Chapitre 5

Les singularités topologiques au sein du réseau cosmologique

L'équation de Newton peut aussi être séparée de manière différente en *deux équations partielles de Newton* qui permettent d'une part de calculer *les champs de distorsion élastique* associés aux singularités topologiques contenues dans le réseau, et d'autre part de calculer *les perturbations de l'expansion volumique* associées aux énergies élastiques de distorsion de ces singularités topologiques. En se servant de la première équation partielle de Newton, on peut alors décrire les champs et énergies de distorsion élastique des singularités topologiques au sein d'un réseau cosmologique. Il est ainsi possible de trouver des conditions sur les modules élastiques de ce réseau telles qu'il est possible d'attribuer de manière tout à fait classique une *masse d'inertie* aux singularités topologiques, qui satisfait *toujours* la fameuse *«formule d'Einstein»* $E_0 = M_0 c^2$.

Séparabilité de l'équation de Newton en trois équations partielles en présence d'une singularité topologique

Supposons l'existence d'une singularité localisée de charges de dislocation de forme sphérique, tubulaire ou membranaire, contenant des densités de charges $\vec{\lambda}_i$, $\vec{\lambda}$ et/ou λ, et supposons qu'on puisse négliger l'anélasticité et l'auto-diffusion dans le réseau, en posant les hypothèses que $\vec{\alpha}_i^{\,an} = \vec{\omega}^{an} = 0$ et que $dC_I / dt = dC_L / dt = 0$. La présence d'une singularité localisée de charges de dislocation peut être introduite dans cette équation en considérant que les champs régnant dans le réseau sont de trois natures différentes: les champs élastiques dus aux charges de la singularité, qui seront indicés *(ch)*, les champs indépendants de la singularité au sein du réseau, qui sont dus par exemple aux autres singularités, et qui seront indicés *(ext)*, le champ de fond τ_0 de l'expansion volumique du réseau et finalement un *champ de perturbation* $\tau^{(p)}$ *de l'expansion volumique dû à l'énergie de distorsion* F_{dist} *stockée dans le réseau par les champs élastiques* de la singularité considérée. Ces champs représentés dans la figure 5.1 peuvent être introduits dans l'équation de Newton, qui peut être développée en regroupant judicieusement les différents termes, et on constate que l'équation de newton est en fait composée de trois équations couplées qui gèrent les différents champs régnant dans le réseau, et que nous avons reportées dans la figure 5.1.

La troisième équation partielle de Newton traite des *champs externes à la singularité* associés à la vitesse $\vec{\phi}^{ext}$. Mais cette équation de Newton n'est en fait pas parfaitement indépendante des autres champs, de par la présence de $n = n_0 \exp\left[-\left(\tau_0 + \tau^{ch} + \tau^{ext} + \tau^{(p)}\right)\right]$ dans l'expression de la quantité de mouvement associée à $\vec{\phi}^{ext}$. On peut supposer, pour simplifier le problème du traitement des champs propres à la singularité, que le champ externe τ^{ext} peut être considéré comme constant, c'est-à-dire que $\vec{\phi}^{ext} = 0$ et $\tau^{ext} = \tau^{ext}(\vec{r})$, auquel cas l'équation mise sous sa forme statique devient parfaitement indépendante des champs τ^{ch} et $\tau^{(p)}$.

Quant aux champs $\vec{\omega}^{ch}$, τ^{ch} et $\tau^{(p)}$, qui sont associés à la singularité, ils satisfont alors

deux autres équations partielles de Newton fortement couplées, que nous allons discuter.

La première équation partielle de Newton s'intéresse aux *champs de distorsions élastiques* $\vec{\omega}^{ch}$ *et* τ^{ch} *associés aux charges que contient la singularité.* Cette équation est couplée aux champs τ^{ext} et $\tau^{(p)}$ par la valeur $n = n_0 \exp\left[-\left(\tau_0 + \tau^{ch} + \tau^{ext} + \tau^{(p)}\right)\right]$ apparaissant dans l'expression de la quantité de mouvement associée à $\vec{\phi}^{ch}$. Dans le cas statique, ce couplage disparaît, de sorte qu'elle permet de déduire les champs statiques de distorsions élastiques $\vec{\omega}^{ch}$ et τ^{ch} générés par la singularité topologique de manière totalement indépendante des champs τ^{ext} et $\tau^{(p)}$.

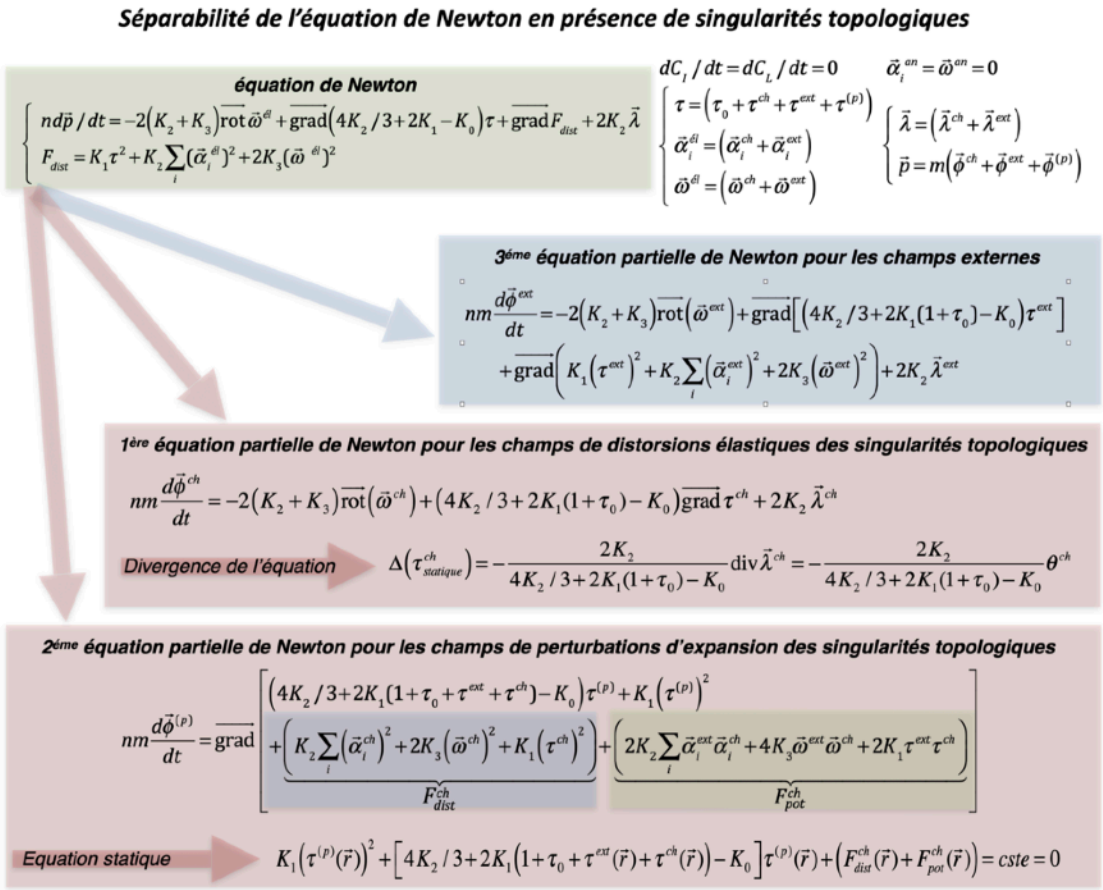


Figure 5.1 *- Séparabilité de l'équation de Newton en trois équations partielles en présence de singularités topologiques*

On constate entre autre que cette première équation partielle de Newton dépend de la densité de charges de flexion $\vec{\lambda}^{ch}$ de la singularité. La divergence de cette équation sous sa forme statique fournit alors une équation statique dépendant de la densité de charges de courbure θ^{ch} de la singularité, puisque la divergence de la densité de charges de flexion est égale à la densité de charges de courbure de la singularité, qui est aussi reportée dans la figure 5.1.

La deuxième équation partielle de Newton qu'on peut extraire traite le problème de la perturbation $\tau^{(p)}$ du champ d'expansion par l'énergie élastique stockée dans le réseau par la singularité. Il est clair que cette dernière équation est quant à elle très fortement couplée aux champs $\vec{\omega}^{ext}$, τ^{ext}, $\vec{\omega}^{ch}$ et τ^{ch} déduits des deux autres équations de Newton. On constate

d'abord un couplage dynamique via le terme $n = n_0 \exp\left[-\left(\tau_0 + \tau^{ch} + \tau^{ext} + \tau^{(p)}\right)\right]$ apparaissant dans l'expression de la quantité de mouvement associée à $\vec{\phi}^{(p)}$. Il apparaît aussi un terme de couplage associé au module K_1 sous la forme $2K_1(1+\tau_0+\tau^{ext}+\tau^{ch})$. Mais les principaux termes de couplages sont ceux dus à l'énergie élastique de la singularité et à l'énergie de couplage de la singularité avec les champs externes, qui apparaissent dans deux contributions particulières qui ont des significations très précises:

- *la densité d'énergie élastique* F^{ch}_{dist} stockée dans le réseau par les champs élastiques dus à la singularité, autrement dit *la densité d'énergie de distorsion de la singularité*
- *la densité d'énergie de couplage* F^{ch}_{pot} de la singularité avec les champs externes, autrement dit *la densité d'énergie potentielle* de la singularité

Ces deux termes $F^{ch}_{dist}(\vec{r},t)$ et $F^{ch}_{pot}(\vec{r},t)$ sont obtenus par la résolution de la première équation partielle et de la troisième équation partielle. *Dans le cas statique*, si on a résolu ces deux équations prises à l'état statique, et qu'on connaît par conséquent les valeurs d'équilibre des champs $\vec{\omega}^{ext}(\vec{r})$, $\tau^{ext}(\vec{r})$, $\vec{\omega}^{ch}(\vec{r})$ et $\tau^{ch}(\vec{r})$, la deuxième équation partielle devient une équation d'équilibre pour le champs statique de perturbation dont la solution est une équation du deuxième degré en $\tau^{(p)}(\vec{r})$, qui est reportée aussi dans la figure 5.1. La constante $cste$ a été introduite lors du passage du gradient à l'argument du gradient. Cependant, comme $\tau^{(p)}(\vec{r})$ doit forcément être identiquement nulle si l'énergie $F^{ch}_{dist}(\vec{r}) + F^{ch}_{pot}(\vec{r})$ est nulle, cette constante ne peut être que nulle.

De l'application et des potentialités de la séparabilité de l'équation de Newton

La décomposition de l'équation de Newton en trois équations partielles que nous venons de présenter fait apparaître une équation partielle (la 3éme) pour les champs externes, une équation partielle (la 1ère) pour les champs de distorsions élastiques associés à la présence d'une singularité topologique et une équation partielle (la 2ème) pour les champs de perturbation de l'expansion dus aux énergies de distorsions élastiques associées à la singularité topologique. La méthodologie à utiliser pour résoudre le problème des champs associés à une singularité topologique est alors la suivante:

- dans une première étape, on doit résoudre de manière indépendante la première équation partielle de Newton*,* afin de trouver les champs de distorsions élastiques $\vec{\omega}^{ch}$ et τ^{ch} générés par la singularité, sans tenir compte des perturbations de l'expansion dues aux énergies $F^{ch}_{dist}(\vec{r},t)$ et $F^{ch}_{pot}(\vec{r},t)$ de la singularité,
- ensuite, à partir des champs élastiques $\vec{\omega}^{ch}$ et τ^{ch} obtenus précédemment par la première équation partielle de Newton, on calcule à l'aide de la deuxième équation partielle*,* ou à l'aide de l'équation du deuxième degré dans le cas statique, les perturbations additionnelles $\tau^{(p)}(\vec{r},t)$ du champ d'expansion dues aux énergies élastiques $F^{ch}_{dist}(\vec{r},t)$ et $F^{ch}_{pot}(\vec{r},t)$ de la singularité.

Ce processus paraît à première vue assez complexe, mais il contient une potentialité énorme en ce qui concerne la description et l'interprétation des comportements des singularités topologiques au sein du réseau cosmologique. En effet, nous allons montrer dans la suite qu'il devient possible de traiter les thématiques suivantes:

- le lien existant entre la «première équation partielle de Newton» pour les champs de distorsions élastiques et la Relativité Restreinte d'Einstein: la première équation partielle de Newton

permettant de trouver les champs de distorsions élastiques associés aux singularités topologiques va nous permettre de calculer les champs et les énergies associés aux dislocations vis, aux dislocations coin, aux boucles de désinclinaison vis, aux boucles de dislocation coin et aux boucles de dislocation mixtes, et de montrer que ces champs sont soumis à une dynamique relativiste, ce qui nous permettra de discuter le «rôle d'éther» que joue le réseau cosmologique vis-à-vis des singularités topologiques, ainsi que des analogies et différences d'avec la Relativité Restreinte d'Einstein.

- *le lien existant entre la deuxième équation partielle de Newton pour les champs de perturbations d'expansion et la Relativité Générale d'Einstein ainsi que la Physique Quantique:* la deuxième équation partielle de Newton permettant de trouver les perturbations d'expansion volumique associées est très importante aussi. En effet, nous verrons que celle-ci, si elle est appliquée à des amas macroscopiques de singularités dont la densité de masse est assez faible, conduit à l'existence d'un champ d'expansion volumique statique, qui se déduit de la deuxième équation partielle de Newton sous sa forme statique, et qui permet de retrouver les effets gravitationnelles, et de discuter des analogies et des différences de notre approche d'avec la Gravitation de Newton, la Relativité Générale d'Einstein et la Cosmologie moderne de l'Univers. Puis nous verrons aussi que cette équation partielle, si elle est appliquée à des singularités microscopiques de haute densité volumique de masse, ne peut pas présenter de solutions statiques et doit donc être résolue sous sa forme dynamique, ce qui permet de retrouver la Physique Quantique, et de discuter les analogies et les différences d'avec les équations de Schrödinger, les concepts de fermions et bosons, les principes d'incertitude d'Heisenberg et d'exclusion de Pauli, et les notions de spin et de moment magnétique des particules élémentaires.

Le fait que la densité de masse des amas de singularités joue un rôle considérable pour la résolution de la deuxième équation partielle de Newton sous forme statique ou dynamique est tout-à-fait remarquable, car ceci permettra de trouver *un critère objectif pour quantifier le phénomène de décohérence quantique qui est à la base d'une explication réaliste du phénomène quantique.*

Energie élastique, énergie cinétique et masse d'inertie d'une dislocation

Il est possible de calculer l'énergie de distorsion et l'énergie cinétique d'une corde de dislocation dans le réseau cosmologique. L'énergie de distorsion est obtenue en calculant les distorsions du réseau associées à la présence de la dislocation et en sommant l'énergie élastique due à ces distorsions dans l'ensemble du réseau. De même, l'énergie cinétique associée au mouvement d'une dislocation se déplaçant à vitesse $\vec{\boldsymbol{v}}$ faible par rapport à la célérité des ondes transversales c_t est obtenue en calculant les vitesses de tous les points du réseau associées au mouvement de la dislocation et en sommant l'énergie cinétique qui est associée à ces mouvements dans l'ensemble du réseau. Si ces calculs sont assez aisés à faire dans le cas d'une dislocation vis, ils deviennent très ardus dans le cas d'une dislocation coin. Nous ne nous y attarderons pas ici et donnerons les résultats obtenus dans le réseau cosmologique à la figure 5.2.

Dans ces relations, on constate que les énergies élastique et cinétique dépendent des dimensions propres du réseau cosmologique, via l'expression $\ln(R_\infty / a)$, dans laquelle R_∞ est

la dimension externe du réseau cosmologique et a est *le pas du réseau cosmologique*, avec évidemment $R_\infty >> a$. Ces énergies dépendent aussi des carrés Λ^2 et $\vec{\Lambda}^2$ des densités linéiques de charge des dislocations vis et coin respectivement.

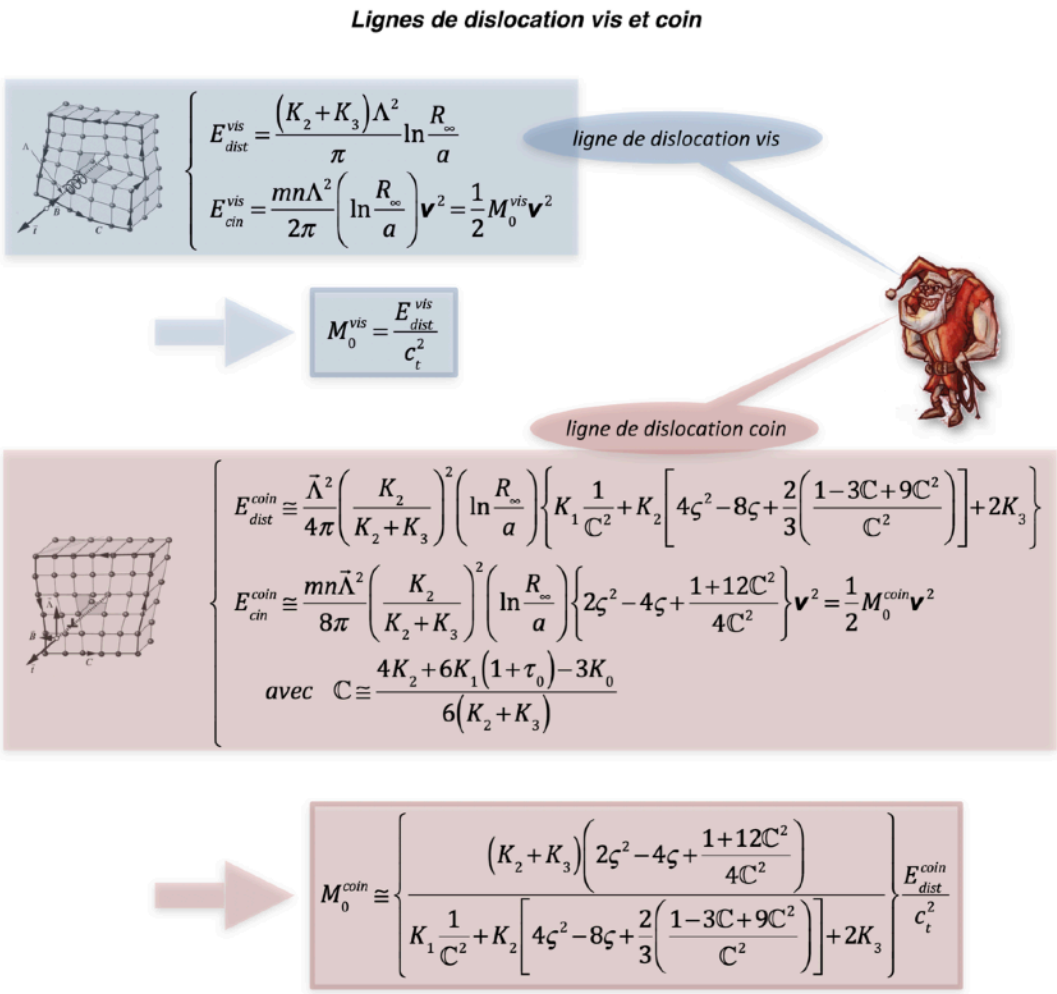


Figure 5.2 *- Energie élastique, énergie cinétique et masse d'inertie d'une dislocation vis et d'une dislocation coin dans le réseau cosmologique*

En comparant l'énergie cinétique E_{cin}^{vis} stockée dans le réseau par le mouvement de la ligne de dislocation vis avec l'énergie potentielle élastique E_{dist}^{vis} stockée dans le réseau par la présence de cette même ligne, on retrouve la fameuse *expression d'Einstein* $E_{dist}^{vis} = M_0^{vis}c_t^2$ *reliant la masse d'inertie à l'énergie de repos de la dislocation via la célérité des ondes transversales.* Mais cette relation est trouvée ici *sans aucunement faire appel à une dynamique relativiste de la ligne*, car elle est due au fait que l'énergie de repos E_{dist}^{vis} et l'énergie cinétique E_{cin}^{vis} ne sont rien d'autre que de l'énergie potentielle élastique (de cisaillement et de rotation locale) et de l'énergie cinétique stockée au sein du réseau par la déformation dynamique imposée à ce réseau par les champs de distorsion élastique (cisaillement et rotation locale) de la dislocation vis mobile.

Dans le cas de la dislocation coin, il en va très différemment. On constate en effet que

l'énergie de repos dépend de manière assez compliquée des quatre modules élastiques K_0, K_1, K_2, K_3, notamment via un paramètre $\mathbb{C}$, et qu'il apparaît aussi un paramètre ς qui dépend en fait des conditions aux limites du réseau qui sont utilisées pour effectuer les calculs des énergies. De même, la relation entre l'énergie de distorsion et la masse d'inertie d'une dislocation coin diffère assez fortement de la relation d'Einstein via le terme reporté entre accolades, qui dépend du paramètre ς et des modules K_0, K_1, K_2, K_3, notamment via le module $\mathbb{C}$.

Pour assurer une analogie complète entre les singularités topologiques de notre approche et les particules de l'Univers réel, il serait souhaitable que les dislocations coin satisfasse aussi exactement la relation d'Einstein. Or, pour qu'une dislocation coin satisfasse cette relation, il faut que le terme entre accolades dans la relation entre l'énergie de distorsion et la masse d'inertie de la dislocation coin soit égal à 1.

Comme le réseau considéré est fini, les conditions aux limites du réseau sont libres. On peut alors montrer que la valeur du paramètre ς est celle qui va minimiser l'énergie de distorsion de la dislocation coin, et cette condition implique que $\varsigma = 1$. On peut alors montrer que, pour que les dislocations coin satisfassent aussi la relation d'Einstein, il faut que les modules

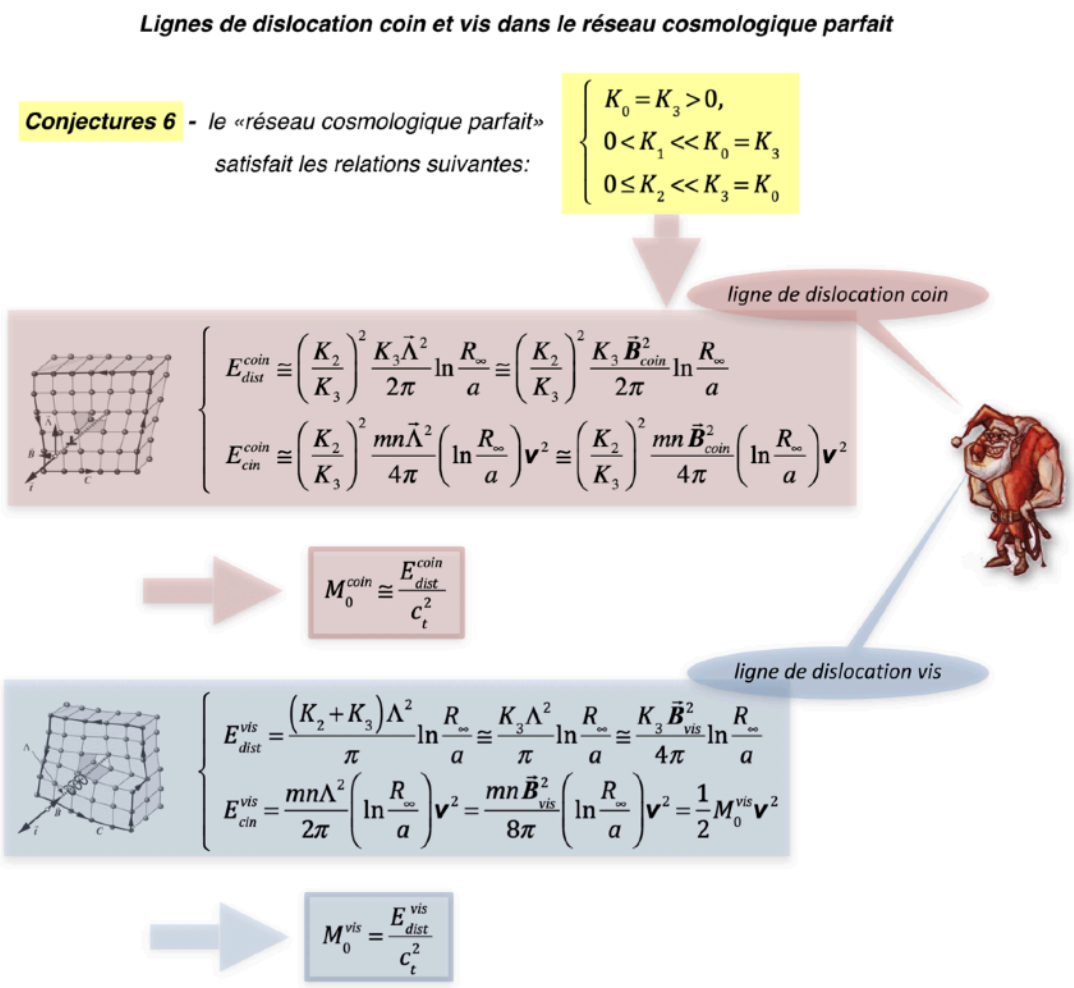


Figure 5.3 *- Energie élastique, énergie cinétique et masse d'inertie d'une dislocation coin et d'une dislocation vis dans le réseau cosmologique parfait satisfaisant la sixième conjecture*

K_0, K_1, K_2, K_3 satisfassent des conditions assez strictes qu'on va émettre sous forme de conjecture, la conjecture 6 reportée dans la figure 5.3, qui stipule que les modules K_0 et K_3 sont égaux et positifs, et que les modules K_1 et K_2 sont aussi positifs (ou nuls), mais beaucoup plus petits que les modules K_0 et K_3.

Cet ensemble de conditions exprimées par la sixième conjecture va assurer que les dislocations vis et coin satisfont toutes deux de vraies relations d'Einstein, *qui sont déduites de manière purement classique, sans faire appel à un principe de relativité restreinte,* et qui s'écrivent $M_0^{vis} \cong E_{dist}^{vis} / c_t^2$ et $M_0^{coin} \cong E_{dist}^{coin} / c_t^2$ respectivement. Le réseau cosmologique ainsi obtenu sera qualifié de *réseau cosmologique parfait*.

On constate que l'énergie potentielle et l'énergie cinétique non-relativiste d'une dislocation coin dans le *réseau cosmologique parfait* sont toutes deux *extrêmement plus faibles* que l'énergie potentielle et l'énergie cinétique non-relativiste d'une dislocation vis puisque, pour une dislocations vis et une dislocation coin de vecteurs de Burgers de même norme $\left|\vec{\boldsymbol{B}}_{coin}\right| = \left|\vec{\boldsymbol{B}}_{vis}\right|$, on a les relations $E_{dist}^{coin} \cong 2\left(K_2 / K_3\right)^2 E_{dist}^{vis} <<< E_{dist}^{vis}$ et $E_{cin}^{coin} \cong 2\left(K_2 / K_3\right)^2 E_{cin}^{vis} <<< E_{cin}^{vis}$. Nous verrons plus tard quel rôle important pourra être attribué, dans notre analogie avec les théories physiques de l'Univers, aux faits que les dislocations coin suivent exactement la relation d'Einstein et qu'elles présentent aussi des énergies beaucoup plus faibles que les dislocations vis dans un *réseau cosmologique parfait* satisfaisant les relations de la conjecture 6.

Singularités sphériques de charge de rotation et de charge de courbure données

Imaginons l'existence au sein d'un réseau cosmologique parfait d'un amas macroscopique localisée de singularités topologiques, sous la forme d'une sphère de rayon R_{amas} contenant une densité λ uniforme de charges de rotation, comme représenté dans la figure 5.4. Il est possible et assez simple de calculer le champ de rotation élastique $\vec{\omega}^{él}$ associé à cette charge, aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la singularité. Introduisons la *charge globale* $\boldsymbol{Q}_\lambda$ donnée par l'intégration de la densité λ dans le volume de l'amas, ou donnée par la somme des charges élémentaires $\boldsymbol{q}_{\lambda(i)}$ au sein de l'amas, et le vecteur $\vec{\boldsymbol{n}}$ qui représente le vecteur normale à la surface sphérique. Le résultat de ces calculs est reporté à la figure 5.4. A l'extérieur de l'amas, c'est-à-dire pour $r > R_{amas}$, le champ extérieur $\vec{\omega}_{ext}^{él}$ de rotation dû à l'amas de charges est indépendant du rayon R_{amas} de l'amas. Le champ $\vec{\omega}_{int}^{él}$ à l'intérieur de l'amas, c'est-à-dire pour $r < R_{amas}$, dépend quant à lui de R_{amas}.

Pour calculer l'énergie élastique stockée dans le réseau par la présence du champ de rotation $\vec{\omega}^{él}$ de la singularité, autrement dit *l'énergie de distorsion élastique* $E_{dist}^{(\boldsymbol{Q}_\lambda)}$ *du réseau due à la charge* $\boldsymbol{Q}_\lambda$ *de l'amas,* on devrait en principe calculé l'énergie associée au champ de rotation, augmentée de l'énergie des champs de cisaillement associés au champ de rotation. Mais dans le cas d'un *réseau cosmologique parfait*, on a la relation $K_2 << K_3$ entre les modules de rotation et de cisaillement, de sorte qu'on peut en principe négliger l'énergie associée aux cisaillements. Le calcul fournit l'énergie de distorsion $E_{dist\,ext}^{(\mathrm{Q}_\lambda)}$ stockée à l'extérieur de la singularité dans un milieu quasi-infini, c'est-à-dire un milieu pour lequel $R_\infty >> R_{amas}$ et l'énergie élastique de distorsion $E_{dist\,int}^{(\mathrm{Q}_\lambda)}$ stockée à l'intérieur de la singularité. *L'énergie élastique de repos* $E_{dist}^{(\boldsymbol{Q}_\lambda)}$ de l'amas sphérique de charge de rotation $\boldsymbol{Q}_\lambda$ et de rayon R_{amas} peut donc s'écrire comme la somme des énergies stockées à l'extérieur et à l'intérieur de la singularité. On constate que

celle-ci est finie et dépend essentiellement du rayon R_{amas} et de la charge Q_λ de l'amas.

Une singularité topologique macroscopique localisée de rayon R_{amas}, hormis de posséder une charge globale de rotation Q_λ, peut aussi posséder une charge globale de courbure Q_θ. En effet, une telle singularité peut être formée d'un amas de singularités topologiques élémentaires du réseau, telles que des boucles prismatiques de dislocation qui possèdent chacune une charge de courbure élémentaires $q_{\theta(i)}$. Si $Q_\theta > 0$, on parle d'un amas *de nature lacunaire* car il manque des sites de réseau au sein de l'amas, et si $Q_\theta < 0$, on parle d'un amas *de nature interstitielle*, car il y a alors excès de sites de réseau au sein de l'amas.

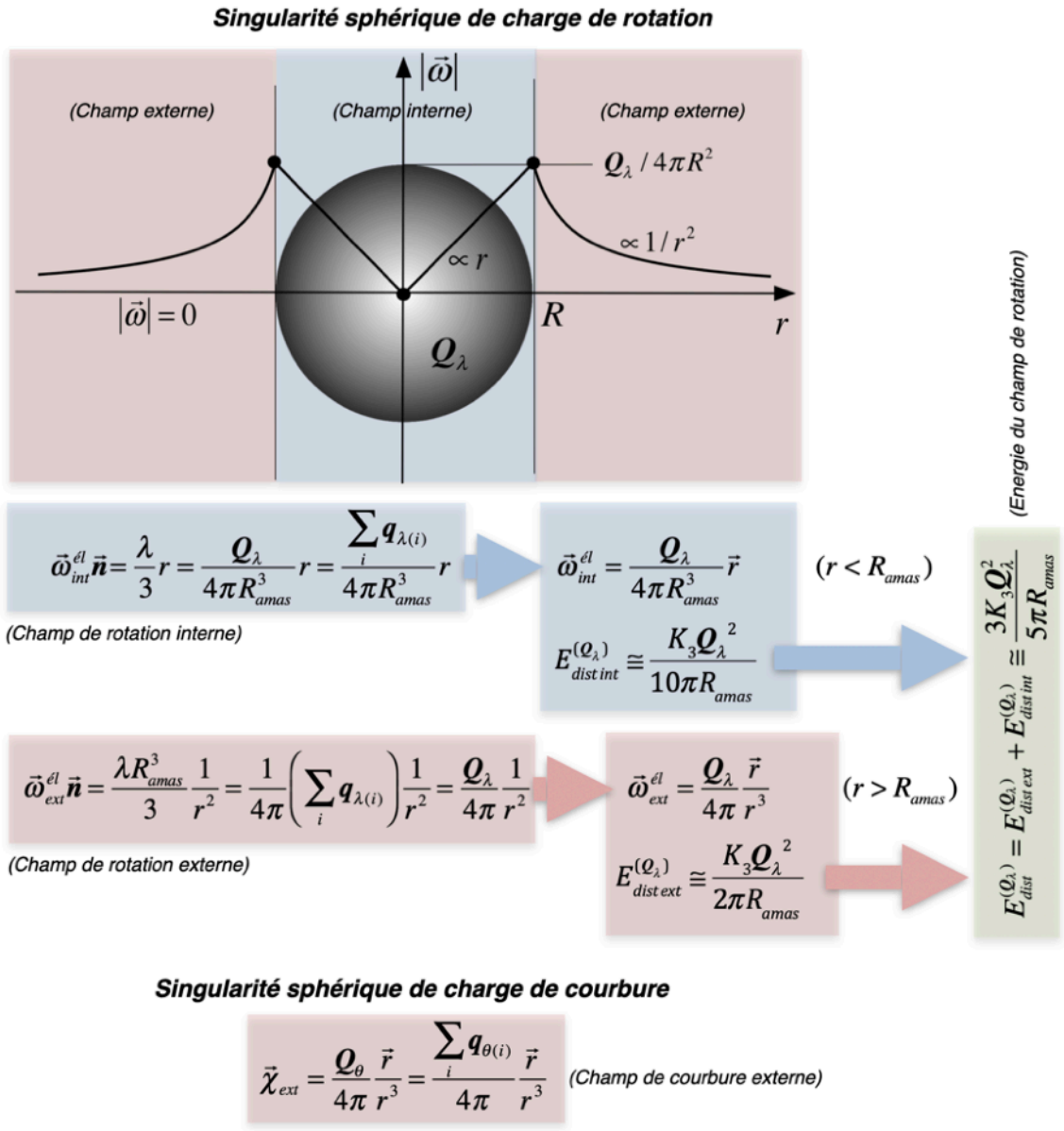


Figure 5.4 *- Champs et énergies d'une singularité sphérique de charge de rotation donnée ou de charge de courbure donnée*

Une singularité localisée de courbure est responsable d'un champ de flexion non nul et divergent dans son voisinage. En effet, si on connaît la densité $\theta^{ch}(\vec{r})$ de charges de courbure au sein de la singularité, on peut calculer facilement le champ de flexion divergent à l'extérieur

de la singularité de courbure, lié à une courbure spatiale du réseau. Le résultat du calcul est reporté dans la figure 5.4.

Les vecteurs de ce champ de flexion convergent vers la singularité si celle-ci est de nature interstitielle (excès de sites de réseau au sein de la singularité), et divergent de la singularité si celle-ci est de nature lacunaire (déplétion de sites de réseau au sein de la singularité). D'autre part, on constate aussi que le champ de flexion dû à l'amas de charges de courbure ne dépend pas du rayon R_{amas} de l'amas en-dehors de celui-ci.

Charge, champs, énergies et masse d'une boucle de désinclinaison vis (BV)

La singularité topologique de réseau la plus simple qui puisse présenter une charge $\boldsymbol{q}_{\lambda}$ localisée de rotation, parmi toutes les singularités topologiques décrites précédemment à l'échelle d'un réseau solide, est évidemment la boucle de désinclinaison vis (BV) décrite à la figure 2.30. On rappelle qu'une telle boucle est générée par une rotation $\vec{\boldsymbol{\Omega}}_{BV}$ du plan supérieur d'une coupure circulaire du milieu d'un angle α_{BV} par rapport au plan inférieur (figure 5.5). Le fait qu'on recolle deux plans qui ont été déplacés l'un par rapport à l'autre par rotation fait apparaître sur le plan de la boucle une charge surfacique Π_{BV} de rotation. On a alors $\vec{\boldsymbol{\Omega}}_{BV} = \alpha_{BV}\vec{\boldsymbol{n}} = -\vec{\boldsymbol{n}}\Pi_{BV}$, ce qui implique que $\boldsymbol{q}_{\lambda BV} = \pi R_{BV}^2 \Pi_{BV} = -\pi R_{BV}^2 \boldsymbol{\Omega}_{BV}$. Cette charge globale $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$ est en fait la charge globale de rotation de la boucle de désinclinaison vis telle qu'elle est vue à grande distance de la boucle. Cela signifie qu'une telle boucle peut effectivement se comporter comme la source d'un champ divergent $\vec{\omega}$ de rotation au sein du milieu solide. Une telle boucle peut aussi être vue de manière un peu différente. En effet, le fait d'effectuer la rotation des deux plans l'un par rapport à l'autre induit un déplacement curviligne $R_{BV}\alpha_{BV}$ le long de la boucle similaire à celui d'une dislocation vis. Le vecteur de Burgers curviligne $\vec{\boldsymbol{B}}_{BV}$ et la charge linéique Λ_{BV} de cette boucle de pseudo-dislocation vis vaut alors $\vec{\boldsymbol{B}}_{BV} = R_{BV}\alpha_{BV}\vec{\boldsymbol{t}}$, ce qui conduit à une pseudo-charge linéïque de la boucle valant $\Lambda_{BV} = -\vec{\boldsymbol{B}}_{BV}\vec{\boldsymbol{t}}/2$ et à une charge globale de la boucle valant $\boldsymbol{q}_{\lambda BV} = 2\pi R_{BV}\Lambda_{BV} = -\pi R_{BV}\vec{\boldsymbol{B}}_{BV}\vec{\boldsymbol{t}}$. On obtient bien la même valeur de la charge globale que celle obtenue en considérant la charge surfacique Π_{BV}, ce qui permet de considérer indifféremment cette singularité topologique comme une boucle de désinclinaison vis ou comme une boucle de pseudo-dislocation vis. Considérer la boucle comme une boucle de pseudo-dislocation vis permet alors de montrer, de manière assez compliquée, qu'il existe un champ de rotation local de forme torique autour de la boucle, qui est confiné jusqu'à une distance de l'ordre $r_B \approx 2R_{BV}$ par rapport au centre de la boucle, où R_{BV} est le rayon de la boucle. En-dehors de cet espace de confinement torique, le champ lointain devient égal au champ de rotation divergent dû à la charge globale de rotation $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$ de la boucle.

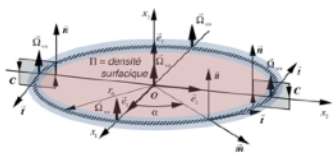
L'énergie de distorsion d'une boucle de désinclinaison vis est l'énergie qui est stockée par les rotations générées par la pseudo-dislocation vis de rayon R_{BV} dans un tore dont la fibre centrale est la boucle de désinclinaison et dont le rayon de la section correspond à peu près à R_{BV}, à laquelle s'ajoute l'énergie du champ externe de symétrie sphérique pour les distances supérieures à $r \geq 2R_{BV}$. Le calcul de la valeur exacte de cette énergie est évidemment très complexe, notamment du fait que le champ de rotation s'annule exactement au centre de la boucle. Cependant, on peut essayer de faire une approximation de l'énergie de distorsion réelle de la boucle, en utilisant l'énergie d'une dislocation rectiligne pour calculer l'énergie de la

dislocation courbée. Dans le cas où le rayon R_{BV} de la boucle est énormément plus grand que le rayon de coeur a de la pseudo-dislocation vis ($R_{BV} >> a$), cette approximation doit s'approcher de la valeur réelle de l'énergie de distorsion au sein du tore entourant la boucle, et on peut la corriger en introduisant une constante A_{BV} corrigeant la valeur du rayon externe du tore pour approcher au mieux la valeur réelle de l'énergie. On écrira donc l'énergie de distorsion $E^{BV}_{dist\ tore}$ du champ torique à partir de l'énergie d'une dislocation vis par unité de longueur, comme l'énergie contenue dans le tore entourant la boucle de désinclinaison vis. Cette valeur est reportée dans la figure 5.5, dans laquelle a est le rayon de coeur de la pseudo-dislocation vis, de l'ordre de grandeur du pas du réseau cosmologique en présence d'un champ d'expansion τ quelconque, $A_{BV}R_{BV}$ est la portée du champ torique de la boucle et A_{BV} est une constante qui ne peut être obtenue que par le calcul exacte de l'énergie de la boucle, mais qui doit être très proche de l'unité d'après notre discussion précédente. Pour simplifier la suite de notre exposé, comme le rapport $A_{BV}R_{BV}/a$ ne dépend quasiment pas de l'expansion de fond, on va le considérer comme à peu près constant, et introduire une constante ζ_{BV} propre à la boucle de désinclinaison vis, et valant $\zeta_{BV} = \ln\left(A_{BV}R_{BV}/a\right) \cong cste$ avec $A_{BV} \approx 1$ de sorte à pouvoir écrire l'énergie du champ torique sous la forme simplifiée reportée dans la figure 5.5.

La boucle de désinclinaison vis (boucle vis - BV)

Conjecture 7 - *le rayon d'une boucle de désinclinaison vis est beaucoup plus grand que le pas du réseau cosmologique:*

$$\ln\left(A_{BV}R_{BV}/a\right) >> 1$$



$$\boldsymbol{q}_{\lambda BV} = 2\pi R_{BV}\Lambda_{BV} = -\pi R_{BV}\,\underset{\sim}{\vec{\boldsymbol{B}}}_{BV}\vec{\boldsymbol{t}} \qquad \textit{(charge de rotation)}$$

$$\vec{\omega}^{BV}_{ext} = \frac{\boldsymbol{q}_{\lambda BV}}{4\pi}\frac{\vec{r}}{r^3} \qquad \textit{(champ divergent de rotation)}$$

$$E^{BV}_{dist} \cong E^{BV}_{dist\ tore} \cong 2\left(K_2 + K_3\right)\zeta_{BV}R_{BV}\Lambda^2_{BV} = \frac{1}{2}\left(K_2 + K_3\right)\zeta_{BV}R_{BV}\underset{\sim}{\vec{\boldsymbol{B}}}^2_{BV}$$

$$E^{BV}_{cin} \cong E^{BV}_{cin\ tore} \cong mn\zeta_{BV}R_{BV}\Lambda^2_{BV}\boldsymbol{v}^2 = \frac{1}{4}mn\zeta_{BV}R_{BV}\,\underset{\sim}{\vec{\boldsymbol{B}}}^2_{BV}\boldsymbol{v}^2$$

$$M^{BV}_0 = \frac{E^{BV}_{dist}}{c_t^2}$$

$$\zeta_{BV} = \ln\left(A_{BV}R_{BV}/a\right) \qquad (A_{BV} \approx 1)$$

Figure 5.5 - *Charge, champs, énergies et masse d'une boucle de désinclinaison vis*

On peut alors comparer cette énergie du champ torique de la boucle à l'énergie associée au champ sphérique de rotation à grande distance de la boucle, qui intervient au-delà de la distance $2R_{BV}$ de la boucle, et qui est due à sa charge de rotation $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$, et qui vaut simplement $E^{BV}_{dist\,ext} \cong \pi K_3 R_{BV}\,\underset{\sim}{\vec{\boldsymbol{B}}}_{BV}/4$. En comparant cette valeur avec l'énergie du champ torique reportée

dans la figure 5.5, on obtient le rapport $E^{BV}_{dist\,tore} / E^{BV}_{dist\,ext} \cong 2\ln\left(A_{BV} R_{BV} / a\right) / \pi$. Si on admet ici une nouvelle et septième conjecture, reportée dans la figure 5.5, à savoir que *le rayon d'une boucle de désinclinaison vis est beaucoup plus grand que le pas du réseau cosmologique*, donc que $\ln\left(A_{BV} R_{BV} / a\right) >> 1$, l'énergie associé au champ externe sphérique de rotation devient parfaitement négligeable vis-à-vis de l'énergie du champ torique de la boucle. Par conséquent, l'énergie E^{BV}_{dist} de la boucle de désinclinaison vis est essentiellement contenue dans le champ torique de la boucle, et on peut écrire que $E^{BV}_{dist} \cong E^{BV}_{dist\,tore}$.

L'énergie cinétique non-relativiste d'une boucle de désinclinaison vis mobile est l'énergie qui est stockée par les mouvements du réseau générés par la pseudo-dislocation vis mobile. En utilisant la relation obtenue dans le cas de la dislocation vis, et en admettant la septième conjecture, on calcul assez facilement l'énergie cinétique E^{BV}_{cin} de la boucle, qui est reportée dans la figure 5.5. A nouveau, l'énergie cinétique du champ de rotation extérieur est négligeable en comparaison de cette énergie cinétique, de sorte qu'on peut considérer que l'énergie cinétique de la boucle est essentiellement cantonnée dans le champ torique de la boucle. On en déduit par conséquent que la relation d'Einstein s'applique parfaitement à la boucle de désinclinaison vis sous la forme $M^{BV}_0 = E^{BV}_{dist} / c_t^2$.

On sait de par la séparabilité de l'équation de Newton décrite au début de ce chapitre que l'existence des champs de distorsion élastique induit, via leur énergie, un champ de perturbations de l'expansion. On reviendra plus tard en détail sur ce champ de perturbations d'expansion associé à la boucle de désinclinaison vis .

Interaction «de type coulombienne» entre singularités topologiques localisées avec des charges de rotation

Supposons tout d'abord deux boucles de désinclinaison vis de charges de rotation $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(1)}$ et $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(2)}$. Il existe une force d'interaction entre ces deux boucles, de type électrique, et cette force d'interaction peut être déduite de manière très générale en utilisant la force de Peach et Koehler. En effet, le champ de rotation externe sphérique généré par une charge $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(1)}$ située au centre du système de coordonnées est donné par la relation de la figure 5.5. Si une boucle de désinclinaison vis de charge de rotation $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(2)}$ se trouve alors à la position repérée par le vecteur lieu $\vec{r} = \vec{d}$ dans le système de coordonnée, la force d'interaction agissant sur cette charge de la part de la charge $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(1)}$ est la force de Peach et Koehler, qui s'exerce dans la direction du vecteur $\vec{d}$ et dont l'intensité vaut $\boldsymbol{F}^{BV}_{PK(2)} = \left[(K_2 + K_3)/\pi\right]\boldsymbol{q}_{\lambda BV(1)}\boldsymbol{q}_{\lambda BV(2)} / d^2$. Ainsi, la force réciproque entre les deux charges est répulsive si $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(1)}\boldsymbol{q}_{\lambda BV(2)} > 0$ et attractive si $\boldsymbol{q}_{\lambda BV(1)}\boldsymbol{q}_{\lambda BV(2)} < 0$. Cette force d'interaction entre les charges de rotation de boucles de désinclinaison vis est l'analogue parfait de la force d'interaction $\vec{\boldsymbol{F}}^{électrique} = \boldsymbol{q}_{(1)}\boldsymbol{q}_{(2)}\vec{d} / 4\pi\varepsilon_0 d^3$ entre deux charges électriques $\boldsymbol{q}_{(1)}$ et $\boldsymbol{q}_{(2)}$ en électromagnétisme, et cadre donc parfaitement avec l'analogie développée au chapitre précédent avec les équations de Maxwell. Comme la relation précédente de la force de de Peach et Koehler est parfaitement indépendante de la taille des boucles, elle peut se généraliser sans problème à deux amas macroscopiques de singularités topologiques qui auraient des charges de rotation macroscopiques $\boldsymbol{Q}_{\lambda(1)}$ et $\boldsymbol{Q}_{\lambda(2)}$ et qui seraient distants de d , sous la forme $\boldsymbol{F}_{PK(2)} = \left[(K_2 + K_3)/\pi\right]\boldsymbol{Q}_{\lambda(1)}\boldsymbol{Q}_{\lambda(2)} / d^2$. Dans ce cas de deux amas macroscopiques, la force d'interaction «électrique» entre eux ne dépend donc pas des rayons respectifs $R_{amas(1)}$ et $R_{amas(2)}$ des deux amas.

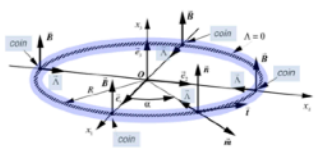
Charge, champs, énergies et masse d'une boucle de dislocation coin prismatique (BC)

Si on considère une boucle prismatique de dislocation coin de rayon R_{BC} (figure 2.28), les distorsions induites dans le réseau sont celles d'une dislocation coin. On peut donc calculer approximativement l'énergie élastique de distorsion de cette boucle comme l'énergie qui est stockée dans le réseau par les distorsions élastiques générées par la dislocation coin dans un tore centré sur la boucle. En utilisant les mêmes arguments que pour la boucle de désinclinaison vis, on déduit que, dans un réseau cosmologique parfait, l'énergie élastique de distorsion d'une boucle prismatique est essentiellement contenue dans les champs toriques entourant la boucle, et reportée dans la figure 5.6, dans laquelle A_{BC} est une constante voisine de l'unité, qui devrait être calculée de manière exacte par l'intégration exacte de l'énergie des champs au sein du tore, et où $\zeta_{BC} = \ln\left(A_{BC} R_{BC} / a\right)$ est une constante propre à la boucle de dislocation coin.

La boucle de dislocation coin prismatique (boucle coin - BC)

Conjecture 7 - *le rayon d'une boucle de dislocation coin prismatique est beaucoup plus grand que le pas du réseau cosmologique:*

$$\ln\left(A_{BC} R_{BC} / a\right) >> 1$$



$$\begin{cases} q_{\theta BC} = -2\pi \vec{n}\left(\vec{t} \wedge \vec{\Lambda}_{BC}\right) = 2\pi \vec{\Lambda}_{BC} \vec{m} = -2\pi \vec{n} \vec{B}_{BC} \quad \textit{(charge de flexion)} \\ \vec{\chi}_{ext}^{BC} = \dfrac{q_{\theta BC}}{4\pi} \dfrac{\vec{r}}{r^3} \quad \textit{(champ divergent de flexion)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{dist}^{BC} \cong E_{dist\,tore}^{BC} \cong \left(\dfrac{K_2}{K_3}\right)^2 K_3 \zeta_{BC} R_{BC} \vec{\Lambda}_{BC}^2 \cong \left(\dfrac{K_2}{K_3}\right)^2 K_3 \zeta_{BC} R_{BC} \vec{B}_{BC}^2 \\ E_{cin}^{BC} \cong E_{cin\,tore}^{BC} \cong \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{K_2}{K_3}\right)^2 mn\zeta_{BC} R_{BC} \vec{\Lambda}_{BC}^2 \boldsymbol{v}^2 = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{K_2}{K_3}\right)^2 mn\zeta_{BC} R_{BC} \vec{B}_{BC}^2 \boldsymbol{v}^2 \\ M_0^{BC} = \dfrac{E_{dist}^{BC}}{c_t^2} \\ \zeta_{BC} \cong \ln\left(A_{BC} R_{BC} / a\right) \quad (A_{BC} \approx 1) \end{cases}$$

Figure 5.6 *- Charge, champs, énergies et masse d'une boucle de dislocation coin prismatique*

A l'extérieur de la boucle, les champs dus à la boucle de dislocation coin se réduisent à un champ divergent de flexion *de symétrie sphérique.* Il est clair que ce champ de flexion doit être associé à une perturbation du champ d'expansion volumique qui doit posséder une certaine énergie. Nous reviendrons plus tard sur ce problème, et on montrera que l'énergie associée à ce champ de flexion est parfaitement négligeable vis-à-vis de l'énergie de distorsion reportée dans la figure 5.6, de sorte que l'énergie de la boucle de dislocation coin est essentiellement

contenue dans les champs toriques au voisinage immédiat de la boucle.

L'énergie cinétique non-relativiste de cette boucle est essentiellement l'énergie cinétique stockée dans le réseau par les distorsions dynamiques générées par la dislocation coin dans le tore centré sur la boucle. En utilisant les relations déduites précédemment pour la dislocation coin, on déduit la valeur approximative de cette énergie cinétique, et on constate que la *relation d'Einstein* s'applique parfaitement à l'énergie cinétique non-relativiste de la boucle de dislocation prismatique puisque $M_0^{BC} = E_{dist}^{BC} / c_t^2$. Quant au champ de perturbation d'expansion associé à cette boucle, on y reviendra en détail plus tard.

Charge, champs, énergies et masse d'une boucle de dislocation de glissement (BM)

La boucle de dislocation mixte de glissement (BM), de nature «vectorielle», est obtenue par glissement (translation parallèle au plan de la boucle) dans la direction du vecteur de Burgers, de sorte que le réseau ne présente pas d'«extra-matière» en ce cas (figure 2.28). Par contre, la présence d'une composante vis dans les régions où $\vec{\boldsymbol{B}}_{BM} \,||\, \vec{\boldsymbol{t}}$ induit un champ dipolaire de rotation $\vec{\omega}_{dipolaire}^{BM}(r,\theta,\varphi)$ au voisinage de la boucle de glissement.

Si on considère une boucle de glissement de rayon R_{BM}, les distorsions induites dans le réseau à courte distance sont celles d'une dislocation vis pour les angles $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi$, et celles d'une dislocation coin pour les angles $\alpha = \pi/2$ et $\alpha = 3\pi/2$. On peut donc considérer qu'on passe continument en fonction de l'angle α d'une dislocation vis à une dislocation coin via des états intermédiaires mixtes. L'énergie de distorsion associée à la corde courbée est stockée essentiellement dans le tore centré sur la boucle. Mais comme les deux parties coin et les deux parties vis de la boucle sont respectivement de charges opposées, les champs associés aux parties coin et aux parties vis de la boucle diminuent très rapidement à grande distance de la boucle. Par exemple, le module du champ de rotation dans le plan de la boucle et sur un diamètre passant par les parties vis de la boucle se comporte approximativement de la manière suivante $\left|\vec{\omega}_{dist}^{BM}\right| \propto \left|\vec{\boldsymbol{B}}_{BM}\right| R_{BM} / (4\pi r^2)$ à grande distance $(r >> R_{BM})$. Si le rayon R_{BM} de la boucle est très largement supérieur au pas a du réseau, on peut à peu près tenir compte de cette décroissance rapide du champ dipolaire en imaginant que le champ au voisinage de la corde est celui d'une dislocation. On peut ainsi calculer approximativement l'énergie de repos d'une telle boucle en intégrant les énergies par unité de longueur de corde au sein du tore pour les composantes vis et coin de la corde en fonction de l'angle α. Il vient par conséquent approximativement, dans le réseau cosmologique parfait, l'expression de l'énergie reportée dans la figure 5.7. Un calcul exacte de l'énergie devrait conduire à la valeur de la constante A_{BM} propre à la géométrie de la boucle mixte, et qui doit approchée la valeur 1.

Il faudrait encore tenir compte de l'énergie de distorsion associée au champ de rotation dipolaire extérieur à la boucle. Cependant, celle-ci est évidemment inférieure à l'énergie de distorsion associée au champ de rotation extérieur d'une boucle de désinclinaison vis, de sorte qu'on peut parfaitement négliger cette énergie en comparaison de l'énergie de distorsion E_{dist}^{BM} contenue dans le tore. Ceci signifie à nouveau que l'énergie de la boucle de dislocation mixte est essentiellement contenue dans le voisinage immédiat de la boucle de dislocation.

L'énergie cinétique non-relativiste de la boucle de dislocation de glissement se calcule approximativement de la même façon que son énergie élastique de distorsion.

La boucle de dislocation mixte de glissement (boucle mixte - BM)

Conjecture 7 - *le rayon d'une boucle de dislocation mixte de glissement est beaucoup plus grand que le pas du réseau cosmologique:*

$$\ln\left(A_{BM}R_{BM}/a\right)>>1$$

$$\begin{cases} \boldsymbol{q}_{\lambda\,BM}=0 \quad \& \quad \boldsymbol{q}_{\theta\,BM}=0 \\ \exists \text{ un champ externe dipolaire de rotation } \vec{\omega}^{BM}_{dipolaire}(r,\theta,\varphi) \\ E^{BM}_{dist} \cong E^{BM}_{dist\,tore} \cong \frac{1}{4}\left(K_2+K_3\right)\zeta_{BM}R_{BM}\vec{\boldsymbol{B}}^2_{BM} \\ E^{BM}_{cin} \cong E^{BM}_{cin\,tore} \cong \frac{1}{8}mn\zeta_{BM}R_{BM}\vec{\boldsymbol{B}}^2_{BM}\boldsymbol{v}^2 \\ M^{BM}_0=\frac{E^{BM}_{dist}}{c_t^2} \cong \frac{1}{4c_t^2}\left(K_2+K_3\right)\zeta_{BM}R_{BM}\vec{\boldsymbol{B}}^2_{BM} \\ \zeta_{BM}=\ln\left(A_{BM}R_{BM}/a\right) \qquad (A_{BM}\approx 1) \end{cases}$$

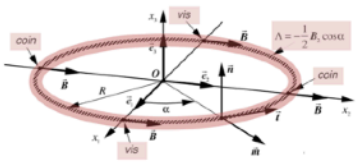


Figure 5.7 *- Charge, champs, énergies et masse d'une boucle de dislocation mixte de glissement*

On constate que les énergies E^{BM}_{dist} et E^{BM}_{cin} sont en fait celles fournies par les parties vis de la boucle de glissement, et que celles-ci sont essentiellement contenues dans le voisinage immédiat de la boucle de dislocation. La relation d'Einstein s'applique donc parfaitement à la boucle de dislocation de glissement puisque $M^{BM}_0=E^{BM}_{dist}/c$. Quant au champ de perturbation d'expansion associé à cette boucle, on y reviendra plus tard en détail au chapitre 24, où on verra que l'énergie associée à ce champ est négligeable vis-à-vis de l'énergie de distorsion E^{BM}_{dist} contenue dans le tore.

Des «briques topologiques» pour construire le monde des particules élémentaires

Dans les figures 5.4 à 5.7, on a reporté l'ensemble des résultats obtenus pour les trois types de boucles les plus élémentaires qu'on peut trouver dans le réseau cosmologique parfait. Dans notre analogie avec le monde réel, les trois boucles de désinclinaison et de dislocation qui y apparaissent pourraient bien constituer les briques topologiques les plus élémentaires du réseau cosmologique, qui pourraient permettre d'élaborer des boucles dispiratives de structures plus complexes qui soient des analogues des particules élémentaires du Modèle Standard.

La boucle de désinclinaison vis est la singularité topologique la plus élémentaire à l'origine d'une charge électrique. A une certaine distance du centre d'une boucle de désinclinaison vis, supérieure à environ $2R_{BV}$, le champ de rotation externe de la boucle de désinclinaison se comporte exactement comme le champ extérieur d'une charge sphérique de valeur

$\boldsymbol{q}_{\lambda BV} = 2\pi R_{BV}\Lambda_{BV}$. On peut alors se demander quel devrait être le rayon R_{ch} de la charge sphérique pour que celle-ci présente une énergie élastique de distorsion globale égale à l'énergie de distorsion de la boucle. Avec la valeur de charge $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$ assurant un champ à grande distance semblable à celui de la boucle de désinclinaison vis, l'énergie d'une charge sphérique de rayon R_{ch} vaut $E_{dist}^{q_\lambda} \cong 12K_3\pi R_{BV}^2\Lambda_{BV}^2/(5R_{ch})$. Pour que cette énergie globale de la charge sphérique soit égale à celle de la boucle de distorsion de rayon R_{BV} et de charge linéique Λ_{BV}, c'est-à-dire que $E_{dist}^{q_\lambda} \cong E_{dist}^{BV}$, il faut que le rayon R_{ch} de la charge satisfasse la relation suivante, obtenue en se rappelant que $K_2 << K_3$ dans le réseau cosmologique parfait, à savoir $R_{ch} \cong R_{BV}\,6\pi/\left[5\ln(A_{BV}R_{BV}/a)\right]$

En utilisant la conjecture 7, on constate que le rayon d'une charge sphérique qui présenterait une énergie du champ de rotation égale à l'énergie du champ torique d'une boucle de désinclinaison vis devrait être énormément plus petit que le rayon de la boucle de désinclinaison vis. Comme la boucle de désinclinaison vis est la singularité microscopique de réseau la plus élémentaire qu'il soit possible de trouver qui présente une charge de rotation $\boldsymbol{q}_{\lambda BV}$ non nulle, la boucle de désinclinaison vis correspond donc à la structure la plus élémentaire d'une charge électrique dans notre analogie avec le monde réel.

La boucle de dislocation prismatique est la singularité topologique la plus élémentaire à l'origine d'une charge de courbure spatiale. Lorsqu'on compare l'énergie élastique de distorsion d'une boucle prismatique avec l'énergie de distorsion élastique d'une boucle de désinclinaison vis, avec mêmes rayons et mêmes modules de leur vecteur de Burgers, on constate que, dans le réseau cosmologique parfait avec $K_2 << K_3$, on a $M_0^{BC} \cong 2\left(K_2/K_3\right)^2 M_0^{BV} <<< M_0^{BV}$. Ainsi, la masse d'inertie de la boucle de dislocation coin prismatique est énormément plus faible que la masse d'inertie de la boucle de désinclinaison vis.

D'autre part, comme la boucle de dislocation prismatique possède une charge de courbure non nulle $\boldsymbol{q}_{\theta BC} = -2\pi\vec{\boldsymbol{n}}\vec{\boldsymbol{B}}_{BC}$, qui peut être positive (boucle de type lacunaire) ou négative (boucle de type interstitiel), elle est forcément associée à un champ de flexion $\vec{\chi}_{ext}^{BC}$ à grande distance par courbure du réseau, donné par $\vec{\chi}_{ext}^{BC} = \boldsymbol{q}_{\theta BC}\vec{r}/(4\pi r^3)$. Ainsi, la boucle de dislocation prismatique est la singularité microscopique de réseau la plus élémentaire qui soit source de courbure spatiale du réseau par le champ de flexion divergent qui lui est associé, alors que la boucle de désinclinaison vis la singularité microscopique de réseau la plus élémentaire qui soit source de torsion spatiale du réseau par le champ de rotation divergent qui lui est associé.

Comme on a essayé de prime abord une analogie entre la boucle de désinclinaison vis et l'a charge de l'électron de la physique des particules, alors la boucle de dislocation prismatique, qui ne présente pas de champ de rotation et qui est de masse au repos beaucoup plus faible que la boucle de désinclinaison vis pourrait très bien, de prime abord, s'identifier par analogie au *neutrino du monde réel*, qui est effectivement une particule électriquement neutre et de masse beaucoup plus faible que l'électron.

Si on admet cette analogie, le neutrino serait en ce cas source d'une courbure spatiale par flexion du réseau cosmologique parfait, source d'un champ de courbure de l'espace, alors que la charge de l'électron serait source d'une torsion spatiale par rotation du réseau cosmologique parfait, correspondant au champ électrique de l'électromagnétisme. Cette analogie avec les deux leptons de base de la physique des particules est évidemment très sommaire pour l'instant, et il pourrait très bien intervenir en fait des combinaisons plus complexes de ces boucles

élémentaires sous la forme de boucles de dispiration de structures complexes pour expliquer les différentes particules élémentaires du monde réel.

La boucle de dislocation de glissement est la singularité topologique la plus élémentaire à l'origine d'un moment dipolaire électrique. Au contraire de la boucle de désinclinaison vis et de la boucle de dislocation prismatique, la boucle de dislocation de glissement ne présente aucun champ à grande distance comme un champ de rotation divergent ou un champ de flexion divergent. Cependant, cette boucle présente un moment dipolaire de rotation $\vec{\omega}^{BM}_{dipolaire}(r,\theta,\varphi)$ dans son voisinage, lié aux deux charges de rotation opposées situées de part et d'autre de la boucle. Ainsi, la boucle de dislocation de glissement est la singularité microscopique de réseau la plus élémentaire qui puisse être source d'un moment dipolaire de rotation.

Dans notre analogie avec le monde réel, une boucle de dislocation de glissement dans le réseau cosmologique parfait pourrait correspondre à la structure la plus élémentaire qui pourrait générer un *moment dipolaire électrique pour une particule élémentaire*. Or, il s'avère que la recherche et la mesure d'un moment dipolaire électrique des particules élémentaires est actuellement un sujet de recherche important de la Physique des particules élémentaires.

Des diverses propriétés physiques transportées par les singularités en boucle

De la discussion précédente, il semblerait donc que la boucle de désinclinaison vis pourrait transporter la charge électrique, la boucle de dislocation prismatique la charge de courbure et la boucle de dislocation par glissement le moment dipolaire électrique. On peut ajouter à ces trois propriétés une autre propriété qui pourrait avoir un intérêt énorme. Dans notre analogie avec le monde réel, il est assez difficile d'imaginer, pour trouver l'analogue du spin d'une particule chargée et du moment magnétique qui lui est associé, qu'une singularité sphérique symétrique de charge de rotation comme celle décrite à la figure 5.4 puisse tourner sur elle-même. Par contre, si on considère que l'analogue d'une charge électrique est bien la boucle de désinclinaison vis représentée à la figure 5.5, la topologie de cette singularité, constituée d'une pseudo-dislocation vis, permet d'imaginer très naïvement que celle-ci puisse tourner autour d'un de ses diamètres. Dans ce cas de figure, la distribution de la charge de rotation, analogue à une distribution de la charge électrique sous forme d'un anneau le long du périmètre de la boucle de désinclinaison vis, imposerait forcément l'apparition d'un moment magnétique de la boucle associé à ce mouvement réel de rotation. On reviendra sur ce sujet plus tard.

Il est encore une cinquième propriété fondamentale et très importante des particules élémentaires qui pourrait s'expliquer avec notre analogie. C'est le fait de pouvoir calculer les énergies élastiques de distorsion E^{boucle}_{dist} et les énergies cinétiques E^{boucle}_{cin} des boucles, et de pouvoir en déduire leurs masses d'inertie M^{boucle}_0, et que celles-ci sont contenues essentiellement dans le voisinage immédiat des boucles. Mais c'est aussi et surtout le fait qu'elles satisfont toutes, dans le réseau cosmologique parfait, la fameuse relation d'Einstein, qui est une propriété fondamentale de ces boucles qui a été démontrée *sans aucunement faire appel à un principe de relativité restreinte*.

D'autre part, la masse d'inertie des boucles est une propriété liée à la masse d'inertie du réseau cosmologique dans le référentiel absolu de l'observateur extérieur ***GO***. Dans une analogie avec le monde réel, la masse d'inertie du réseau topologique correspondrait alors au fameux *champs de Higgs* qu'il a fallu introduire dans le Modèle Standard pour expliquer la masse

des particules élémentaires, et la *particule de Higgs* serait alors la seule vraie particule du monde réel puisqu'elle correspondrait à une particule constitutive du réseau cosmologique parfait, alors que les autres particules élémentaires du Modèle Standard correspondraient à des singularités topologiques du réseau cosmologique parfait.

Il y a certes encore un chemin énorme à parcourir pour trouver une analogie qui fournirait, par combinaison judicieuse des différentes boucles topologiques élémentaires sous forme de différentes dispirations de structures plus ou moins complexes, l'ensemble des particules élémentaires du Modèle Standard et de leurs propriétés physiques. Mais le problème majeur qu'on va aborder dans la suite sera surtout de trouver les analogies qui expliquent le *comportement gravitationnel* des objets du monde réel à l'échelle macroscopique (gravitation de Newton, Relativité Générale), ainsi que le *comportement quantique* du monde réel à l'échelle microscopique (Physique Quantique).

On retiendra pour l'instant de ce chapitre que plusieurs des propriétés fondamentales des particules élémentaires de notre monde réel trouvent une explication fort simple et parfaitement classique à l'aide de l'analogie avec les singularités élémentaires en boucle d'un réseau cosmologique parfait.