right\}$$

Ici, $\Omega = B_1(0)$, la boule unité.

1) On prouve que cet ensemble est non vide :

On considere, $u_\beta(r) = \beta(1 - r^2)$ et $0 < \epsilon \leq V \leq 2\epsilon$. On prend d'abord la fonction nulle $u \equiv 0$. Alors, on choisit $\epsilon > 0$ petit tel que :

$$\int_{\Omega} V e^u / |x - x_0|^{2\alpha} dx \leq 2\epsilon \int_{\Omega} 1 / |x - x_0|^{2\alpha} dx < 1.$$

On utilise u_β , on utilise les coordonnees polaires :

$$\int_{\Omega} V e^u / |x - x_0|^{2\alpha} dx \geq \int_{B_1(0)} V e^{u_\beta} / |x - x_0|^{2\alpha} dx \geq \frac{2\pi\epsilon}{2^{2\alpha}} \int_0^1 r e^{\beta(1-r^2)} dr$$

Donc en prenant β grand, on a :

$$\int_{\Omega} V e^u / |x - x_0|^{2\alpha} dx \geq \frac{2\pi\epsilon}{2^{2\alpha+1}\beta} e^\beta (1 - e^{-\beta}) \rightarrow +\infty.$$

Donc, il existe $\beta_0 \leq \beta_{max} = \beta_{max}(\epsilon, \alpha)$ tel que :

$$\int_{\Omega} V e^{u_{\beta_0}} / |x - x_0|^{2\alpha} dx = 1.$$

Donc μ est bien défini.

2) En utilisant une suite minimisante et l'injection compacte de Moser-Trudinger dans L^1 . μ est atteint et par les multiplicateurs de Lagrange on a l'existence de u et λ tels que :

$$\Delta u = \lambda V e^u / |x - x_0|^{2\alpha}, \quad u \in H_0^1, \quad \int_{\Omega} V e^u / |x - x_0|^{2\alpha} dx = 1.$$

u est régulière. Si $\lambda \leq 0$ par le principe du maximum $u \leq 0$ et donc :

$$\int_{\Omega} V e^u / |x - x_0|^{2\alpha} dx < 1.$$

Ce n'est pas possible.

Donc $\lambda > 0$ et $u > 0$. En utilisant la première fonction propre du Laplacien φ_1 (dans le problème variationnel) et u_{β_0} on a $\mu \leq C(\beta_{max})$ et $\lambda \leq C(\beta_{max}, \epsilon, \varphi_1) = C(\alpha, \epsilon, \varphi_1)$. Puisque β_{max} est uniformément borné, par l'injection compacte de Moser-Trudinger, $\int e^{u_i}$ converge et donc les solutions sont uniformément bornées (ici on fait varier V).

On vient de construire une solution du problème variationnel avec singularité au bord et ces solutions (puisque λ est uniformément borné) vérifient des conditions du problème du type Brezis-Merle avec bornes uniformes. Ceci dans le cas d'un $\epsilon > 0$ fixé et petit.

Dans le cas où on fait tendre $\epsilon > 0$ vers 0, on a

Le terme $\lambda \times \epsilon$ et donc λV sont uniformément bornés et positifs (il suffit d'utiliser la première fonction propre du laplacien φ_1 pour éliminer le terme $\int_{\Omega} e^u / |x - x_0|^{2\alpha} \varphi_1 dx$) et en utilisant la contrainte $\int_{\Omega} e^u / |x - x_0|^{2\alpha} dx \geq 1/2\epsilon \rightarrow +\infty$ quand $\epsilon \rightarrow 0$.

Finalement, on a deux exemples, un avec volumes bornés (énergies bornées) et un avec volumes tendant vers l'infini (énergies tendant vers l'infini) et λV uniformément borné. Il est clair que quand le volume tend vers l'infini (l'énergie tend vers l'infini) le $\sup_{\Omega} u$ tend vers l'infini. Il suffit de supposer les volumes bornés (énergies bornées).

Pour construire un exemple avec volume bornés et courbures positives et uniformément bornées avec singularité au bord mais avec sup divergeant, on part du contre exemple de Brezis-Merle (la singularité est $x_0 = 0$ et Ω la boule unité centrée en $(1, 0)$) :

$$\Delta u_{\epsilon} = f_{\epsilon},$$

avec condition de Dirichlet. ($\Delta = -(\partial_{11} + \partial_{22})$).

On pose alors, $V_{\epsilon} = |x|^{2\alpha} f_{\epsilon} e^{-u_{\epsilon}}$. Alors on a :

$$\Delta u_{\epsilon} = V_{\epsilon} \frac{e^{u_{\epsilon}}}{|x|^{2\alpha}},$$

avec condition de Dirichlet.

On remarque que quand $x \in B_{\epsilon}(a_{\epsilon})$, $|x|$ est de l'ordre de $d_{\epsilon} = |a_{\epsilon}|$, car $d_{\epsilon} = \epsilon^{\beta}$ avec $\beta < 1$. Puis le support de f_{ϵ} est dans $B_{\epsilon}(a_{\epsilon})$, donc :

$$\|V_{\epsilon}\|_{\infty} \leq C d_{\epsilon}^{2\alpha} \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\epsilon}{d_{\epsilon}} \right)^{2A}$$

Ceci est la première condition.

Pour la deuxième condition on a aussi un facteur $d_{\epsilon}^{-2\alpha}$, dans w_{ϵ} quand $x \in B_{\epsilon}(a_{\epsilon})$ et aussi, en distinguant le cas $\{x, |x - a_{\epsilon}| \geq d_{\epsilon}/2\}$, dans ce cas, $\frac{d_{\epsilon}}{|x - a_{\epsilon}|} \leq 2$ et le cas, $\{x, \epsilon \leq |x - a_{\epsilon}| \leq d_{\epsilon}/2\}$, dans ce cas, $|x| \geq d_{\epsilon}/2$ par l'inégalité triangulaire, car $|a_{\epsilon}| = d_{\epsilon}$. On obtient alors, la condition de borne uniforme de $\int_{\Omega} \frac{e^{u_{\epsilon}}}{|x|^{2\alpha}} dx$,

$$d_{\epsilon}^{-2\alpha} \epsilon^2 \left(\frac{d_{\epsilon}}{\epsilon} \right)^{2A},$$

Qui doit être constant. Ce qui veut dire que l'exposant de ϵ , dans cette quantité doit être nul. Et $d_\epsilon = \epsilon^\beta$ avec $\beta = \frac{A-1}{A-\alpha}$ convient car $\alpha \in (0, 1)$.

Dans le cas régulier ($\alpha = 0$), si on suppose $0 < a \leq V \leq b$, la première condition (sur la fonction nulle) est $b < 1/\pi$. Par les mêmes arguments que précédemment on a $\lambda \times a \leq \lambda_1 \leq 6$, (pour voir que $\lambda_1 \leq 6$, on utilise la définition de λ_1 comme minimum d'un problème variationnel calculant le quotient pour la fonction explicite $u = 1 - r \in H_0^1$).

Comme $\int_\Omega V e^u = 1$, on a $\int_\Omega \lambda V e^u = \lambda \leq \frac{6}{a}$ et comme a peut être choisit arbitrairement inférieur à $b < 1/\pi$, on peut choisir a tel que $\int_\Omega \lambda V e^u dx < 24\pi$. Ainsi, on a exhibé dans le cas régulier des suites de volumes bornés et tel que λV borné et positif et $\int_\Omega \lambda V e^u < 24\pi$. Comme β_{max} dépend de a qui est fixe, β_{max} est fixe et donc par l'injection compacte de Moser-Trudinger, la suite des $\sup_\Omega u$ est bornée.

On pouvait prendre les fonctions radiales de la forme $u_i(r) = \log \frac{8c_i^2}{(1+c_i^2 r^2)^2} - \log \frac{8c_i^2}{(1+c_i^2)^2}$, (c_i bornée), nulles au bord et de volume fini et de masse $\leq 8\pi$.

De plus, Brezis et Merle donnent un exemple de suites de volumes bornés et de courbure prescrite positives et bornées et de masses égales à $4\pi A$ avec $A > 1$ quelconque (la masse est définie comme $m = \int_\Omega W e^u dx$, avec W la courbure prescrite et u la solution). Donc on peut choisir A de sorte que la masse, m soit $m < 24\pi$, mais $\sup_\Omega u \rightarrow +\infty$.

On voit que la condition de borne uniforme sur le volume est vrai dans les deux cas et est nécessaire et que pour le deuxième cas le $\sup_\Omega u$ diverge.

De même que précédemment, comme b peut être choisit petit, on peut exhiber une suite de volume divergeant dont on connaît pas la masse. Par contre en utilisant la suite de fonctions radiales (u_i) ci-dessus avec $c_i \rightarrow +\infty$ on a exemple avec volume divergeant et masse $\leq 8\pi$.

On regarde maintenant le cas d'une équation avec un opérateur différent du Laplacien. On ajoute un terme en gradient qu'on ne peut pas éliminer quand on cherche à savoir si l'ensemble des solutions est borné.

Exemple en dimension 2 pour l'équation avec opérateur différent du Laplacien : sur une boule unité.

On part de :

$$-\Delta u - \epsilon((x_1 - x_{01})\partial_1 u + (x_2 - x_{02})\partial_2 u) = V e^u,$$

$$-\Delta u - \epsilon(x - x_0) \cdot \nabla u = V e^u,$$

Avec condition de Dirichlet. Ici, $\Delta = \partial_{11} + \partial_{22}$.

On utilise les notations du contre exemple de Brezis et Merle.

Le domaine Ω est la boule de rayon 1 et de centre $x_0 = (1, 0)$.

On considère z_i (par la méthode variationnelle), tel que :

$$-\Delta z_i - \epsilon_i(x - x_0) \cdot \nabla z_i = -L_{\epsilon_i}(z_i) = f_{\epsilon_i}.$$

Avec condition de Dirichlet. Par les théorèmes de régularité et les injections de Sobolev $z_i \in C^1(\bar{\Omega})$.

On a :

$$\|f_{\epsilon_i}\|_1 = 4\pi A.$$

Par un théorème de dualité de Stampacchia ou Brezis-Strauss, on a :

$$\|\nabla z_i\|_q \leq C_q, \quad 1 \leq q < 2.$$

On résout :

$$-\Delta w_i = \epsilon_i(x - x_0) \cdot \nabla z_i,$$

Avec condition de Dirichlet.

Par les estimations elliptiques, $w_i \in C^1(\bar{\Omega})$ et $w_i \in C^0(\bar{\Omega})$ uniformément.

Par le principe du maximum :

$$z_i - w_i \equiv u_i.$$

avec u_i la fonction du contre exemple de Brezis et Merle.

On écrit :

$$-\Delta z_i - \epsilon_i(x - x_0) \cdot \nabla z_i = f_{\epsilon_i} = V_i e^{z_i}.$$

Donc, on a :

$$\int_{\Omega} e^{z_i} \leq C_1,$$

Et,

$$0 \leq V_i \leq C_2,$$

Et,

$$z_i(a_i) \geq u_i(a_i) - C_3 \rightarrow +\infty, \quad a_i \rightarrow O.$$

Pour avoir un contre-exemple sur le disk unité, on fait une translation de $x \rightarrow x - x_0$ dans le contre-exemple précédent.

Remarques sur ce type d'equations :

1-Comme dans le cas du Laplacien, on peut avoir un exemple avec solutions uniformément bornées, par la methode variationnelle (comme dans le cas avec singularite au bord).

2-On peut écrire ce probleme dans la boule de rayon 1 ou une ellipse et les deux problemes sont differents. Car si on passe de l'ellipse au cercle par une transformation lineaire $(y_1, y_2) = (x_1/a, x_2/b)$, le laplacien ne se conserve pas. Si on utilise une tranformation conforme par le theoreme de Riemann, le terme $x \cdot \nabla u$ ne se conserve pas. Il y a un probleme dans la formule de Pohozaev quand on cherche a savoir si les solutions sont compactes.

Exemple en dimension 2 pour l'equation avec singularité d'exposant positif : sur une boule unité.

Pour construire un exemple avec volume bornés et courbures positives et uniformément bornées avec singularité au bord d'exposant positif, mais avec sup divergeant, on part du contre exemple de Brezis-Merle (la singularité est $x_0 = 0$ et Ω la boule unité centrée en $(1, 0)$) :

$$\Delta u_{\epsilon} = f_{\epsilon},$$

avec condition de Dirichlet. ($\Delta = -(\partial_{11} + \partial_{22})$).

On pose alors, $V_{\epsilon} = |x|^{-2\beta} f_{\epsilon} e^{-u_{\epsilon}}$, $\beta \geq 0$. Alors on a :

$$\Delta u_{\epsilon} = |x|^{2\beta} V_{\epsilon} e^{u_{\epsilon}}$$

avec condition de Dirichlet.

On remarque que quand $x \in B_{\epsilon}(a_{\epsilon})$, $|x|$ est de l'ordre de $d_{\epsilon} = |a_{\epsilon}|$, car $d_{\epsilon} = \epsilon^s$ avec $s < 1$. Puis le support de f_{ϵ} est dans $B_{\epsilon}(a_{\epsilon})$, donc :

$$\|V_{\epsilon}\|_{\infty} \leq C d_{\epsilon}^{-2\beta} \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{\epsilon}{d_{\epsilon}} \right)^{2A}$$

Ceci est la premiere condition.

Pour la deuxieme condition on a aussi un facteur $d_{\epsilon}^{2\beta}$, dans w_{ϵ} quand $x \in B_{\epsilon}(a_{\epsilon})$ et aussi, en distinguant le cas $\{x, \epsilon \leq |x - a_{\epsilon}| \leq d_{\epsilon}\}$ du cas $\{x, |x - a_{\epsilon}| \geq d_{\epsilon}\}$. Pour borner $\int_{\Omega} |x|^{2\beta} e^{u_{\epsilon}} dx$, il revient de borner :

$$d_{\epsilon}^{2\beta} \epsilon^2 \left(\frac{d_{\epsilon}}{\epsilon} \right)^{2A},$$

Qui doit etre constant. Ce qui veut dire que l'exposant de ϵ , dans cette quantité doit etre nul.

Et $d_{\epsilon} = \epsilon^s$ avec $s = \frac{A-1}{A+\beta}$ convient.

Exemple en dimension 2 pour l'équation avec singularité logarithmique : sur une boule unité.

La construction de l'exemple est similaire au cas avec singularités négatives et positives. Le point essentiel est de borner la quantité :

$$-\log(d_\epsilon/2d) \times \epsilon^2 \times (d_\epsilon/\epsilon)^{2A}.$$

Ceci revient à résoudre :

$$-\log(d_\epsilon/2d) \times d_\epsilon^{2A} = \epsilon^{2(A-1)}.$$

Et de vérifier qu'il est plus grand que ϵ . Ici, $d = \text{diam}(\Omega)$. On considère alors la fonction $f(r) = -\log(r/2d) \times r^{2A}$.

Exemple en dimension 2 pour l'équation avec singularité logarithmique intérieure et poids continu : sur une boule unité.

On reprend les notations du premier exemple en dimension 2 avec $x_0 = 0 \in \Omega = B_1(0)$, $d = \text{diam}(\text{re}(B_1(0))) = 2$. Pour chaque $\epsilon > 0$, il existe $\lambda_\epsilon > 0$ tel que :

$$\Delta u_\epsilon = \lambda_\epsilon V_\epsilon \frac{1}{-\log \frac{|x|}{2d}} e^{u_\epsilon}.$$

$\Delta = -(\partial_{11} + \partial_{22})$. On choisit V_ϵ Lipschitzien tel que :

$$0 < \epsilon \leq V_\epsilon \leq 2\epsilon, \quad \|\nabla V_\epsilon\|_\infty \leq k\epsilon, \quad k > 0,$$

Par exemple, $V_\epsilon = \epsilon(1 + r^2)$ ou $V_\epsilon = \epsilon(1 + x_1^2)$ (pour avoir une solution non-radiale).

En utilisant la première valeur propre et la première fonction propre et une intégration par parties, on a : $0 < \lambda_\epsilon \times \epsilon \leq C\lambda_1$, $C > 0$ indépendante de ϵ .

Si $\lambda_\epsilon \times \epsilon \rightarrow k_0 > 0$ si $\epsilon \rightarrow 0$, en écrivant $W_\epsilon = \lambda_\epsilon V_\epsilon$, alors u_ϵ serait solution d'un problème variationnel en dimension 2 avec condition de Dirichlet relativement à $0 < a \leq W_\epsilon \leq b < +\infty$ et $\|\nabla W_\epsilon\|_\infty \leq A$, on aurait la compacité de u_ϵ dans C^0 ce qui contredit la condition $1 = \int_\Omega \frac{1}{-\log \frac{|x|}{2d}} V_\epsilon e^{u_\epsilon} dx \rightarrow 0$ quand $\epsilon \rightarrow 0$, car $0 < \epsilon \leq V_\epsilon \leq 2\epsilon$. (On peut utiliser la formule de

Pohozaev-Rellich pour borner l'intégrale de $\frac{1}{-\log \frac{|x|}{2d}} W_\epsilon e^{u_\epsilon}$ et aboutir à une contradiction).

Donc, $\lambda_\epsilon \times \epsilon \rightarrow 0$. On pose alors, $\bar{W}_\epsilon = \frac{\lambda_\epsilon V_\epsilon}{\lambda_\epsilon \times \epsilon}$. $v_\epsilon = u_\epsilon + \log(\lambda_\epsilon \times \epsilon)$.

On obtient :

$$\Delta v_\epsilon = \frac{1}{-\log \frac{|x|}{2d}} \bar{W}_\epsilon e^{v_\epsilon},$$

$$0 < 1 = a_1 \leq \bar{W}_\epsilon \leq b_1 = 2 < +\infty$$

$$\inf_\Omega v_\epsilon > -\infty,$$

et,

$$\inf_\Omega v_\epsilon = \log(\lambda_\epsilon \times \epsilon) \rightarrow -\infty, \quad \text{avec } \epsilon \rightarrow 0,$$

Pour avoir une infinité de solutions, on prend par exemple, $V_\epsilon = \epsilon(1 + sr^2)$ avec $s \in [0, 1]$ ou $V_\epsilon = \epsilon(1 + sx_1^2)$, $s \in [0, 1]$. Les fonctions V_ϵ sont Lipschitziennes, les solutions u_ϵ sont $C^2(\bar{B}_1(0))$. La fonction u_ϵ blow-up à l'intérieur de $B_1(0)$ en au moins un point x_0 (sinon, elle serait bornée et convergerait vers 0 dans $C^2(\bar{B}_1(0))$), par les mêmes arguments que ci-dessus (formule de Pohozaev-Rellich et le fait que $\|\nabla u_\epsilon\|_q \leq C_q$, ce qui contredirait $\int_\Omega e^{u_\epsilon} \rightarrow +\infty$). Finalement, on a pour $R, \beta_0 > 0$, $\max_{B_R(x_0)} v_\epsilon \geq \beta_0 > 0$ avec $B_R(x_0) \subset\subset \Omega$. On a aussi par la formule de Pohozaev-Rellich, $\int_\Omega \frac{e^{v_\epsilon}}{-\log \frac{|x|}{2d}} dx \leq C$. Tout cela reste vrai sans la présence d'un poids (cas régulier).

RÉFÉRENCES

- [1] T. Aubin. Some Nonlinear Problems in Riemannian Geometry. Springer-Verlag, 1998.
- [2] C. Bandle. Isoperimetric Inequalities and Applications. Pitman, 1980.
- [3] H. Brezis, L. Nirenberg. Positive solutions of nonlinear elliptic equations involving critical Sobolev exponents. Comm. Pure and Appl. Math. Volume 36, 4, pp 437-477. (1983).
- [4] Crandall.M.G, Rabinowitz.P.H. Some continuation and variational methods for positive solutions of nonlinear elliptic eigenvalue problems. Arch.rational Mech.Anal, 58, 207-218, 1975.
- [5] Davis.M.W. A hyperbolic 4-manifold Proc. Amer. Math. Soc.93 (1985), pp.325-328.
- [6] Druet.O. Generalized scalar curvature type equations on compact Riemannian manifolds. C. R. Acad. Sci. Paris, 327, serie I, p 377-381. 1998.
- [7] Dupaigne. Stable Solutions of Elliptic Partial Differential Equations (Monographs and Surveys in Pure and Applied Mathematics). 2011.
- [8] J. Escobar. R. Schoen. Conformal metrics with prescribed scalar curvature. Inventiones mathematicae (1986) 86, page 243-254.
- [9] Gallot. Hulin. Lafontaine. Riemannian Geometry.
- [10] E. Hebey. Introduction a l'analyse non-lineaire sur les varietes. Diderot Editions.
- [11] E. Hebey, M. Vaugon. Existence and multiplicity of nodal solutions for nonlinear elliptic equations with critical Sobolev growth. Journal of Functional Analysis, 119, 298-318, 1994
- [12] D. Holcman. Solutions nodales sur les varietes riemanniennes non localement conformement plates a bord. Comment. Math. Helv. 76 (2001), no. 3, 373-387.
- [13] D.Huybrechts. Lecture on K3 surfaces.
- [14] D. Joyce. Constant scalar curvature metrics on connected sums. International Journal of Mathematics and Mathematical Sciences.(2003), Issue 7, pp 405-450.
- [15] Karp. L, Pinsky. M . The first eigenvalue of a small geodesic ball in a Riemannian manifold. Bull. Sci. Math. (2)111 (1987), no. 2,229-239.
- [16] Li.YY, Zhu.M. Yamabe type equations on three dimensional Riemannian manifolds. Communications in Contemporary Math. 1 (1999), 1-50.
- [17] J. Lafontaine.Introduction a la geometrie Differentielle.2010.
- [18] J.G. Ratcliffe.S.T. Tschantz. On the Davis hyperbolic 4-manifold. Topology and its Applications Volume 111, Issue 3. pp 327-342
- [19] Troyanov. M. Prescribing curvature on compact surfaces with conical singularities. Trans. Amer. Math. Soc. 324 (1991), no. 2, 793-821.
- [20] Troyanov. M. Un principe de concentration-compacité pour les suites de surfaces Riemanniennes. Annales de l'IHP, Analyse non linéaire. Vol 8, no 5, (1991), pp 419-441.

2. OPERATEURS D'ORDRE 2.

1) Inégalités de Harnack pour les solutions, les sur-solutions, les sous-solutions : ces estimations se font à l'aide du procédé d'itération de De Giorgi-Nash-Moser.

2) Existence de solutions : formulation variationnelle et théorèmes du type Lax-Milgram dans les Hilberts.

3) Existence des solutions pour des EDP elliptiques avec operateur Laplacien : Potentiel Newtonien, regularité en se ramenant (par soustraction du postentiel Newtonien) aux fonctions harmoniques qu'on sait regulieres par le Theoreme de Weyl (conditions minimales L^1 , mais la formulation variationnelle on sait qu'on a mieux). pour la regularite au bord, on suppose la condition de Dirichlet, alors les fonctions harmoniques (on se ramene a ce cas par soustraction du potentiel Newtonien) sont prolongeables grace à la formule de la moyenne qu'on etend à travers le demi-espace par symetrisation). La regularité C^2 se fait grace a la regularité du noyau Newtonien (se fait par calcul explicite de derivees sous le signe somme), puis par soustraction, on se ramene aux fonctions harmoniques).

4) On dispose des theoremes d'existence et regularite pour le probleme de Dirichlet pour le Laplacien. Pour le cas d'un operateur elliptique d'ordre 2, on utilise la methode de continuité pour prouver l'existence de solutions avec regularite de Schauder. Puis on compare par le principe du maximum dans $W_0^{1,2}$ ces solutions regulieres aux solutions obtenues par la formulation variationnelle. Si le coefficient devant le terme lineaire $c \leq 0$, alors le principe du maximum donne l'unicité des solutions, d'ou la regularité de Schauder, ineteures et sur le bord. Par une alternative de Fredholm on etend au cas ou c non necessairement negatif ou nul.

5) Régularité $W^{2,p}$ d'Agmon, elles sont font par la methode des quotients différentiels, elles sont interieures et au bord pour des fonctions tests $C_c^2(\Omega)$ pour la regularité interieures (au sens des distributions) et pour des fonctions $C_0^2(\Omega)$ (C^2 et nulles au bord) pour la regularité au bord. En plus de la methode des quotients différentiels, Agmon utilise l'estimation a priori de fonctions regulieres dans $L^p, p > 1$ (approximations) d'Agmon-Douglis-Nirenberg (obtenue par les noyaux).

Les estimations uniformes $W^{2,p}$ peuvent etre obtenues (en plus de ce que dit Agmon) par le procede de Calderon-Zygmund, qui consiste a obtenir une estimée L^p pour les derivees secondes a partir de celle du noyau Newtonien. C'est une decomposition en n-cubes de Calderon-Zygmund et l'utilisation du theoreme d'interpolation $(L^1, L^2) \rightarrow L^p(1 < p < 2)$ (et par dualité $L^p, p > 2$) de Marcienewicz-Thorin. Puis on ramene l'estimation pour l'operateur L à une estimation pour un operateur à coefficient constant comme le Laplacien par exemple.

Les theoremes d'Agmon et de regularite sont utilises dans la construction des fonctions de Green.

3. FONCTIONS DE GREEN.

Le monograph de Druet-Hebey-Robert est assez clair et precis. On donne quelques explications sur les fonctions de Green et sur le fait que le dernier terme dans la decomposition de cette fonction est de classe C^1 . C'est essentiellement du au fait que le premier terme est donné explicitement et on utilise une recurrence pour prouver que les termes dela decomposition sont Sobolev et continues en dehors de la digaonale. (Ou bien comme dans le monograph de Druet-Hebey-Robert, on fait la difference des fonctions en deux points et on remarque qu'on a des fonctions Lipschitziennes, Notons comme c'est ecrit dans Ambrosio-Fusco-Pallara, pour pouvoir savoir si une fonction est Sobolev, il suffit qu'on ait des derivees directionelles).

Soit (\bar{W}, g) une variété Riemannienne compacte avec ou sans bord. Dans le cas sans bord, on la note (M, g) .

Soit H la fonction definie comme dans le livre d'Aubin. Cette fonction ne depend pas de la fonction rayon d'injectivé dans le cas d'une variété compacte sans bord. Elle depend (à gauche en P) du rayon d'injectivé dans le cas d'une variété à bord. On sait que la fonction rayon d'injectivité est continue sur W avec $\delta(P) \leq d(P, \partial W)$, on peut alors la prolonger par 0 sur ∂W . Alors $\delta(P)$ est continue sur \bar{W} .

Tout d'abord, remarquons que ces fonctions sont mesurables et integrables, car continues en dehors d'un ensemble de mesure nulle. (un point ou la diagonale).

On pose :

$$\Gamma_1(P, Q) = -\Delta_Q H(P, Q), \quad \Gamma_{i+1}(P, Q) = \int_W \Gamma_i(P, R) \Gamma_1(R, Q) dR.$$

Alors,

$$|\Gamma_1| \leq C[d(P, Q)]^{2-n}.$$

Explicitement et par recurrence les Γ_i sont continues en dehors de la diagonale et pour P ou Q proche du bord, elles sont nulles (conditions au bord). On les prolonge par 0 au bord. Par le theoreme de la convergence dominee de Lebesgue, on prouve qu'elles sont $W^{1,\infty}$ en dehors de la diagonale en Q car elles sont Sobolev est leur derivees bornees. La fonction $d(P, Q) = d_P(Q)$ est reguliere en Q en dehors de P et en fixant Q elle est Lipschitzienne en P , on alors le fait que $(R, Q) \rightarrow \partial_Q d_R(Q)$ est continue en dehors de la diagonale et L_{loc}^∞ . Donc, par le theoreme de convergence dominee (enlever de petites boules) $\Gamma_i * \partial_Q \Gamma_1$ et $\Gamma_i * \partial_Q H$ sont C^0 en dehors de la diagonale. Donc, les Γ_i et $\Gamma_i * H$ sont C^1 en dehors de la diagonale. (Le point essentiel est la fonction distance). (Concernant la fonction distance, $(R_i, Q) \rightarrow d(R_i, Q) = d(R_i, \exp_{R_i}(r\theta))$, $Q = \exp_{R_i}(r\theta)$, $\epsilon_0/2 \leq r \leq \delta(R_i)/3$, $\theta \in \mathbb{S}_{n-1}$ et la carte de reference est $[B(R_0, \delta(R_0)/3), \exp_{R_0}]$ avec $R_i \rightarrow R_0$. On voit alors qu'en coordonnes geodesiques polaires centrees en R_i un calcul de $\Delta_{g,Q} d(R_i, Q) \in L^\infty$ et $d(R_i, \cdot) \rightarrow d(R_0, \cdot)$ et par les estimations elliptiques on a $\partial_Q d(R_i, Q) \rightarrow \partial_Q d(R_0, Q)$ pour $d(R_i, Q) \geq \epsilon_0 > 0$.)

Dans le cas où $W = M$ sans bord :

D'après sa formule explicite H est C^1 en dehors de la diagonale. Elle est $W^{1,1+\epsilon}$ de chaque variable pour un $\epsilon > 0$ assez petit, par recurrence et par Fubini, Fubini-Tonnelli :

$$\partial_P \Gamma_{i+1}(P, Q) = \int_M \partial_P \Gamma_i(P, R) \Gamma_1(R, Q) dR,$$

et,

$$\partial_Q \Gamma_{i+1}(P, Q) = \int_M \Gamma_i(P, R) \partial_Q \Gamma_1(R, Q) dR.$$

Pour une variété avec bord, on ne peut pas dériver par rapport P , car l'expression de Γ_i et en particulier de Γ_1 contient δ_P qu'on sait seulement continue et pas forcément différentiable. Dans le cas avec bord, les fonctions Γ_i sont continues en P en dehors de la diagonales et $L^{1+\epsilon}$, $\epsilon > 0$ seulement, mais ceci suffit pour prouver la symétrie par le theoreme d'Agmon)

On a aussi, les estimees de Giraud. Ainsi de proche en proche, les Γ_i deviennent de plus en plus regulieres. on utilise le theoreme de Giraud pour prouver que $\Gamma_k = r^{\lambda-n} * r^{2-n}$ avec $\lambda + 2 > n$ (donc $\geq n + 1$ car λ est entier puisqu'on derive les Γ_i). (Si $\lambda > n - 1$ ($\lambda \geq n$) c'est fini (on regarde Γ_{k-1}), si $\lambda = n - 1$ alors : $\Gamma_k = r^{-1} * r^{2-n}$ et $\partial_P \Gamma_k = r^{-2} * r^{2-n}$ et $\partial_Q \Gamma_k = r^{-1} * r^{1-n}$ qui est en log par Giraud et donc $\partial_P \Gamma_{k+1}$ et $\partial_Q \Gamma_{k+1}$ sont $C^0(M \times M)$ par Giraud et donc Γ_{k+1} est $C^1(M \times M)$. (Utiliser le produit de convolution, car Γ_{k+1} et sa dérivée Sobolev sont continues pour écrire qu'elle est $\int \partial_P$, l'integrale d'une fonction continue donc C^1 , il a convergence uniforme de la convolution, car la fonction et son Sobolev sont continues). Dans le cas avec bord, Γ_k continue implique que Γ_{k+1} est $W^{1,\infty}$ en Q . (On a mieux C^1 en Q car la fonction $(R, Q) \rightarrow \partial_Q d(R, Q)$ est C^0 en dehors de la diagonale de W et H est a support compact (elle s'annule avant le bord) et donc $(\Gamma_k * \partial_Q H)$ est C^0 en dehors de la diagonale de \bar{W})).

Dans le cas d'un operateur $-L = -\Delta + h$, la regularite de Γ_{k+1} depend de celle de h . Si par exemple h est C^1 alors comme precedemment Γ_{k+1} est C^1 de P et Q . Bien sur le Γ_1 change :

$$\Gamma_1(P, Q) = -\Delta_Q H(P, Q) + h(Q)H(P, Q).$$

On peut faire plus, on remarque que par exemple que pour les varietes a bord, la parametrix est solution d'une EDP elliptique en dehors de la singularité, on utilise les theoremes d'Agmon et de regularité dans la construction complete de la fonction de Green dans le cas des varietes a bord, voir le monographe de F.Robert (que je n'ai pas cité ici).

4. PRINCIPE DU MAXIMUM.

4.1. La methode "moving-plane" et "moving-sphere". La méthode "moving-plane" consiste à rechercher, si possible, les points de symétrie pour des E.D.P définies sur des domaines ayant des axes de symétries, puis, de caractériser ces solutions. On part de "l'infini", un point très loin, puis, on considère la fonction et son symétrisée par rapport au plan contenant ce point, puis on ramène, le plan jusqu'à l'annulation de la différence entre cette fonction et son symétrisée, si c'est le cas, le plan limite est le plan de symétrie. En plus de la détermination d'une barriere, cette technique utilise le principe du maximum et le lemme de Hopf. Ici, on suppose les solutions dans $C^{2,\alpha}$, $\alpha > 0$.

Cette technique de symetrie a été introduite par A.D. Alexandrov.

Notons que certains des auteurs suivants, utilisent les proprietes du au principe du maximum.

Dans les deux points particuliers suivants l'idée essentielle est qu'on doit utiliser les propriétés du principe du maximum :

1-Le principe du maximum lui meme et le lemme de Hopf.

a) Principe du maximum sur un domaine $\Omega \subset \subset \mathbb{R}^n$, $n \geq 2$ et lemme de Hopf.

b) Principe du maximum pour une variété compacte à bord, $[\lambda, t] \times \mathbb{S}_{n-1}$, $n \geq 2$ et lemme de Hopf. L'operateur est global en la variable de la sphere, le principe du maximum s'applique localement dans des domaines de la forme $]\lambda, t[\times U$ avec U un ouvert de carte de la sphere (autour d'un point (t_0, θ_0) quelconque, on s'est ramené a un ouvert particulier de \mathbb{R}^n , un n -cube ou n -parallelepipede par exemple pour appliquer le lemme de Hopf).

2-Le minimum est atteint sur le bord, (YY.Li-L-Zhang). Et principe du maximum de Hopf.

Exemple 1 : Gidas-Ni-Nirenberg.

Sur la boule unité B de \mathbb{R}^n , $n \geq 3$, on considère le problème suivant :

$$\begin{cases} -\Delta u = u^{(n+2)/(n-2)-\epsilon} & \text{dans } B_1(0) \subset \mathbb{R}^n, \\ u > 0 & \text{dans } B_1(0) \\ u = 0 & \text{sur } \partial B_1(0). \end{cases}$$

Où $\epsilon > 0$ est très petit.

Gidas-Ni-Nirenberg : La solution u du problème précédent est radiale et strictement décroissante. Il y a des résultats similaires avec potentiel V radial strictement décroissant.

Exemple 2 : De Figueiredo-Lions-Nussbaum et Chen-Li, Ma-Wei.

Sur un ouvert régulier en dimension 2, on considère :

$$\begin{cases} -\Delta u = u^q, \quad 1 < q < +\infty & \text{dans } \Omega \subset \mathbb{R}^2, \\ u = 0 & \text{dans } \partial\Omega, \end{cases}$$

Et aussi,

$$\begin{cases} -\Delta u = V e^u, & \text{dans } \Omega \subset \mathbb{R}^2, \\ u = 0 & \text{dans } \partial\Omega, \end{cases}$$

avec,

$$0 \leq V \leq b, \text{ sur } \bar{\Omega},$$

et,

$$|\nabla V| \leq A, \text{ sur } \bar{\Omega}.$$

Pour l'équation avec l'exponentielle, on suppose de plus que :

$$\int_{\Omega} e^u dx \leq C,$$

Alors les solutions sont uniformément bornées sur $\bar{\Omega}$.

Un point essentiel est de borner les solutions au voisinage du bord. Cela se fait par la méthode "moving-plane".

Estimations de De Figueiredo-Lions-Nussbaum : ce sont des estimations uniformes au voisinage du bord, on les prouve grâce à la méthode moving-plane. C'est essentiellement une transformation de Kelvin, pour rendre le voisinage du bord convexe, et une application du principe du maximum (suivant la direction normale).

Par la méthode moving-plane on prouve que les points critiques sont loin du bord, en se plaçant suivant la normale, après avoir utilisé la transformée de Kelvin. Voir les articles de Chen-Li et Ma-Wei. En particulier, Chen-Li prouvent que si $\log V$ est uniformément Lipschitzien et les solutions bornées dans L^1_{loc} , alors elles sont uniformément bornées au voisinage du bord.

Remarque : sur le fait que la régularité du domaine dans (De Figueiredo-Lions-Nussbaum et Chen-Li) est au moins $C^{2,\beta}$, $\beta > 0$. Soit $\alpha_y = \langle \nu_1 | \nu(y) \rangle$, l'angle avec la normale qui doit être > 0 , avec $y \in \partial\Omega$, qu'on devrait obtenir pour appliquer la méthode moving-plane. Ici, $\nu(y)$ est la normale au bord en y : Pour définir l'angle, il suffit d'avoir une tangente à la courbe de $y \rightarrow \nu(y)$, et donc une dérivée de $\nu(y)$, (l'application de carte φ est au moins deux fois dérivable). Pour avoir une branche continue de 'cones', il suffit que $y \rightarrow (\nu(y))'$ soit continue, (l'application de carte φ est C^2 , φ'' continue). Pour que l'angle $\alpha_y > 0$ soit strictement positif, il suffit que la tangente à la courbe de $\nu(y)$ soit non nulle, il suffit alors d'avoir la régularité $C^{0,\beta}$, $\beta > 0$ de la tangente (forme arrondie : continue et arrondie : $C^{0,\beta}$). (Donc, il suffit que l'application de carte soit $C^{2,\beta}$, $\beta > 0$).

En utilisant la transformée de Kelvin et le principe du maximum, on classe les solutions de l'équation :

Exemple 3 : Caffarelli-Gidas-Spruck et Chen-Li.

Caffarelli-Gidas-Spruck. Les solutions de :

$$\begin{cases} -\Delta u = u^{(n+2)/(n-2)}, & u > 0 \text{ dans } \mathbb{R}^n \\ u(0) = 1, \nabla u(0) = 0. \end{cases}$$

Sont :

$$u(x) = (1 + \gamma|x|^2)^{(2-n)/2}, \quad \gamma > 0$$

La preuve de Chen-Li est plus courte et elle utilise les memes arguments que ceux de Caffarelli-Gidas-Spruck, c'est essentiellement une transformation de Kelvin pour avoir un comportement asymptotique et aussi l'utilisation du principe du minimum pour des fonctions regulieres singulieres en un point puis l'argument moving-plane basé sur le principe du maximum.

Il y a une autre preuve simplifiée du résultat de Caffarelli-Gidas-Spruck obtenue par YY.Li et L.Zhang.

On presente le resultat de Classification par la methode moving-plane des solutions d'une EDP elliptique nonlineaire en dimension 2 :

Chen-Li : pour $K > 0$, les solutions de :

$$\begin{cases} -\Delta u = Ke^u, & \text{dans } \mathbb{R}^2 \\ u(0) = 0, \nabla u(0) = 0, \\ \int_{\mathbb{R}^2} e^u < +\infty. \end{cases}$$

Sont :

$$u(x) = -2 \log(1 + \gamma|x|^2), \quad \gamma = \sqrt{(K/8)}$$

Cette preuve utilise des estimees asymptotiques specifiques a la dimension 2 et le principe du maximum et lemme de Hopf.

Exemple 4 : Han.

Si on remplace B par un ouvert régulier quelconque, noté Ω , en maintenant la même équation, les solutions ne sont pas forcément radiales.

$$\begin{cases} -\Delta u = u^{(n+2)/(n-2)-\epsilon} & \text{dans } \Omega \subset \mathbb{R}^n, \\ u > 0 & \text{dans } \Omega \\ u = 0 & \text{sur } \partial\Omega. \end{cases}$$

Où $\epsilon > 0$ est très petit.

Han Il existe un voisinage du bord ω ne dépendant que de la géométrie du domaine Ω et de la dimension n , ainsi qu'une constante $c = c(\Omega, n) > 0$ telle que :

$$\|u\|_{L^\infty(\omega)} \leq c.$$

Où u est la solution du problème précédent.

Exemple 5 : Chen-Lin.

En utilisant la méthode moving-plane, Chen et Lin ont prouvé une estimation a priori sur un ouvert Ω de \mathbb{R}^n , $n \geq 3$:

Si u est solution de :

$$-\Delta u = Vu^{(n+2)/(n-2)},$$

avec,

$$0 < a \leq V(x) \leq b < +\infty, \quad \|\nabla V\|_\infty \leq A,$$

$$\|\nabla^\alpha V\| \leq C_\alpha \|\nabla V\|^{\beta(\alpha)}, \quad \text{avec } \alpha \leq n - 2.$$

alors,

$$\sup_K u \times \inf_\Omega u \leq c = c(a, b, A, C_\alpha, n, K, \Omega).$$

La preuve de Chen-Lin consiste a utiliser le principe du maximum et le lemme de Hopf pour prouver que la symétrisee d'une certaine fonction est positive et que la derivee de cette fonction

est strictement positive alors que par le raisonnement par l'absurde ("blow-up") cette fonction a maximum local (point critique), ce qui est absurde.

Exemple 6 : Brezis-Li-Shafrir.

En dimension 2, la methode "moving-sphere" donne pour les solutions de :

$$-\Delta u = V e^u,$$

On suppose $0 < a \leq V(x) \leq b < +\infty$ et que V est uniformément Lipschitzienne,

$$\sup_K u + \inf_{\Omega} u \leq c = c(a, b, \|\nabla V\|_{\infty}, K, \Omega).$$

Exemple 7 : Korevaar-Mazzeo-Pacard-Schoen.

La methode "moving-sphere" donne :

Sur un ouvert Ω de \mathbb{R}^n , $n \geq 3$, on considère l'équation de Yamabe :

$$-\Delta u = u^{(n+2)/(n-2)}, \quad u > 0.$$

Alors : pour tout compact K de Ω , on a :

$$\sup_K u \times \inf_{\Omega} u \leq c = c(K, n, \Omega).$$

La preuve est basee sur le fait qu'on ne pas pas avoir une certaine condition au bord par le principe du maximum et le lemme de Hopf.

Cet article considere les solutions singulieres, leur objectif (en plus de l'estimation asymptotique et dans d'autres articles liés), est de prouver qu'il existe des solutions singulieres sur un ensemble d'une certaine mesure (taille). Il y a l'article de C.C.Chen et C.S.Lin. Chen-Lin prouvent le résultat (l'inegalité de Harnack) pour une courbure prescrite generale et qui peut etre constante, c'est ce qu'on a ecrit avant.

Exemple 8 : C.C.Chen-C.S.Lin.

En dimension 2, la technique "blow-up" et une inégalité géométrique sur les courbures intégrales a permis a CC.Chen et CS.Lin de prouver pour l'equation suivante, une inégalité optimale sup + inf :

$$-\Delta u = V e^u,$$

avec, $0 < a \leq V(x) \leq b < +\infty$ et que V est uniformément Hölderienne (C^α , $\alpha \in]0, 1]$), alors :

$$\sup_K u + \inf_{\Omega} u \leq c = c(a, b, \alpha, \|V\|_{C^\alpha}, K, \Omega).$$

Ce théorème peut etre prouvé par la methode "moving-sphere" de YY.Li-L.Zhang (point suivant).

Exemple 9 : Li-Zhang.

La methode "moving-sphere" donne :

Sur une variété Riemannienne quelconque (M, g) (non nécessairement compacte), de dimension $n \geq 3$ et de courbure scalaire S_g , on considère l'équation de Yamabe :

$$-\Delta_g u + \frac{n-2}{4(n-1)} S_g u = u^{(n+2)/(n-2)}, \quad u > 0.$$

Alors : en dimensions 3, 4 avec en dimension 4 l'operateur conforme $L_g = -\Delta + \frac{1}{6} S_g$ doit etre coercif dans H_0^1 (c'est une sorte de condition sur la courbure scalaire), pour tout compact K de M , on a :

$$\sup_K u \times \inf_M u \leq c = c(K, M, g, n = 3 \text{ ou } n = 4).$$

Après avoir utiliser la transformation de Kelvin, Li-Zhang prouvent que la positivite de la fonction obtenue par symetrisation implique la positivite de la fonction limite (obtenue par symetrisation) et dans ce cas elle serait constante, ce qui n'est pas possible par le resultat de Caffarelli-Gidas-Spruck. (La fonction limite est due au "blow-up").

En dimension 4, l'operateur doit etre coercif pour avoir une fonction de Green avec condition de Dirichlet et avec certaines propriétés : $C_1 d(x, y)^{2-n} \geq G(x, y) \geq C_2 d(x, y)^{2-n}$, $C_1, C_2 > 0$, voir le print de Frederic Robert sur les fonctions Green pour des operateurs coercifs sur une variété compacte à bord.

La preuve de Li-Zhang s'adapte en dimension 3 sur un ouvert Ω quand on suppose les courbures prescrites uniformément entre deux constantes positives a, b et s -höldériennes, $s \in]1/2, 1]$, de constante de Hölder A , on a une inégalité du type :

$$(\sup_K u)^{2s-1} \times \inf_{\Omega} u \leq c = c(a, b, A, s, K, \Omega)$$

4.2. **Principe du maximum dans $W_0^{1,1}(\Omega)$.** Le principe du maximum dans $W_0^{1,1}(\Omega)$ est basé sur l'inegalite de Kato dont on peut trouver la preuve dans le livre d'Otared Kavian.

Kato : si $u \in L^1(\Omega)$ et $\Delta u \in L^1(\Omega)$, alors on a au sens des distributions :

$$\Delta u^+ \geq \chi_{\{u \geq 0\}} \Delta u.$$

On remarquera qu'en utilisant la fonction $f_\epsilon(t) = \sqrt{(t^2 + \epsilon^2)}$, on prouve que $Trace(|u|) = |Trace(u)|$ et $Trace(u^+) = (Trace(u))^+$ et donc si $u \in W_0^{1,1}$ alors $u^+ \in W_0^{1,1}$ et appliquer a u^+ ce qui est considéré comme le principe de comparaison dans le monograph de Brezis-Marcus-Ponce. (il suffit de consider la fonction $-\Delta \xi = 1$ avec condition de Dirichlet).

Exemple 1 : Brezis-Merle.

On considère deux suites de fonctions (u_i, V_i) solutions (au sens des distributions) de :

$$-\Delta u_i = V_i e^{u_i},$$

avec,

$$V_i \geq 0, \|V_i\|_{L^p(\Omega)} \leq C_1, \|e^{u_i}\|_{L^{p'}(\Omega)} \leq C_2,$$

avec, $1 < p \leq +\infty$. Alors, on a, ou bien

$$\forall K \subset\subset \Omega, \sup_K |u_i| \leq c = c(K, C_1, C_2, \Omega)$$

ou bien,

$$u_i \rightarrow -\infty, \text{ sur tout compact de } \Omega,$$

ou bien,

Il existe un ensemble fini de points S tel que $u_i \rightarrow -\infty$ uniformément sur tout compact de $\Omega - S$ et $u_i \rightarrow +\infty$ sur S et, au sens faible, on a,

$$V_i e^{u_i} \rightarrow \sum_j \alpha_j \delta_{a_j}, \text{ avec } \alpha_j \geq 4\pi/p', \text{ et } a_j \in S.$$

Comme corollaire de ce résultat, on a :

$$\sup_K u \leq c = c(\inf_{\Omega} V, \|V\|_{L^\infty(\Omega)}, \inf_{\Omega} u, K, \Omega).$$

Cela veut dire que le maximum local est fonction du minimum.

Concernant la compacité globale :

On a aussi la compacité globale de Chen-Li, cité dans la section 4.1. Le resultat de Chen-Li utilise le fait qu'on a compacité au voisinage du bord lorsque $\|\nabla \log V\| \leq A$, puis il etend ce resultat lorsque $\|\nabla V\| \leq A_1$, pour cela il utilise l'extension des resultats de Brezis-Merle (Theorem 1 de Brezis Merle), qui reste vrai dans des domaines Lipschitzien dès qu'on a la regularité des solutions dans $W_0^{1,2}$, car le principe du maximum est valable dans ce cas (on utilise l'integration par parties, qui est vrai des que la regularité du bord est Lipschitzien. Pour l'inegalité de Sobolev aussi et la resolution d'un probleme variationnel dans L^2 . Lipschitz suffit). Ceci pour la fonction u_2 du debut de preuve de Chen-Li. (et aussi l'extension des fonctions harmoniques et la formule de Poisson, pour u_1 qui necessite une application conforme). Voir la preuve du corollaire de l'article de Chen-Li.

(Voir l'article de Sweers-Nazarov. Journal.Diff.Equations. 2007. Pour les conditions de regularité $W^{2,p}$ des problemes sur des ouverts Lipschitziens.)

Remarque sur la preuve de Chen-Li : pour etendre la partie u_1 harmonique, il faut supposer le domaine analytique, pour pouvoir utiliser une transformation conforme qui reste invariante par le Laplacien. Principe de symetrisation de Schwarz. Donc, le resultat de compacité reste vrai avec la regularité smooth lorsque on suppose $\|\nabla \log V\| \leq A$. Mais la regularité du domaine doit être suppos e analytique lorsqu'on passe a $\|\nabla V\| \leq A_1$.

Dans leur preuve Chen-Li, utilisent le fait que l'opérateur est invariant par application de carte, ceci est possible si cette application est conforme, elle preserve le Laplacien. Puis, symetrise la fonction en symetrisant un probleme de Dirichlet, puis soustrayent les valeurs aux bords et ils obtiennent l'image de v_1 . Alors u_1 est l'image de v_1 par l'application de carte. Maintenant pour construire v_1 ils utilisent une symetrisation d'un probleme de Dirichlet, qui requiert les solutions dans $W^{2,p} \cap C^2(B_\epsilon) \cap C^1(\bar{B}_\epsilon)$, $p > 2$ (la formule de representation de Green reste valable, dans ce cas, voir la preuve dans Gilbarg-Trudinger). Puis, ils utilisent la formule integrale de Poisson (qui necessite d'avoir l'opérateur Laplacien).

- a) Pour utiliser la formule de Poisson, on conserve le Laplacien : transformation conforme φ .
 - b) Ils symetrisent $u \circ \varphi$ ils obtiennent une fonction $u_v \in C^1(\bar{B}_\epsilon(0)) \cap W^{2,p}$.
 - c) Ils resolvent : $-\Delta v_1 = -\Delta u_v$ avec condition de Dirichlet sur $B_\epsilon(0)$.
 - d) Ils utilisent la formule integrale de Poisson pour $v_1 - u_v \in W^{2,p} \cap C^2(B_\epsilon) \cap C^1(\bar{B}_\epsilon)$, $p > 2$.
- Sur le bord, il n'y a que les valeurs de u .

(Ce travail revient à symetriser une fonction harmonique qui nécessite le theoreme de symetrisation de Schwarz , qui necessite une application conforme, donc un domaine de depart Ω analytique).

Exemple 2 : Equation avec poids continu :

Sur un domaine borné $\Omega \subset \mathbb{R}^2$ avec $d = \text{diametre}(\Omega)$ et $0 \in \Omega$, on considère des fonctions (u, V) solutions (au sens des distributions) de l'equation du type Liouville :

$$-\Delta u = \frac{1}{-\log \frac{|x|}{2d}} V e^u \text{ dans } \Omega$$

avec,

$$u \in L_{loc}^\infty(\Omega), \quad 0 < a \leq V \leq b < +\infty, \quad 0 \in \Omega.$$

Alors on a l'inégalité de Harnack implicite :

Pour tout compact K de Ω :

$$\sup_K u \leq c(a, b, K, \Omega, \inf_\Omega u)$$

et,

$$\inf_\Omega u \geq m > -\infty \Rightarrow \sup_K u \leq c = c(a, b, K, \Omega, m).$$

RÉFÉRENCES

- [1] A.D. Alexandrov. Uniqueness theorems for surfaces in the large. V. Vestnik Leningrad Univ. Mat. Astronom 13, 5-8 (1958); Amer. Math. Soc. Transl. 21, 412-416 (1962).
- [2] T. Aubin. Some Nonlinear Problems in Riemannian Geometry. Springer-Verlag, 1998.
- [3] Ambrosio. L, Fusco. N, Pallara. D. Functions of Bounded variations and Free discontinuity Problems, Oxford Press. 2000.
- [4] Bahoura.S.S. Lower bounds for sup+inf and sup * inf and an extension of Chen-Lin result in dimension 3. Acta Math. Sci. Ser. B Engl. Ed. 28 (2008), no. 4, 749-758
- [5] Bahoura.S.S. About Brezis Merle problem with Holderian condition. Mathematica Aeterna, Vol 4, no 1, 13-25, 2014.
- [6] Bahoura.S.S. A uniform boundedness result for solutions to the Liouville type equation with boundary singularity. J. Math. Sci. Univ. Tokyo, 23, no 2, 487-497. 2016.
- [7] Bahoura.S.S. A compactness result for an equation with Holderian condition. Commun. Math. Anal. Vol 21, no 1, 23-34, 2018.

- [8] Bahoura.S.S. A local uniform boundedness result for an elliptic equation. hal-02495444. 2020.
- [9] C. Bandle. Isoperimetric Inequalities and Applications. Pitman, 1980.
- [10] Berestycki. H. Nirenberg. L. Varadhan. The principal eigenvalue and maximum principle for second-order elliptic operators in general domains. *Comm. Pure Appl. Math.* 47 (1994), no. 1, 47-92
- [11] L. Boccardo, T. Gallouet. Nonlinear elliptic and parabolic equations involving measure data. *J. Funct. Anal.* 87 no 1, (1989), 149-169.
- [12] H. Brezis. *Analyse Fonctionnelle et Applications.* 1983.
- [13] Brezis. H, Marcus. M, Ponce. A. C. Nonlinear elliptic equations with measures revisited. *Mathematical aspects of nonlinear dispersive equations*, 55-109, *Ann. of Math. Stud.*, 163, Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 2007.
- [14] H. Brezis, F. Merle. Uniform estimates and Blow-up behavior for solutions of $-\Delta u = V(x)e^u$ in two dimension. *Commun. in Partial Differential Equations*, 16 (8 and 9), 1223-1253(1991).
- [15] H. Brezis, W. A. Strauss. Semi-linear second-order elliptic equations in L^1 . *J. Math. Soc. Japan* 25 (1973), 565-590.
- [16] H. Brezis, YY. Li , I. Shafrir. A sup+inf inequality for some nonlinear elliptic equations involving exponential nonlinearities. *J.Funct.Anal.* 115 (1993) 344-358.
- [17] L. Caffarelli, B. Gidas, J. Spruck. Asymptotic symmetry and local behavior of semilinear elliptic equations with critical Sobolev growth. *Comm. Pure Appl. Math.* 37 (1984) 369-402.
- [18] Chen. W, Li, C. Classification of solutions of some nonlinear elliptic equations. *Duke Math. J.* 63 (1991), no. 3, 615-622.
- [19] W. Chen, C. Li. A priori Estimates for solutions to Nonlinear Elliptic Equations. *Arch. Rational. Mech. Anal.* 122 (1993) 145-157.
- [20] C-C. Chen, C-S. Lin. Local behavior of singular positive solutions of semilinear elliptic equations with Sobolev exponent. *Duke Math. J.* 78 (1995), no. 2, 315-334.
- [21] C-C.Chen, C-S. Lin. Estimates of the conformal scalar curvature equation via the method of moving planes. *Comm. Pure Appl. Math.* L(1997) 0971-1017.
- [22] C-C. Chen, C-S. Lin. A sharp sup+inf inequality for a nonlinear elliptic equation in \mathbb{R}^2 . *Commun. Anal. Geom.* 6, No.1, 1-19 (1998).
- [23] de Figueiredo, D. G, Lions, P-L, Nussbaum, R. D. A priori estimates and existence of positive solutions of semilinear elliptic equations. *J. Math. Pures Appl.* (9) 61 (1982), no. 1, 41-63.
- [24] O. Druet, E. Hebey, F.Robert, *Blow-up theory in Riemannian Geometry*, Princeton University Press 2004.
- [25] B. Gidas, W-M. Ni, L. Nirenberg. Symmetry and Related Properties via the Maximum Principle. *Commun. Math. Phys.* 68, 209-243 (1979).
- [26] D. Gilbarg, N.S. Trudinger. *Elliptic Partial Differential Equations of Second order*, Berlin Springer-Verlag, Second edition, Grundlehern Math. Wiss.,224, 1983.
- [27] Han Z-C. Asymptotic approach to singular solutions for nonlinear elliptic equations involving critical Sobolev exponent. *Ann. Inst. Henri Poincaré. Analyse non lineaire* 8 (1991) 159-174.
- [28] E. Hebey, *Analyse non lineaire sur les Variétés*, Editions Diderot.
- [29] O. Kavian. *Introduction à la Théorie des points critiques.* Springer-Verlag.1993.
- [30] N. Korevaar, F. Pacard, R. Mazzeo, R. Schoen. Refined asymptotics for constant scalar curvature metrics with isolated singularities. *Invent. Math.* 135 (1999), no. 2, 233-272.
- [31] YY. Li. Harnack Type Inequality : the Method of Moving Planes. *Commun. Math. Phys.* 200,421-444 (1999).
- [32] YY.Li, L.Zhang. Liouville type theorems and Harnack type inequalities for semilinear elliptic equations, *Journal d'Analyse Mathématique*, 90 (2003), 27-87.
- [33] YY. Li, L. Zhang. A Harnack type inequality for the Yamabe equation in low dimensions. *Calc. Var. Partial Differential Equations* 20 (2004), no. 2, 133-151.
- [34] L. Ma, J-C. Wei. Convergence for a Liouville equation. *Comment. Math. Helv.* 76 (2001) 506-514.
- [35] Nazaraov, S, A. Sweers, G. A hinged plate equation and iterated Dirichlet Laplace operator on domains with concave corners. *Journal of Differential Equations.* 233, 1, 2007, 151-180.
- [36] J. Serrin, A symmetry problem in potential theory, *Arch. Rational Mech. Anal.* 43 (1971), 304-318.

5. CONCERNANT LES INÉGALITÉS DU TYPE HARNACK

Fixant un minorant $m > 0$, on a une relation entre $\sup_K v$ et m pour toute $v > 0$ relativement a un W avec des conditions a priori sur W , v et W sont liés par une equation ou plusieurs equations. Or, en prenant le minorant $m = \inf_M u > 0$, on a l'inegalité pour $v > 0$ or $u > 0$ est déjà une solution du probleme, donc $\sup_K u$ est fonction de $\inf_M u$ et des autres paramètres.

Pour l'equation de la courbure scalaire prescrite en dimensions 3 et 4, et equation du type courbure scalaire prescrite en dimension 3 :

a) En dimension 3, on a la dependance explicite du sup en fonction du inf.

$$(\sup_K u)^{1/3} \times \inf_M u \leq c,$$

b) En dimension 4, on a une estimation a priori. En plus on a des exemples pour ce cas.

En general dans le cas d'une variété Riemannienne M de dimension 4, on a une estimation a priori. On peut se ramener a une estimation du sup en fonction du inf en ecrivant :

$$\sup_K u \leq c(a, b, \inf_M u, K, M),$$

pour toute $u > 0$ solution de l'equation de la courbure prescrite en dimension 4 sur M , relativement a V (Lipschitzienne) verifiant :

$$\|\nabla V\|_\infty \leq \frac{3a\sqrt{a}}{32e^2\sqrt{2}} \inf_M u,$$

et,

$$0 < a \leq V \leq b < +\infty,$$

En effet, $u > 0$ et V sont liés par l'equation, on peut supposer que le gradient de V et $\inf_M u$ sont aussi liés, ici on a deux equations liant $u > 0$ et V , une contrainte de plus. On a des exemples quand $\|\nabla V_i\|_\infty \leq A_i \rightarrow 0$ et $\inf_M u_i \geq m > 0$, on a une estimation locale uniforme.

Ici, la constante $k(a) = \frac{32e^2\sqrt{2}}{3a\sqrt{a}}$ entre $\min_M u$ et la norme du gradient est plus grande. Il faut faire la preuve pour $\min_M u \geq m > 0$, car on doit eliminer des termes en $o(1)$.

Remarque : i) Dans le cas d'un ouvert Ω de \mathbb{R}^4 , la deuxieme contrainte est "vérifiée" (après blow-up), dans l'article de C.C.Chen et C.S.Lin (Comm.on pure.appl.math.1997), si on suppose $V \in C^2$ uniformément. Ils obtiennent une inegalité entre $\nabla V(y_i)$ et $[u_i(y_i)]^{-1}$, dans ce cas ils obtiennent l'inégalité optimale sup \times inf. (les points y_i sont les points blow-up).

ii) Dans le cas plat on s'intéresse particulierement au cas V Lipschitzien et non C^1 pour obtenir l'inégalité optimale sup \times inf avec la contrainte supplementaire : $\|\nabla V\|_\infty \leq \frac{3a\sqrt{a}}{8e^2\sqrt{2}} \inf_\Omega u$.

On obtient alors un résultat du type Brezis-Li-Shafrir, en dimension 4 avec deux contraintes. Notons que dans l'article de C.C.Chen-C.S.Lin (comm.on pure.appl.math. 1997) prouvent que sup \times inf $\rightarrow +\infty$ avec $V = 1 - Kr$ ($\rho = 1$, V Lipschitzien et non C^1), on voit alors que la deuxieme contrainte est suffisante pour obtenir l'inégalité optimale sup \times inf, on en déduit la majoration uniforme locale des normes L^4 et H^1 ($N = \frac{2n}{n-2} = 4$). Dans le cas non plat, on obtient un résultat du type Brezis-Merle, en dimension 4 avec deux contraintes (Une inégalité de Harnack implicite).

iii) Dans le cas non plat, un exemple, ce resultat s'applique lorsque $V \equiv \text{constante} > 0$. On retrouve, en particulier, le résultat de YY.Li et L. Zhang, eux, obtiennent l'inégalité optimale sup \times inf dans le cas positif et ici, en particulier on a une inégalité de Harnack implicite dans le cas ou l'operateur conforme n'est pas forcement coercif.

iv) Dans le cas non plat, un autre cas, on l'a dit ci-dessus, c'est celui où $\|\nabla V_i\|_\infty \leq A_i \rightarrow 0$ et $\min_M u_i \geq m > 0$, on obtient une estimation locale uniforme.

1. Pour la preuve, dans le cas non plat, comme c'est une estimation locale, on prend $x_0 \in M$, on fait un changement de metrique conforme $\tilde{g} = e^f g = \varphi^3 g$ de sorte que $\tilde{Ricci}_{x_0} = 0$, on a (voir le livre d'Aubin) $f(x_0) = 0$ et $\varphi(x_0) = 1$. On prouve l'estimation en supposant $\min_M u \geq m > 0$ pour la nouvelle fonction $v = u/\varphi$ pour $m > 0$ (car, voir l'article de la preuve du cas general en dimension 4, il y a des termes \tilde{Ricci}_{y_i} et $\tilde{R}_{\tilde{g}}(y_i)$, des termes en $o(1)$), comme $\varphi(x_0) = 1$, $\min_{B_{\tilde{g}}(x_0)} v \geq (\min_M u)/2 \geq m/2 > 0$. Comme on fait un changement de metrique conforme, au voisinage de x_0 , tout est de "l'ordre" de u et m car $\varphi(x_0) = 1$, $f(x_0) = 1$, l'exponentielle (en norme de matrices) est $(1 + \epsilon)$ -Lipschitzienne, on a changé de metrique, les majorants restent de l'ordre de $1 + \epsilon$ au voisinage de x_0 car $\varphi(x_0) = 1$, ($f(x_0) = 0$) et la constante $k(a)$ entre $\min_M u$ et la norme du gradient de V est plus grande.

On prouve alors, en supposant l'inégalité entre le $\min_M u$ et le gardient de V : $\min_M u \geq m > 0 \Rightarrow \sup_{B_{\tilde{g}}(x_0)} v \leq c \Rightarrow \sup_K u \leq c(a, b, m, K, M)$. Apres on remplace m par $\min_M u$.

v) Dans le cas non plat, on a un résultat analogue a celui de Brezis-Merle en dimension 2, en dimension 4 : pour deux suites $(u_i), (V_i)$ solutions de l'équation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4, $0 < a \leq V_i \leq b$ et $\|\nabla V_i\|_\infty \leq A_i \rightarrow 0$, alors $u_i \geq m > 0 \Rightarrow \sup_K u_i \leq c(a, b, (A_i)_i, m, K, M)$. En particulier, si on prend $m = \inf_M u_i > 0$, on a l'inégalité de Harnack implicite, $\sup_K u_i \leq c(a, b, (A_i), \inf_M u_i, K, M)$ (La fonction $m \rightarrow c$ est décroissante de $m > 0$ et change en une autre fonction \tilde{c} si on remplace les suites (u_i, V_i) par une d'autres suites (v_i, W_i) avec des hypothèses similaires, et on obtient : $\sup_K v_i \leq \tilde{c}(\tilde{a}, \tilde{b}, (\tilde{A}_i), \inf_M v_i, K, M)$).

vi) Voir la section 1 pour des exemples de (u_i, V_i) avec les deux contraintes dans le cas plat et non plat, avec \inf ne tendant pas vers 0 forcément ou n'est pas forcément minoré par $m > 0$ ou tendant vers 0 ou minoré par $m > 0$.

La formulation précédente en dimension 4 s'applique lorsqu'on suppose en x_0 point critique de $V > 0$ $V \in C^1(M)$. on fait la preuve avec $\min_M u \geq m > 0$ pour $v = u/\varphi$ avec $\varphi > 0$ duc changement de metrique conforme telle que $\tilde{Ricci}_{\tilde{g}}(x_0) = 0$, on obtient :

$$\exists c, R > 0, \sup_{B_R(x_0)} v \leq c,$$

Donc,

$$\exists c, R > 0, u(x_0) \leq \sup_{B_R(x_0)} u \leq c, \forall u > 0$$

Donc, on obtient une inégalité du type :

$$u(x_0) \leq c(x_0, V, \inf_M u, M, g),$$

pour toute solution $u > 0$ de l'équation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4 relativement à un $V > 0$, $V \in C^1(M)$ fixé ayant le point x_0 comme point critique, $\nabla V(x_0) = 0$. Ou bien $V \in C^{1,\alpha}(M)$, $0 < \alpha \leq 1$, $0 < a \leq V \leq b < +\infty$ et $\|V\|_{C^{1,\alpha}} \leq A$ et $\nabla V(x_0) = 0$, on obtient :

$$\forall u > 0, u(x_0) \leq c(a, b, A, \alpha, x_0, \inf_M u, M, g).$$

Il y a des exemples de solutions de l'équation de la courbure prescrite en dimension 4 avec x_0 point où V est maximum et M compacte sans bord dans le livre d'Aubin.

Quand on prend les notations de YY.Li et L.Zhang : $(M, g) = (B_1(0) \subset \mathbb{R}^4, g)$ et $0 < V \in C^1(B_1(0))$ avec $\nabla V(0) = 0$, on obtient l'estimation a priori dans un voisinage de 0 en supposant le minimum unifromément minoré et aussi :

$$(1) \quad u(0) \leq c(V, B_1(0), g, \inf_{B_1(0)} u),$$

pour toute solution $u > 0$ de l'équation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4 relativement a V avec les conditions precedentes ou $V \in C^{1,\alpha}(B_1(0))$ avec $0 < \alpha \leq 1$, $0 < a \leq V \leq b < +\infty$ et $\|V\|_{C^{1,\alpha}} \leq A$ et $\nabla V(0) = 0$.

$$(2) \quad \forall u > 0, u(0) \leq c(a, b, A, \alpha, \inf_{B_1(0)} u, B_1(0), g).$$

Le resultat precedent est semblable au resultat de G.Tarantello en dimension 2 avec singularité interieure. Ici, on peut prendre par exemple, $V(x) = 1 + \epsilon|x|^{1+\beta}W(x)$ avec $\beta > 0$, $0 < \epsilon \rightarrow 0$

2. Concernant l'exponentielle dans la preuve du résultat ci-dessus. On commence par changer la metrique $d_g \rightarrow d_{\tilde{g}}$, on a un facteur $(1 + \epsilon)$, puis on considere \exp_y , l'exponentielle pour la metrique \tilde{g} , construite a partir d'une carte (Ω, ψ) normale en x_0 pour la metrique \tilde{g} , on passe de $d_{\tilde{g}}$ à $\|\psi \circ \exp\|_{\mathbb{R}^4}$, on a un majorant $(1 + \epsilon)$, puis on utilise le fait que $\frac{d}{dz}[z \rightarrow \exp_{x_0}(z)]|_{z=0} = id_{\mathbb{R}^4}$, c'est à dire que c'est vrai pour la differentielle de $\psi \circ \exp$ et par continuité des differentielle, (en y et z assez petits), on a un majorant $(1 + \epsilon)$, puis on utilise la norme matricielle sup des matrices et on écrit que : $\psi \circ \exp_y(z_1) - \psi \circ \exp_y(z_2) = \int_0^1 \partial_s[\psi \circ \exp_y(s(z_1 - z_2) + z_2)]ds = \int_0^1 [(\partial_z(\psi \circ \exp_y)(s(z_1 - z_2) + z_2)) \cdot (z_1 - z_2)]ds$ et on obtient; $\|\psi \circ \exp_y(z_1) - \psi \circ \exp_y(z_2)\|_{\mathbb{R}^4} \leq (1 + \epsilon)\|z_1 - z_2\|_{\mathbb{R}^4}$, uniformément en y voisin de x_0 et $|z_1| \leq r, |z_2| \leq r, r > 0$ assez petit.

et $W \in C^1$, $0 \in M$, $(M, g) = (\Omega = B_1(0), g)$. Ou bien $V(Q) = 1 + \epsilon[d(Q, P)]^{1+\beta}W(Q)$ avec $\beta > 0$, $0 < \epsilon \rightarrow 0$, $W \in C^1(M)$, $P \in M$. Ici on obtient une inégalité du type :

$$u(0) \leq c(\epsilon, \beta, W, g, \inf_{B_1(0)} u).$$

C'est un résultat semblable a celui de G.Tarantello en dimension 2, elle considere $-\Delta u = |x|^\beta W(x)e^u$, $\beta > 0$ et obtient le resultat suivant : $u(0) + \inf_\Omega u \leq c$.

Ici, en dimension 4, on considere : $V(x) = 1 + \epsilon|x|^{1+\beta}W(x)$ avec $\beta > 0$, $0 < \epsilon \rightarrow 0$ et $W \in C^1$, $0 \in M$, $(M, g) = (\Omega = B_1(0), g)$.

Pour l'équation de Yamabe en dimensions 5 et 6 :

c) En dimension 5, il y a une relation explicite entre $\sup_K u$ et $\inf_M u$.

$$(\sup_K u)^{1/7} \times \inf_M u \leq c,$$

d) En dimension 6, on a une estimation a priori et une relation implicite entre $\sup_K u$ et $\inf_M u$ (inégalité de Harnack implicite). Pour toute solution $u > 0$ de l'équation de Yamabe en dimension 6 :

$$\sup_K u \leq c(K, M, g, \inf_M u).$$

Dans le cas d'une variété compacte sans bord (M, g) de dimension 5 ou 6 et d'invariant de Yamabe $\mu_g > 0$, le probleme ne se pose pas, car Druet, YY.Li et L.Zhang et F.C.Marques prouvent que les solutions sont uniformément bornées, majorées et minorées uniformément par des constantes positives.

Pour l'équation de Yamabe et du type Yamabe en dimension 4, on a l'inégalité :

$$(\sup_K u)^{1/3} \times \inf_M u \leq c,$$

ici, il n'y a pas de condition sur la courbure scalaire, on considere le cas ou les operateurs, conforme $L_g = -\Delta + \frac{1}{6}S_g$ ou $-\Delta + h$ ne sont pas necessairement coercifs. Un exemple du cas non coercif, dans le probleme de Yamabe : le cas negatif et le cas nul sur une variété compacte sans bord, si $S_g \equiv -1$ ou $S_g \equiv 0$, l'operateur conforme est non coercif (la fonction $u \equiv 1$ rend la fonctionnelle de Yamabe negative ou nulle). Dans le cas négatif et sur une variété compacte sans bord, on resout l'équation de la courbure scalaire prescrite avec une courbure prescrite cutoff $-\bar{M} \leq f \leq 0$, $\bar{M} > 0$ avec $f \equiv 0$ dans une boule $B_r(P)$ petite (cas plat et non plat), (ceci est fait dans le livre d'Aubin), puis par un théoreme du livre d'Aubin, il existe un voisinage de f , V_f sur lequel on peut resoudre le probleme de la courbure scalaire prescrite, on se ramene à la boule $B_{r/2}(P)$ au probleme de Yamabe avec $f + c(\bar{M}) = c(\bar{M}) > 0$ et $u > 0$ la solution, avec le fait qu'on se sait pas si l'operateur conforme $L_g = -\Delta + \frac{1}{6}S_g$ est coercif dans $H_0^1(B_{r/2}(P))$. (Si $c(\bar{M}) \rightarrow 0$ quand $\bar{M} \rightarrow +\infty$, on remplace u par $v = u \cdot \sqrt{c(\bar{M})}$, en dimension 4 par exemple, comme on a fait dans certains exemples). Ici, $v > 0$ solution de l'équation de Yamabe en dimension 4 avec le fait qu'on sait pas si l'operateur conforme est coercif.

Concernant l'article : "Some uniform estimates for scalar curvature type equations". En dimension 4, on a en plus de l'estimation a priori, une dependance implicite du $\sup_K u$ en fonction du $\inf_\Omega u$ (inégalité de Harnack implicite) :

$$\sup_K u \leq c(a, b, A, \alpha, K, \Omega, \inf_\Omega u),$$

pour le theoreme 3

et,

$$\sup_K u \leq c(a, V, K, \Omega, \inf_\Omega u).$$

pour le theoreme 4.

Remarque : On a bien une fonction c de l'inf car, pour chaque m on a une constante c_0 majorant de $\sup_K u$ et l'ensemble des majorants est lui meme minoré par $\sup_K u$ et m , c est alors l'inf des majorants de $\sup_K u$, qui est unique. On voit alors que cette correspondance $m \rightarrow c$ est bien une fonction et aussi la correspondance $(a, b, K, \Omega, m) \rightarrow c$ est une fonction. Apres on remplace m par $\inf_\Omega u$ comme on l'a dit ci-dessus. On a bien la correspondance $(a, b, K, \Omega, \inf_\Omega u) \rightarrow c$ est une fonction.

De plus la fonction $m \rightarrow c$ est décroissante en $m > 0$. On a alors, si $\inf_\Omega u \geq m > 0$ (ou $\inf_M u \geq m > 0$, si on considere une variété Riemannienne M), alors $c(a, b, K, \Omega, \inf_\Omega u) \leq c(a, b, K, \Omega, m) < +\infty$, ou $(c(a, b, K, M, \inf_M u) \leq c(a, b, K, M, m)$, si on est sur une variété Riemannienne M), on obtient alors l'estimation a priori lorsque l'inf est uniformement minoré. Comme toute fonction derivable est continue sauf sur un ensemble denombrable de points, on a des ensembles ou la fonction $m \rightarrow c$ est continue.

6. CONSEQUENCE DU RESULTAT D'UNICITÉ ET DE RIGIDITÉ : UNE INÉGALITÉ DE SOBOLEV ET UNE INÉGALITÉ D'INTERPOLATION

Soit (M, g) une variété Riemannienne compacte sans bord de dimension $n \geq 4$ et de courbure scalaire $S_g > 0$ partout sur M et orientable. Dans le livre d'Aubin, pour $\epsilon > 0$ assez petit $\epsilon < S_g$, l'equation $4\frac{n-1}{n-2}\Delta u + \epsilon u = u^{N-1}$, $u > 0$ a une solution et le resultat d'unicité dit que cette solution est unique. (Voir dans le livre d'Aubin, la fonctionnelle associée à cette equation possede un infimum atteint par cette solution unique). On obtient (voir aussi l'article de L. Veron et J.R. Licois et l'article sur Hal de J. Dolbeault, Esteban, Loss), une inégalité d'interpolation et une inégalité de Sobolev :

$\exists \epsilon_0 = \epsilon_0(n, M, g) > 0$, tel que pour $0 < \epsilon < \epsilon_0$ on ait :

$$\inf_{u \in H^1(M) - \{0\}} \frac{4\frac{n-1}{n-2} \int_M |\nabla u|^2 dV_g + \epsilon \int_M u^2 dV_g}{\left(\int_M |u|^N dV_g\right)^{2/N}} = \epsilon (\text{vol}(M))^{2/n},$$

On a alors, pour tout $u \in H^1(M)$, on a :

$$4\frac{n-1}{n-2} \int_M |\nabla u|^2 dV_g \geq \epsilon \left(\left(\int_M |u|^N dV_g \right)^{2/N} (\text{vol}(M))^{2/n} - \int_M u^2 dV_g \right),$$

ou encore,

$$\forall u \in H^1(M), 4\frac{n-1}{n-2} \|\nabla u\|_2^2 \geq \epsilon \left((\text{vol}(M))^{2/n} \|u\|_{2^*}^2 - \|u\|_2^2 \right) \geq 0.$$

avec $2^* = N = \frac{2n}{n-2}$ pour $n \geq 4$.

Finalement : il existe $C = C(n, M, g) > 0$ telle que :

$$\forall u \in H^1(M), \|\nabla u\|_2^2 \geq C \left((\text{vol}(M))^{2/n} \|u\|_{2^*}^2 - \|u\|_2^2 \right) \geq 0,$$

avec, $n \geq 4$ et $2^* = N = \frac{2n}{n-2}$.

RÉFÉRENCES

- [1] Bahoura.S.S. Estimations uniformes pour l'equation de Yamabe en dimensions 5 et 6. J. Funct. Anal. 242 (2007), no. 2, 550-562.
- [2] Bahoura.S.S. Harnack inequalities for Yamabe type equations. Bull. Sci. Math. 133 (2009), no. 8, 875-892
- [3] Bahoura.S.S. sup \times inf inequality on manifold of dimension 3. Math. Aeterna, 1 (01) (2011), pp. 13-26
- [4] Bahoura.S.S. A uniform estimate for scalar curvature equation on manifolds of dimension 4. J. Math. Anal. Appl. 388 (2012), no. 1, 386-392
- [5] Bahoura.S.S. An estimate on Riemannian manifolds of dimension 4. Analysis in Theory and Applications. No 32, 3, (2016) pp 272-282.
- [6] Bahoura.S.S. Some uniform estimates for scalar curvature type equations. Pacific. J. Math, vol 301, no 1, 2019, pp 55-65.
- [7] Druet.O. Compactness for Yamabe metrics in low dimensions. Int. Math. Res. Not. 23, 1143-1191 (2004)

- [8] Li.YY, Zhang.L. Compactness of solutions to the Yamabe problem. II, Calculus of Variations and PDEs 24 (2005), 185-237.
- [9] F.C.Marques. A priori estimates for the Yamabe problem in the non-locally conformally flat case. J. Diff. Geom. 71(2), pp 315-346, 2005.
- [10] G.Tarantello. A Harnack Inequality for Liouville-type Equations with Singular Sources. Indiana University Mathematics Journal. 54, no 2 (2005) 599-615.

7. QUELQUES REMARQUES :

Equation de la courbure scalaire prescrite (et du type Yamabe) en dimension 4 et champs de Yang-Mills :

a) exemple : 1-si on note SW la variété hyperbolique sans bord et orientable de dimension 3, de Seifert-Weber, alors $SW \times S_1$ est une variété loc.conf.plate de courbure scalaire constante stric.negative de dimension 4, elle est lié aux champs de Yang-Mills. 2- En dimension 4, aussi on considere, la variété de Davis ou le produit de deux surfaces de courbure sectionelle non opposées et de courbure scalaire constante stric.negative (donc, non-loc-conf.plate $S_{-1} \times S_{-1}$ avec S_{-1} une surface de courbure scalaire constante < 0 , $S_{-1} \times S_{-1}$ est d'Einstein), on obtient une variété Riemannienne lié aux champs de Yang-Mills. On peut considerer sur ses variétés l'Equation de la courbure scalaire prescrite (dimension 4).

Dans le cas positif, on peut prendre $S_4, S_2 \times S_2, S_3 \times S_1$.

b) En physique (description de la force nucléaire responsable de la cohesion des protons-neutrons dans le noyau) le cas le plus important est porté aux variétés de dimension 4 avec une metrique Riemannienne ou Lorentzienne.

c) Regarder l'article de, Andrzej Derdzinski, dont le titre est : "Riemannian manifolds with harmonic curvature", il y a la fonctionnelle de Yang-Mills et pour lui la derivée du tenseur de courbure donne les points critiques de la fonctionnelle de Yang-Mills. En fait il s'agit de la variété, de la metrique et de la connection. C'est la courbure de Riemann qui est un champ de Yang-Mills.

d) Pour ce qui est des champs de Yang-Mills en dimension 4 et la théorie de Seiberg-Witten, apparait la fonctionelle de Yamabe et l'invariant de Yamabe et la courbure scalaire et les metriques conformes, dans des articles de M.Gursky par exemple en dimension 4 :

Si on prend une variété Riemannienne compacte sans bord (M^4, g) , de dimension 4 avec champ de Yang-Mills, cela veut dire que le tenseur de Riemann, $Riem = F_{\nabla}$ est un champ de Yang-Mills. Comme la courbure scalaire S_g se déduit du tenseur de Riemann (elle est liée au tenseur de Riemann), alors, S_g est un objet de la physique et l'Equation de la courbure scalaire prescrite, en dimension 4, sur les variétés de Yang-Mills, est liée à la physique puisqu'elle contient S_g . De meme pour la metrique conforme, qui est liée à g , la metrique Riemannienne g est appelé en dimension 4 un instanton.

La théorie de Yang-Mills existe sur des variétés non-compactes ou completes. (non compact, or complete Manifolds with harmonic curvature). Voir Taubes et les articles de Gabor Etesi et Yawei Chu. Exemples : variétés d'Einstein (Einstein manifolds) $n \geq 3$ et les variétés loc.conf.plates de courbure scalaire constante (pour $n \geq 4$, en particulier pour $n = 4$) ou Ricci parallel, en particulier les variétés de courbure sectionelle constante.

Du point de vue de la physique, en dimension 4, on peut considerer les champs de Yang-Mills sur une variété compacte ou complete ou non compacte et localement on a une notion de champs de Yang-Mills. On peut considerer au depart la variété et puis on regarde ce qui se passe localement, on a encore des champs de Yang-Mills. Puis, on regarde ce qui se passe globalement ou localement (mesures, observation, à partir des données et du champs de Yang-Mills).

Comme pour l'equation de Schrodinger : La donnée est la courbure scalaire prescrite V (elle est prescrite, pulsion ou signal ou potentiel), la solution u est une "fonction d'onde" qui lie V à S_g , S_g est un "champ scalaire de Yang-Mills". L'equation de la courbure scalaire prescrite en dimension 4 et sur une variété de Yang-Mills de dimension 4 est un objet de la physique.

Aussi, c'est ecrit dans l'article de T.H. Parker (Gauge Theories on four dimensional Riemannian manifold, Comm.Math.Physics, 1982), si on considere un terme ("potentiel de Higgs") du type $P(u) = au^4 + mu^2$ avec $u > 0$ la solution et a, m deux fonctions réelles avec $m \leq 0$

possible, l'équation bosonique dans un champs de Yang-Mills devient du type Yamabe (ou de type courbure scalaire prescrite). ($\Delta_g u + (\frac{s_g}{6} + 2m)u = -4au^3$, avec $\Delta_g = -\nabla^i \nabla_i$, s_g la courbure scalaire). On conclut, voir l'article de T.H. Parker (dans un champ de Yang-Mills, l'équation bosonique, induit (avec le fait qu'on a un champ de Yang-Mills, les lagrangiens s'annulent et la dérivée par rapport à la connexion est nulle), que le résidu est nul et constitue une solution de couplage des champs).(le lagrangien Yang-Mills bosonique, $Y = B_1 + B_2$ avec B_1 la fonctionnelle de Yang-Mills et B_2 la lagrangien bosonique, la loi de la particule : $\dot{Y} = dY = 0 = dB_1 + dB_2 = 0$, si on se place dans un champ de Yang-Mills, alors, $dB_1 = 0$, ce qui implique que $dB_2 = 0$, si de plus, $u > 0$ est solution de l'équation bosonique (cela veut dire que $\frac{\partial B_2}{\partial u} = 0$), ceci implique que $\frac{\partial B_2}{\partial \nabla} = 0$ et le résidu est nul : $\Sigma < \nabla_j u | \rho(e_i) u > = 0$ et donc, les deux equations du systeme de couplage sont vérifiées. Donc l'équation bosonique (du type courbure prescrite) dans un champ de Yang-Mills suffit à déterminer le systeme. Ces deux conditions, champs de Yang-Mills et equation bosonique constituent une solution particuliere du systeme.(En partant de la formulation de Yang-Mills bosonique, $\dot{Y} = dY = 0$. Donc, dans la formulation de Yang-Mills bosonique, l'Eq de la courbure scalaire prescrite ou du type courbure scalaire prescrite et le champ de Yang-Mills realisent un systeme physique.) On a aussi, l'équation de la courbure scalaire prescrite ou de type courbure scalaire prescrite y apparait (dans la formulation de Yang-Mills bosonique, $\dot{Y} = dY = 0$), c'est une equation de la physique.)

(On a : $Y = B_1 + B_2$, donc : $dY = dB_1 + dB_2 = dB_1 + dB_{21} + dB_{22}$, donc : Eq de la courbure scalaire prescrite ou du type courbure scalaire prescrite (Eq bosonique)+Yang-Mills : $\Rightarrow dB_{22} = dB_1 = 0 \Rightarrow dB_{21} = dY$ et dans la formulation de Yang-Mills bosonique : $\dot{Y} = dY = 0$, donc : $dB_{21} = dY = 0$.)

On peut aussi considerer chaque lagrangien seul dans n'importe quelle formulation, par exemple ici, celui de Yang-Mills seul et celui bosonique seul (On peut considerer le lagrangien bosonique et choisir une connexion particuliere de Yang-Mills. dynamique du boson de Higgs dans un champs de Yang-Mills ou variété de Yang-Mills). Ici (dans l'article de Parker, T.H) on a le lagrangien de Yang-Mills bosonique, l'Eq de la courbure scalaire prescrite ou du type courbure scalaire prescrite y apparait, c'est l'Eq bosonique dans un systeme de Yang-Mills bosonique.

En dimension 2 : equation de Liouville :

a) Equation de la courbure scalaire prescrite sur la sphere de dimension 2 (vortex equation) ou un ouvert de \mathbb{R}^2 (vortex equation) ou surface de dimension 2 (vortex equation). Mean-Field-equation.

b) Voir les articles de Crandall-Rabinowitz, De Figueiredo-Lions-Nussbaum, Chen-Li, pour la provenence de ses equations : Géometrie (courbure de Gauss), Gazo, combustion, astronomie et astrophysique.

c) En dimension 2, aussi, c'est un cas particulier des champs de Yang-Mills, la theorie de Glashow-Weinberg-Salam, modelise les interactions (faibles) electromagnetiques des particules. C'est la theorie de jauge (theorie de champs) avec un groupe de jauge (groupe de symetries locales) $U(1) \times SU(2)$

voir le livre de G. Tarantello Self-dual Gauge theories.

d) L'équation de Liouville ou de type Liouville apparait aussi dans le phénomène de "cordes cosmiques", un objet de l'univers "cosmic strings" et à ne pas confondre avec la theorie des cordes. Voir l'article de J. Spruck et Yisong Yang (cosmic strings).(On prend une metrique Lorentzienne $ds^2 = -dt^2 + dz^2 + g_{ij} dx^i dx^j$, la metrique g_{ij} est definie sur une surface, M de dimension 2 et apres on peut choisir g_{ij} conforme a une autre metrique, par exemple $g_{ij} = e^u \delta_{ij}$ et on choisit le champ particulier). C'est là, par exemple l'idée générale.

e) En dimension 2 : c'est aussi, la theorie des champs de Liouville en dimension 2. Qui a été étudiée pour des surfaces à courbure négative et plus récemment sur la sphere de dimension 2. (LCFT, Liouville conformal field theory, on peut mettre la théorie de Liouville avec de la gravité 3D (2+1), la theorie de Liouville est une théorie des champs ou des cordes particulière, l'action ou le lagrangien dans la theorie de Liouville donne l'Eq de Liouville ou de courbure scalaire prescrite en dimension 2).

f) Il y a aussi la théorie de Chern-Simons ou l'Eq de Liouville avec singularités apparait, formulation (2+1) dans un espace de Minkowski. Voir l'article de C.C.Chen-C.S.Lin-G.Wang :

Concentration phenomena of two vortex solutions in Chern-Simons model, Ann. Scuola. Nor. Sup. Pisa.2004.

g) Dans la théorie de Liouville, le lagrangien, l'équation de mouvement de la corde ou des particules est une généralisation de l'équation de Liouville ou équation de Gauss ou de courbure de Gauss. En dimension 2, les courbures scalaire, de Ricci, de Gauss ou sectionnelle sont identiques, c'est la 'courbure' (valeur) moyenne (médiane), d'où le terme, champs moyen.

De même ici, du point de vue de la physique, de la chimie, astronomie ou la physique quantique, en dimension $n = 2$, on peut considérer des sources, des champs sur un ouvert de \mathbb{R}^2 ou une surface compacte ou complète ou non compacte et localement on a une notion de champs local. On peut considérer au départ l'ouvert ou la surface et puis on regarde ce qui se passe localement, on a encore des champs. Puis, on regarde ce qui se passe globalement ou localement (mesures, observation, à partir des données et du champs ou des paramètres).

Ici aussi, comme pour l'équation de Schrodinger : La donnée est la fonction V , (V est la source ou pulsion ou le signal ou le potentiel), la solution u est une "fonction d'onde" ou émission, qui lie V à la donnée de départ, par exemple S_g (dans le cas d'un ouvert $S_g = 0$, $g = \delta$ métrique euclidienne), S_g est un "champ scalaire". Il se peut que ce ne soit pas S_g comme pour l'opérateur $\Delta + \epsilon(x_1\partial_1 + x_2\partial_2)$, $\Delta = \partial_{11} + \partial_{22}$.

En dimension $n \geq 3$: Relativité générale ($n = 3$) et Cosmologie quantique ($n \geq 3$) :

Cette idée de partir d'un espace Lorentzien $n + 1$ et de choisir une métrique conforme, sur la variété M , en partant de l'espace temps $M \times (0, \delta)$, se généralise aux dimensions supérieures. (Il y a la correspondance, ADS-CFT (Anti-de-Sitter, Conformal field theory) proposée par Juan Maldacena ($\Lambda < 0$, constante cosmologique strictement négative dans l'équation d'Einstein). Les équations d'Einstein classiques et quand la dimension $n \geq 3$ c'est la "quantum-cosmology qui correspond au cas $\Lambda = 0$, équation d'Einstein du début, (1915)). On a $ds^2 = -dt^2 + g_{ij}dx^i dx^j$ avec $g_{ij} = u^{4/(n-2)}g_0$, une métrique conforme à celle de départ g_0 sur M .

L'idée générale est la suivante : (On part de la formulation Lorentzienne ($n + 1$), $M \times (0, \delta)$, d'Einstein en relativité générale et on introduit sur la variable espace des métriques conformes dans la fonctionnelle du champ (ici au lieu de la fonctionnelle du champ comme dans la théorie de Yang-Mills, on a l'équation d'Einstein), on a des champs particuliers liés au changement de métriques conformes, tout cela dans le but d'étudier les interactions des particules et des astres (gravitation due à la courbure de l'espace temps ou à la formulation en $n + 1$ et les ondes qui sont les effets de la gravitation ou des champs, en particulier gravitationnel, un autre champ est le champ T d'énergie-impulsion, peut être vu comme une donnée, l'interaction est écrite dans l'équation d'Einstein ci-dessous, gravitation, $Ricci^\gamma$, R^γ , et les données ou un autre champ, est le tenseur T). C'est l'adaptation à ($n + 1$) de la théorie d'Einstein, en relativité générale, qui est en ($3 + 1$). L'espace Anti-de-Sitter est une solution particulière des équations d'Einstein, comme l'espace de Minkowski ou la métrique de Schwarzschild, l'inconnu ici est un espace Lorentzien (V, γ) de métrique Lorentzienne γ , qui vérifie l'équation d'Einstein $Ricci^\gamma - \frac{1}{2}R^\gamma\gamma = T$, avec $Ricci^\gamma$, R^γ , T respectivement le tenseur de Ricci et la courbure scalaire et le tenseur d'énergie-impulsion. Dans certains cas, cela revient à résoudre ce qu'on appelle le problème de Cauchy en relativité. par exemple $T = 0 \Rightarrow Ricci^\gamma = 0$. Un autre cas particulier, on en parle ci-dessus, est de trouver des solutions du type $V = M \times (0, \delta)$ et $\gamma = -dt^2 + g_{ij}dx^i dx^j$ avec $g = u^{4/(n-2)}g_0$. Résoudre les équations des contraintes pour (V, γ) particuliers avec la méthode conforme de Lichnerowicz. On prend $V = M \times (0, \delta)$ avec $\gamma = -dt^2 + g_{ij}dx^i dx^j$, on transforme les équations d'Einstein en 2 équations des contraintes (Problème de Cauchy, par les relations Gauss-Codazzi), puis on prend $g = u^{4/(n-2)}g_0$ sur M , on transforme les 2 équations des contraintes en un système de deux équations elliptiques. Einstein scalar field Lichnerowicz equations. Voir, Hebey, Pollack, Pacard, Choquet-Bruhat, Bartnik.)

Remarque : Pour ce qui est de la théorie de Yang-Mills, on s'intéresse à une fonctionnelle du champ, on peut se ramener à la dimension 2 et utiliser la méthode conforme comme dans Spruck-Yisong (cosmic-strings) ou d'autres théories avec fonctionnelle de champs sur une variété Lorentzienne de dimension 4. ($ds^2 = -dt^2 + dz^2 + g_{ij}dx^i dx^j$) (exemple, Glashow-Weinberg-Salam, combine fonctionnelle de Yang-Mills et théorie conforme en 2 dimensions). Ici dans ADS-CFT ($\Lambda < 0$ ou bien $\Lambda = 0$ et on retrouve les équations d'Einstein classiques avec $n = 3$ pour la relativité générale et $n \geq 3$ pour la cosmologie quantique ou "quantum cosmology"), on remplace la fonctionnelle par l'équation d'Einstein. De même, ici, dans la relativité générale

($n = 3$) et pour la cosmologie quantique ou "quantum cosmology" ($n \geq 3$), on remplace la fonctionnelle par l'équation d'Einstein.

a) il y a une application et réalisation en physique, en $(3 + 1)$ et $(4 + 1)$ et $(5 + 1)$ et $(6 + 1)$ de la correspondance de ADS-CFT, de Juan Maldacena (on voit bien le problème du bon espace-temps). Et aussi $(2 + 1)$ (LCFT, Liouville conformal field theory).

La correspondance ADS-CFT correspond à l'équation d'Einstein avec une constante cosmologique $\Lambda < 0$ (Anti-de-Sitter) : $Ricci^\gamma - \frac{1}{2}R^\gamma g + \Lambda g = T = 0$. Si $\Lambda = 0$, on retrouve l'équation d'Einstein (1915) écrite plus haut, et les théories en question sont : $n = 3$, la relativité générale et $n \geq 3$ la cosmologie quantique ou "quantum cosmology".

Il y a des auteurs qui font référence à la correspondance ADS-CFT, qui essaie de trouver le bon espace-temps avec $\Lambda < 0$. Dans la théorie classique d'Einstein ($\Lambda = 0$), c'est la "quantum cosmology", trouver le bon espace-temps pour $n \geq 3$.

b) Pour ce qui est des équations d'Einstein et méthode conforme : ($n \geq 3$ ("quantum-cosmology") et $n = 3$ qui correspond à la théorie de la relativité générale :) Voir les articles de Choquet-Bruhat-Isenberg-Pollack, dans general relativity and quantum cosmology. Cosmologie quantique pour $n \geq 3$. (il y a des auteurs qui font référence à la correspondance ADS-CFT, qui essaie de trouver le bon espace-temps pour $n \geq 3$ avec $\Lambda < 0$. Ici, on a la théorie classique d'Einstein ($n = 3$ relativité générale et "quantum cosmology" pour $n \geq 3$ avec $\Lambda = 0$)).

(Equation d'Einstein classique : $\Lambda = 0$, (1915) cosmologie). Voir le monographe de : E. Hebey, D. Pollack, F. Pacard, Y. Choquet-Bruhat, R. Bartnik : dans la théorie des champs de Klein-Gordon massive le potentiel $V(\Psi) = \frac{1}{2}m^2\Psi^2$. (les données $(\Psi, \sigma, \tau, \pi)$ peuvent être choisies librement ainsi que la métrique g_0 et la variété).

Voir aussi les articles de Choquet-Bruhat-Isenberg-Pollack, la variété Riemannienne (M, g_0) peut être compacte sans bord ou non compacte. Voir aussi la Thèse de C. Valcu.

c) On part des équations de contraintes qui dérivent des équations d'Einstein et qui sont obtenues par les équations de Gauss-Codazzi (on contracte le tenseur de Riemann dans les équations de Gauss-Codazzi pour avoir le tenseur de Ricci). On contracte le tenseur de Ricci pour faire apparaître la courbure scalaire et on sépare les termes en variables temporelles et spatiales. Puis on utilise une métrique conforme.

d) Inversement, dès qu'on a une solution des équations de contraintes avec champ scalaire, il existe une solution des équations d'Einstein, un espace-temps maximal unique avec une métrique Lorentzienne, d'après Choquet-Bruhat et Choquet-Bruhat-Geroch. C'est ce qu'on appelle le formalisme de Choquet-Bruhat-Geroch-Lichnerowicz. (Il existe un espace temps (L, γ) 'maximal' et unique à isométrie près avec γ Lorentzienne, et un plongement $i : M \rightarrow L$, tel que $i^*(\gamma) = g$, (L, γ) 'prolonge' (M, g) et les autres paramètres, comme le champ scalaire par exemple. À l'instant $t = 0$ on a (M, g) et la fonction d'onde $u > 0$, $g = u^{4/(n-2)}g_0$ et localement $L = (-t_0, t_0) \times M$). L'espace (M, g) est la déformation de l'espace temps (L, γ) à l'instant $t = 0$ ou bien dynamique des particules à l'instant $t = 0$. Voir le print de B. Premoselli et l'article de A. Carlotto (The general relativistic constraints equations).

Pour chaque solution des équations des contraintes on a une solution des équations d'Einstein, on a une multitude d'univers ou plusieurs espace-temps. La multitude d'espace-temps, modélise aussi la multitude d'états quantiques, en particulier c'est la combinaison entre la gravité et les différents champs dont le champ électromagnétique et d'autres champs : Yang-Mills, Klein-Gordon, fluides, etc. Cela veut dire que du point de vue mathématique on a plusieurs espace-temps alors que, du point de vue de la physique, il y a plusieurs états quantiques ou plusieurs fonctions d'ondes à l'instant $t = 0$, dans le même espace ou variété M avec des propriétés concernant les fonctions d'ondes ou états quantiques (Plusieurs ondes au même instant qui sont dans un espace commun, et, différents au même temps). Ceci est un modèle mathématique pour expliquer l'existence de plusieurs états quantiques ou fonctions d'ondes, qui sont à la fois différents, dans plusieurs espaces différents, et dans un même espace au même temps : $(M, g_0, \psi, \sigma, \tau, \pi)$, modèle de base commun à tous les espaces, qui est lui-même un 'univers' de 'paramètres'. Phénomène physique \leftrightarrow Propriété mathématique : i) Etat quantique \leftrightarrow fonction d'onde $u > 0$, et, ii) extra-dimensions ou dimensions supplémentaires \leftrightarrow propriété des fonctions d'ondes : $\sup u = f(\inf u)$, (notions d'enroulement, de torsion et les valeurs (\sup, \inf)).

Dans un article de Choquet-Bruhat (1968), on ne peut pas avoir existence globale d'un espace temps car d'après Penrose et Hawking, les Eq de la relativité d'Einstein développent des singularités. Mais on a existence locale d'un espace temps $(-t_0, t_0) \times M, t_0 > 0$ et unicité locale et globale.

Théorie de la gravitation quantique : du type Kaluza-Klein. La théorie de Kaluza-Klein c'est en $(4 + 1)$ comme espace-temps avec une dimension cachée. Les théories du 'type' Kaluza-Klein, c'est en $(5 + 1), (6 + 1), (n + 1), n = 9, 10$ ou $(n + 1), n \geq 3$ avec plusieurs dimensions cachées.

Pour ce qui est des solutions des Equations d'Einstein par la méthode conforme de Lichnerowicz-Choquet-Bruhat-York : on a :

i) Si on prend $\Psi = 0, \tau \equiv \text{constante} \neq 0, \sigma = \pi = 0$, alors $W = 0$ est une solution et $u > 0$ est solution de l'équation de Yamabe (dans "le cas négatif", la variété n'est pas nécessairement, compacte sans bord).

ii) Si on prend $\Psi \equiv \text{constante} \neq 0, \tau = 0, \sigma = \pi = 0$, alors $W = 0$ est une solution et $u > 0$ est solution de l'équation de Yamabe (dans "le cas positif", la variété n'est pas nécessairement, compacte sans bord).

iii) Si on prend $\Psi \neq \text{constante}, \sigma = \pi = 0$ et $\tau = 0$ alors $W = 0$ est une solution et $u > 0$ est solution de l'équation du type courbure scalaire prescrite avec $h = S_{g_0} - |\nabla\Psi|_{g_0}^2 \leq S_{g_0}$ (dans "le cas positif", la variété n'est pas nécessairement, compacte sans bord).

De meme ici, du point de vue de la physique, de l'astronomie ou de la cosmologie ou de la cosmologie quantique, en dimension $n = 3$ ou $n \geq 3$, on peut considerer les champs sur une variété compacte ou complete ou non compacte et localement on a une notion de champs local. On peut considerer au depart la variété et puis on regarde ce qui se passe localement, on a encore des champs. Puis, on regarde ce qui se passe globalement ou localement (mesures, observation, à partir des données et du champs ou des parametres, comme $(\Psi, \sigma, \tau, \pi)$ et (M, g_0)).

Ici aussi, comme pour l'équation de Schrodinger : La donnée est la fonction V (du type courbure scalaire prescrite) qui peut etre constante (Yamabe), (V est prescrite (ou Yamabe, $V \equiv \text{constante}$)), on peut prendre $V = \frac{1}{2}m^2\Psi^2$, V est la pulsion ou le signal ou le potentiel), la solution u est une "fonction d'onde" qui lie V à S_{g_0} ou $S_{g_0} - |\nabla\Psi|_{g_0}^2, S_{g_0}$ est un "champ scalaire".

En dimension $n \geq 3$: résultat d'unicité et de rigidité : en Biologie Mathématique :

Interpretation en Biologie Mathématique : la Chimiotaxie (Chemotaxis en anglais), est l'étude du mouvement de certaines cellules (les amibes, amoebae en anglais) dans leur environnement, mouvement dû à la liberation de substances chimiques par les amibes. les amibes se deplacent vers les endroits ou la concentration de cette substance chimique est la plus grande et s'agregent, forment des agregats. L'interpretation biologique du resultat d'unicité est que les amibes ne peuvent pas former d'agregats (ne se concentrent pas, un ou plusieurs points de concentrations) quand on a une solution unique et constante au systeme de Keller-Segel. Voir l'article de Lin-Ni-Takagi. Le systeme de Keller-Segel peut se reduire à l'étude d'une seule equation, voir l'article de Lin-Ni-Takagi, Journal of Diff. Equations, 1988. Cette formulation existe sur les variétés compactes sans bord de dimension $n \geq 3$, voir T. Hillen et K.Painter.

Remarque sur les inégalités du type Harnack sup inf : La théorie des cordes (string theory) unifie les théories de Jauge (des champs), des champs conformes, (théorie des champs de Liouville, théorie des cordes particulière, il est possible de melanger avec de la gravité, 3D, (2+1), dans la théorie de Liouville on considere l'action de Liouville ou lagrangien donnant l'Eq de Liouville), de Yang-Mills, et la gravitation quantique (Kaluza-Klein, $n + 1, n = 3, 4, 5, 6, 9, 10$ ou plus générale $n \geq 3$). Les inégalités du type Harnack apparaissent dans ces trois théories, on peut considerer alors que cette notion est une notion de la théorie des cordes. Corde qui est un 'fil' ou un ensemble de particules.

Formulation d'Einstein + champs extérieurs (tenseur T) : $Ricci^\gamma - \frac{R^\gamma}{2}\gamma = T$, avec un choix particulier de $\gamma = -dt^2 + g_{ij}dx^i dx^j$ et $g = e^u g_0$ (dimension 2, Equation de Liouville) ou $g = u^{4/(n-2)} g_0$ (dimensions $n \geq 3$, relativité generale et Kaluza-Klein), conforme. C'est écrit dans le print de Choquet-Bruhat-Isenberg-York avec différents type de champs extérieurs T , Yang-Mills en dimension 3 ou Klein-Gordon en dimension $n \geq 3$.

Remarque 2 : Il y a aussi les D-branes en dimension 2, cordes ouvertes avec condition de Dirichlet.(fait reference a l'equation du type Liouville (equation de mouvement des particules ou de la corde) avec condition de Dirichlet). Pour la theorie conforme des champs de Liouville.

Remarque 3 : En ce qui concerne l'existence de dimensions supplementaires (extra-dimensions) dans les theories du type Kaluza-Klein : ceci est lie a l'existence d'une nouvelle particule qui est l'axion qui se deplace dans ces dimensions cachees, on peut les detecter ou savoir comment les eliminer avec des outils, des telescopes, voir les articles ou preprint de Horvat, Krcmar, Lakic. Il y a le telescope du CERN, et aussi d'autres appareils, pour essayer de detecter ou eliminer ces particules que sont les axions. C'est dit dans le print de Horvat, Krcmar, Lakic, les dimensions supplementaires $(5 + 1)$, $(6 + 1)$ sont lies a l'astrophysique, elles ont des realisations. Quant à $(4 + 1)$, c'est Kaluza-Klein.

Voir le print de Collion-Vaugon sur l'idée du procede de reduction dimensionnelle et qui est un exemple.(Dans leur exemple ils prennent le cercle S_1 qui est explicite, donc, la variete peut etre explicite aussi, S^3 ou d'autres varietes sur les quelles le cercle peut agir. Dans le cas general d'une variete non explicite, un fibré principal naturel est le fibré des reperes).

RÉFÉRENCES

- [1] Carlotto.A. The general relativistic constraints equations. Living reviews in Relativity. 24, 2, 2021. Springer.
- [2] Chen.C.C. Lin.C.S. Wang.G. Concentration Phenomena of two Vortex Solutions in a Chern-Simons Model. Ann. Scuola.Norm.Sup.Pisa.Cl.Sci.(5) Vol 3, (2004), pp 367-397.
- [3] Choquet-Bruhat.Y. Théorème global d'unicité pour les solutions des equations d'Einstein. Bulletin de la S.M.F. tome 96, 1968, 181-192.
- [4] Choquet-Bruhat.Y, Isenberg.J, Pollack.D. The Einstein-scalar field constraints on asymptotically Euclidean manifolds. arXiv :gr-qc/0506101.
- [5] Choquet-Bruhat.Y, Isenberg.J, Pollack.D. The constraint equations for the Einstein-scalar field system on compact manifolds. arXiv :gr-qc/0610045.
- [6] Choquet-Bruhat.Yvonne, Isenberg.James, York.James. W. Einstein Constraints on Asymptotically Euclidean Manifolds. arXiv :gr-qc/9906095.
- [7] Choquet-Bruhat.Y, Geroch.R. Global aspects of the Cauchy problem in general relativity, Comm. Math. Phys. 14 (1969), no. 4, 329-33.
- [8] Collion.S, Vaugon.M. A new approach to Kaluza-Klein Theory. arXiv :1709.04172v3.
- [9] Fourès-Bruhat.Y. Théorème d'existence pour certains systèmes d'équations aux dérivées partielles non linéaires, Acta Math. 88 (1952), 141-225.
- [10] Horvat.R, Krcmar.M, Lakic.B. Recent searches for solar axions and large extra dimensions. arXiv :hep-ph/0112224.
- [11] Horvat.R, Krcmar.M, Lakic.B. CERN Axion Solar Telescope as a probe of large extra dimensions. arXiv :astro-ph/0312030.
- [12] Hillen.T, Painter.K. Global existence for a parabolic chemotaxis model with prevention of overcrowding. Adv. Appl. Math. 26, 280-301, 2001.
- [13] Keller. E. F, Segel, L.A. Initiation of slime mold aggregation viewed as an instability.J. Theoret. Biol., 26 (1970), pp. 399-415.
- [14] Lin. C.S, Ni. W.M, Takagi.I Large amplitude stationary solutions to a chemotaxis system. Journ. Diff. Equations, volume 72, no 1, 1988, pp 1-27.
- [15] Parker. T.H. Gauge theories on four dimensional Riemannian manifolds. Comm. Math. Phys. 85, 563-602, 1982.
- [16] Premoselli.B. Stability and instability of the Einstein-Lichnerowicz constraint system. arXiv :1502.04233v1

EQUIPED' ANALYSE COMPLEXE ET GEOMETRIE, UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE, 75005, PARIS, FRANCE.
Email address: samybahoura@yahoo.fr, samybahoura@gmail.com