HAL
open science

Compensation magnétique de pesanteur dans des fluides : synthèse des performances et contraintes

Alain Mailfert, Daniel Beysens, Denis Chatain, Clément Lorin

To cite this version:

Alain Mailfert, Daniel Beysens, Denis Chatain, Clément Lorin. Compensation magnétique de pesanteur dans des fluides : synthèse des performances et contraintes. Symposium de Génie Électrique 2014, Jul 2014, Cachan, France. hal-01065157

HAL Id: hal-01065157

https://hal.science/hal-01065157

Submitted on 18 Sep 2014

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.

Compensation magnétique de pesanteur dans des fluides : synthèse des performances et contraintes

Alain MAILFERT, Labo Géoressources, CNRS-Université de Lorraine ; Daniel BEYSENS, SBT/CEA Grenoble et ESPCI ParisTech ; Denis CHATAIN, SBT /CEA Grenoble ; Clément LORIN, SACM/CEA Saclay.

RESUME – La communication présente les principaux résultats théoriques et expérimentaux obtenus depuis une quinzaine d'années dans le domaine de la compensation magnétique de pesanteur. Cette technique, destinée principalement à des études de comportement de fluides en environnement spatial, utilise des sources de champ magnétique généralement élevé. Les avantages et les limites de la lévitation sont présentés ; son application à des problèmes de comportement de fluides sous forme diphasique est décrite.

***Mots-clés* — Diamagnétisme, paramagnétisme, bobines supraconductrices, distributions de forces magnétiques, micropesanteur.**

1. INTRODUCTION

Depuis la réalisation spectaculaire de lévitation sur terre d'organismes vivants au moyen d'aimants à champ intense [1], [2], la compensation magnétique de pesanteur a été développée au plan expérimental dans des laboratoires disposant de sources de champs élevés [3], [4]. Les principaux travaux concernent le comportement en apesanteur des fluides utilisés en technologie spatiale (hydrogène [5], oxygène [6], hélium [3], eau [7]) ou des milieux biologiques [8], [9]. La compréhension des résultats obtenus a nécessité le développement théorique des propriétés des forces magnétiques dans les milieux très faiblement magnétiques (diamagnétiques, paramagnétiques). L'importance particulière du vecteur **G** = **grad** (B^2) pour la lévitation de ces matériaux a conduit à étudier les propriétés de ce champ vectoriel particulier à partir des équations de Maxwell [10], [11], [12], puis à examiner les techniques de création de diverses distributions de **G** au moyen de bobines, complétées éventuellement « d'inserts » en matériaux ferromagnétiques [13] ou supraconducteurs [14]. Les travaux les plus récents concernent la mécanique des fluides, en particulier le comportement des bulles dans un liquide, et les systèmes diphasiques sous vibration [15] ou en compensation magnétique variable (simulation de l'accélération d'un véhicule spatial [16]).

Le travail de synthèse présenté ici comprendra :

- La présentation des fondements de la compensation magnétique de pesanteur et des principaux outils théoriques concernant cette technique.
- L'application de ces outils aux systèmes lévitateurs les plus fréquents, de configuration axisymétrique. Les possibilités de créer des champs de force de distribution particulière seront présentées à partir de la décomposition harmonique des champs.
- Les possibilités d'application aux systèmes à géométrie 2D (bobinages d'accélérateurs), ainsi que la simulation magnétique de forces centrifuges ou leur compensation.
- Les conséquences de la lévitation magnétique sur des systèmes hydrodynamiques simples (effets thermiques et thermocinétiques), et les effets de forme et de surface dans les systèmes diphasiques. Les applications en biologie seront évoquées.

2. FONDEMENTS THEORIQUES DE LA COMPENSATION MAGNETIQUE DE PESANTEUR

2.1. Champ, aimantation et induction magnétique, forces magnétiques, vecteur **G**

Une distribution volumique de courant **J** [$A.m^{-2}$] ou une répartition d'aimantation magnétique **M** [$A.m^{-1}$] dans un milieu matériel peuvent créer en tout point de l'espace un champ magnétique **H** [$A.m^{-1}$]. Des mesures de flux magnétique permettent de connaître l'induction magnétique **B** [en T ou Wb/m^2], reliée à **H** dans le vide par **B** = μ_0**H**, où μ_0 est la perméabilité du vide, et dans la matière par : **B** = μ_0**(H+M)**. Les équations de Maxwell de la magnétostatique relient le champ **H** à ses deux sources possibles :

$$div(\vec{B}) = 0 \text{, d'où : } div(\vec{H}) = -div(\vec{M})$$

$$rot(\vec{H}) = \vec{J}$$

La création d'une aimantation **M** dans un milieu matériel provient, réciproquement, de l'application d'un champ

magnétique ; il correspond à l'aimantation, une densité volumique d'énergie magnétique, d'où des densités de force magnétique quand le champ **H** varie avec la position.

Dans les milieux dits linéaires, **M** = χ**H** et **B** = $\mu_0(1+\chi)$**H,** où la constante χ est la susceptibilité magnétique du milieu considéré. Les densités de forces volumiques ont alors l'expression simple :

$$\vec{f}_m = \frac{\mu_0 \chi}{2} \overrightarrow{grad}(H^2) \qquad (1)$$

Les fluides intéressant les techniques spatiales sont soit paramagnétiques (oxygène liquide ou gazeux, avec χ # 10^{-3}), soit diamagnétiques (hélium, hydrogène, eau, avec χ # - 10^{-6}). L'obtention de forces importantes nécessite alors des valeurs élevées de **grad** (H^2). « L'art » du concepteur de sources de champ magnétique est alors interpellé…

En outre, les susceptibilités étant en valeur absolue très petites devant 1, on écrit souvent avec une bonne approximation :

$$\vec{f}_m = \frac{\chi}{2\mu_0} \overrightarrow{grad}(B^2) = \frac{\chi}{2\mu_0} \vec{G} \qquad (2)$$

Le **<u>champ de vecteurs</u> G = grad** (B^2) est, pour un matériau donné, une fonction du point directement proportionnelle au champ de forces volumiques internes. Nous verrons que les équations de Maxwell imposent des caractéristiques particulières à ce champ de vecteurs.

2.2. Compensation totale ou partielle de la pesanteur

La gravité **g** peut être sur terre ou d'autres planètes (Mars) ou satellites (Lune) considérée comme un vecteur constant dans des domaines de dimensions grandes devant celles des expériences de lévitation. Elle vaut sur terre g = 9,81 m.s^{-2}. La gravité lunaire vaut 0.17 g et la gravité martienne 0.38 g.

La force volumique de pesanteur est liée à la masse volumique ρ par l'expression :

$$\vec{f}_g = \rho \vec{g} \qquad (3)$$

Elle s'exerce, tout comme la force magnétique précédente, à l'échelle moléculaire. Il sera donc possible de compenser sur terre les forces de pesanteur en tout point tel que :

$$\vec{G} = -2\mu_0 \frac{\rho}{\chi} \vec{g} \qquad (4)$$

On constate que la « condition de lévitation » d'un fluide déterminé ne dépend que de sa susceptibilité massique (χ/ρ), qui ne dépend pas de l'état gazeux ou liquide du fluide.

La norme G_1 du vecteur G assurant la compensation de pesanteur terrestre est donnée dans le tableau suivant :

Tableau 1. Valeurs de G_1 pour la compensation exacte de pesanteur

Fluide (à 1 bar)	**Susceptibilité magnétique (SU)**	**Masse volumique (kg.m^{-3})**	**G_1 (T^2.m^{-1})**
O_2 (90K)	+ 3, 5 . 10^{-3} (paramagnétique)	1140	8
H_2 (20K) He (4,2 K) H_2O (293K)	- 1,8 . 10^{-6} - 0,74 . 10^{-6} - 9,0 . 10^{-6} (diamagnétiques)	71 125 998	- 990 - 4140 - 2720

On constate aussi que la force magnétique dérive du potentiel ($\chi B^2/2\mu_0$), de même que la pesanteur dérive du potentiel (ρgz) où z est l'altitude du point. La somme des forces gravitaires et magnétiques dérive donc du « potentiel magnétogravitaire » [en J.m^{-3}] :

$$\Sigma_L = \frac{\chi B^2}{2\mu_0} - \rho g z \qquad (5)$$

2.3. Théorème fondamental, homogénéité de la compensation de pesanteur, vecteur **ε**.

Les équipotentielles gravitaires terrestres, ou résultant d'autres corps célestes de dimensions très grandes « à l'échelle du laboratoire », peuvent être considérées comme planes, c'est-à-dire que la gravité **g** est un vecteur constant. Les premiers travaux sur l'application aux fluides de la compensation magnétique de pesanteur ont donc cherché à identifier (sans succès !) les sources de champ magnétique **H** conduisant à un vecteur **G** uniforme dans un domaine vide tridimensionnel fini.

Nous avons pu établir un théorème fondamental pour la compensation magnétique [10], qui est l'impossibilité de créer dans un espace tridimensionnel vide un vecteur **G = grad** (B^2) uniforme, et plus largement à divergence nulle, si **B (**non nul) obéit aux équations de la magnétostatique:

$$div(\vec{B}) = 0 \quad \text{et} \quad \overrightarrow{rot}(\vec{B}) = 0$$

On ne peut donc compenser exactement avec les seules forces magnétiques la pesanteur en tout point d'un espace vide tridimensionnel !

Par contre, on peut en théorie compenser exactement la pesanteur en tout point de surfaces bidimensionnelles (2D) invariantes par translation, donc infinies : plans horizontaux, verticaux, ou obliques [11],[17]. Les sources de champ magnétique « 2D » correspondantes, permettant dans une certaine mesure de réaliser ces conditions, sont de même famille topologique que les aimants multipolaires des accélérateurs de particules. Ainsi, un électroaimant dipolaire et un électroaimant quadrupolaire coaxiaux suffisamment longs peuvent créer dans un plan axial vertical ou horizontal un vecteur **G** constant. Cette structure a été initialement étudiée, mais non retenue, pour assurer la lévitation magnétique de billes de deutérium solides destinées à servir de cibles pour la fusion thermonucléaire.

En géométrie axisymétrique (bobines circulaires, ou solénoïdes) à axe vertical, on verra dans le paragraphe suivant que les conditions de compensation magnétique exactes

peuvent être réalisées en deux points de l'axe, ou en tout point d'un segment axial de longueur finie [18]. Des résultats récents ont montré que la compensation exacte est aussi possible en tout point de cercles horizontaux centrés sur l'axe [19].

Les expériences de lévitation magnétique s'effectuent dans des cellules évidemment tridimensionnelles, positionnées autour d'au moins un point de compensation exacte. Il est nécessaire de connaître les écarts à la compensation à proximité du point de compensation exacte. Pour cela, on définit un vecteur **ε** « vecteur inhomogénéité », fonction du point, qui représente l'erreur relative entre la valeur **G** effectivement produite par l'aimant lévitateur en ce point, et celui nécessaire à la compensation parfaite :

$$\vec{\varepsilon} = \frac{(\vec{G} - \vec{G}_1)}{G_1} \qquad (6)$$

Ce vecteur représente physiquement l'accélération résultante, en chaque point du domaine de lévitation, à une constante multiplicative près qui est la constante de gravité.

Au moyen de développements limités des différentes grandeurs, on peut obtenir en géométrie invariante par translation ou en géométrie axisymétrique des expressions de la norme ε du vecteur inhomogénéité à une distance R du point de compensation exacte. L'ordre de grandeur des inhomogénéités recherchées est généralement de 1% dans la zone d'expérimentation.

Dans les deux cas géométriques considérés, la norme ε est, pour un fluide donné en lévitation exacte en un point connu, proportionnelle à la distance à ce point, et inversement proportionnelle au carré de l'induction magnétique. Pour obtenir une compensation magnétique de bonne qualité dans une zone utile la plus étendue possible, il est donc nécessaire de créer une induction la plus élevée possible. Des aimants supraconducteurs sont généralement employés, à des inductions qui atteignent par exemple 10 T pour la lévitation de l'hydrogène.

2.4. Méthodologie de conception d'un dispositif compensateur de gravité

Dès lors que les expériences réalisées portent sur les comportements de fluides, en particulier sous forme diphasique, la connaissance précise des forces magnétiques en tout point est nécessaire. Au-delà de l'obtention de la valeur G_1 nécessaire pour le fluide considéré, la distribution **G**(**r**) autour des points de compensation exacte est donc une donnée importante. Certaines expériences sont en outre facilitées par des distributions particulières de ce vecteur qui peuvent être imposées. Le concepteur de lévitateurs spécifiques est donc confronté à deux types de « problèmes inverses » qui se présentent successivement, lorsqu'il cherche à répondre à un cahier des charges qui porte sur l'obtention d'une distribution de forces, c'est-à-dire d'une distribution spatiale du vecteur **G** :

<u>Premier problème inverse</u> : connaissant la distribution **G**(**r**), trouver une distribution de l'induction **B**(**r**) satisfaisant **G(r) = grad** (B^2). Ce problème n'a pas nécessairement de solution car toutes les distributions **G**(**r**) ne sont pas possibles : d'après notre théorème fondamental, sont interdites par exemple toutes les distributions telles que div **G** = 0. Par ailleurs, s'il existe une solution pour B^2(**r**), il en existe une infinité, puisque **G** est un gradient. Ensuite, il faut trouver des composantes de **B(r)** qui satisfont les équations de Maxwell et la contrainte sur B^2(**r**)

<u>Second problème inverse</u> : c'est le problème inverse classique de la magnétostatique. **B**(**r**) étant supposé identifié, trouver un système de sources (courants, en association éventuelle avec des matériaux magnétiques) qui conduise à la distribution cherchée de **B**(**r**). Là aussi, existe une infinité de solutions, ce qui permet de réaliser des optimisations diverses.

Les difficultés d'une résolution analytique de ces problèmes nous ont conduits à adapter une méthode fondée sur l'analyse de la « structure » générale du champ de vecteur **G**. Mais contrairement aux champs habituels de l'électromagnétisme dans le vide, **G** n'obéit pas à l'équation de Laplace, ce qui interdit de le décomposer en harmoniques. Par contre, l'induction dans le vide, à laplacien nul, peut être décomposée en fonctions harmoniques, et on a cherché les propriétés de **G** en fonction des harmoniques du champ **B**. Le premier problème inverse est alors contourné en établissant un « catalogue » des distributions possibles de **G** qui peuvent être obtenues à partir d'un ensemble de « bobinages harmoniques », concept classique. Il restera aux expérimentateurs à choisir dans ce catalogue ce qui satisfait le mieux leurs contraintes !

3. DISPOSITIFS LÉVITATEURS AXISYMÉTRIQUES

3.1. Solénoïde simple : points de lévitation stable

L'utilisation d'un solénoïde « ordinaire », à section de bobinage rectangulaire (a x b), est la solution la plus simple pour obtenir les conditions de lévitation dans une zone utile centrée sur l'axe. La figure 1 montre les variations sur l'axe de l'induction et de la norme du vecteur **G** (dirigé suivant l'axe **Oz**, qui est choisi suivant la pesanteur), pour une valeur donnée du courant I alimentant le bobinage. On constate que le sens de **G** change de part et d'autre du plan médian du solénoïde, et que la norme de G passe par un maximum G_m pour une valeur de $z = z_0$ qui ne dépend que des caractéristiques géométriques (a, b) ; la valeur de ce maximum est proportionnelle à I^2. On pourra utiliser le solénoïde comme lévitateur d'un fluide de paramètre critique G_1 si le courant est au moins égal à la valeur I_0 qui permet d'obtenir $G_m = G_1$.

Pour chaque valeur du courant $I > I_0$, il existe deux points possibles de lévitation situés de part et d'autre de $z = z_0$, dont un seul est stable. La figure 2 montre les équipotentielles magnéto-gravitaires (expression (5)) et les accélérations résultantes pour le solénoïde pris comme exemple, et pour deux valeurs du courant (supérieures à I_0). La figure correspond à la lévitation d'un fluide diamagnétique (comme l'hydrogène) : le point de lévitation stable se situe au fond d'un puits de potentiel magnétogravitaire. La forme de ce puits et la position du point de lévitation dépendent de la valeur du courant. Le point de lévitation stable se trouve généralement, pour des solénoïdes de dimensions courantes, à proximité des plans « d'entrée » du solénoïde.

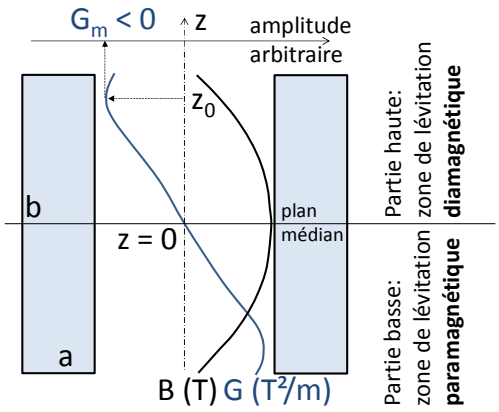

Figure 1 : Solénoïde simple : variations sur l'axe de l'induction (axiale) B (en tesla) en noir et de G (T^2/m) = 2B (dB/ dz) en grisé. On constate que la norme de G passe par un maximum G_m pour une valeur z_0 de z proche de « l'entrée » du solénoïde, appelé aussi « point de première lévitation ». Le vecteur G change de signe de part et d'autre du plan médian.

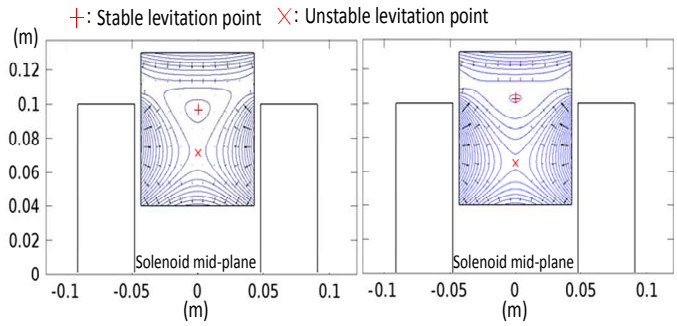

Fig.2 Solénoïde simple : points de lévitation obtenus pour un même matériau diamagnétique, pour deux valeurs du courant (le courant est plus élevé dans la figure de droite). Le point de lévitation stable et la forme des équipotentielles magnétogravitaires changent avec le courant.

3.2. *Homogénéité de la compensation axisymétrique*

Il est très important de connaître la précision de la compensation de pesanteur réalisée à proximité du point de compensation exacte. Cela permet de prévoir des dimensions de cellules d'essai « pour compensation à n% », ou bien d'interpréter précisément des expériences sur des fluides dans une cellule donnée. Au moyen d'un développement en polynômes de Taylor, on peut établir la relation entre les composantes radiale ε_r et longitudinale ε_z du vecteur $\boldsymbol{\varepsilon}$ à la distance R du point de compensation exacte sur l'axe, pour les faibles valeurs de l'inhomogénéité. On obtient ainsi [11] :

$$2\varepsilon_r + \varepsilon_z = \frac{3G_1 R}{4B^2} \qquad (7)$$

Cette expression montre que la qualité de la compensation est d'autant meilleure que l'induction B au point considéré est élevée. Ainsi dans une sphère de rayon 1 mm, la lévitation « à 1% d'erreur » nécessite une induction de 5 T pour l'hydrogène et de 8,3 T pour l'eau ! Cette particularité explique l'utilisation généralisée de bobines à haut champ (supraconductrices, ou refroidies à l'eau, ou hybrides) pour réaliser la lévitation des fluides diamagnétiques. La lévitation de l'oxygène, paramagnétique, peut se satisfaire de champs magnétiques plus faibles, accessibles avec des électroaimants « traditionnels » [12] ou des aimants permanents, mais elle s'accompagne d'instabilités qui peuvent être rédhibitoires.

Pour une induction B donnée, la condition de lévitation sur l'axe du solénoïde, pour un fluide de paramètre critique G_1, s'écrit :

$$G_1 = 2B\frac{dB}{dz} \qquad (8)$$

La forme même de la « zone utile de lévitation à n % » ou du « puits de potentiel magnétogravitaire », n'est pas nécessairement sphérique. L'étude précise de cette topologie a été effectuée à partir d'un développement en harmoniques sphériques du potentiel magnétique scalaire du champ magnétique [12]. Cette décomposition du potentiel magnétique est classique, par exemple pour la conception de bobinages destinés à la création de champs magnétiques très uniformes pour les dispositifs de Résonance Magnétique Nucléaire.

Les distributions du vecteur G (qui n'est pas décomposable en harmoniques) et du potentiel MagnétoGravitaire (potentiel MG) s'en déduisent pour n'importe quel système axisymétrique, en fonction des harmoniques du champ. On remarque que la condition de lévitation (8) s'écrit directement comme une condition sur le produit des deux premiers harmoniques 1 et 2 du champ. Nous avons montré aussi que la forme des équipotentielles MG près du point de lévitation est donnée au premier ordre par la valeur de l'harmonique 3 du champ magnétique. Dans le cas d'un solénoïde simple, cette forme est différente suivant le point de lévitation sur l'axe : tubulaire « verticale » au point de « première lévitation » z_0 , elle devient ellipsoïdale allongée (prolate), puis sphérique, puis ellipsoïdale aplatie (oblate) puis plane à mesure que le courant choisi pour la lévitation augmente (figure 3).

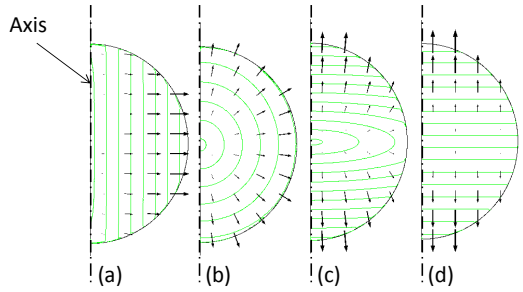

Fig.3 Equipotentielles magnétogravitaires EMG, et vecteurs accéleration relative résultante, à proximité du point de lévitation choisi sur l'axe. (a) : point de « première lévitation » à EMG verticales. (b) : point de lévitation à EMG sphériques. (c) : point à EMG ellipsoïdales oblates. (d) : point à EMG horizontales. Les courants nécessaires sont croissants de (a) vers (d), et le point de lévitation s'éloigne du plan médian du solénoïde.

On constate donc qu'un simple solénoïde permet d'obtenir en différents points sur son axe des zones utiles de lévitation de structures magnétiques diverses… à condition de déplacer la zone utile, et à condition que le courant dans le solénoïde puisse être augmenté, ce qui n'est pas toujours le cas pour les solénoïdes supraconducteurs ou les bobines hybrides. Ainsi le

solénoïde supraconducteur HYLDE, au CEA Grenoble, permet de faire léviter l'hydrogène dans les configurations « verticale » à « sphérique», mais non dans la configuration « horizontale » qui correspondrait à un courant supérieur au courant critique.

3.3. Concepts avancés

Les dernières remarques montrent comment et jusqu'où les techniques de conception et d'optimisation de sources du champ magnétique permettent de répondre aux exigences de la lévitation magnétique, c'est à dire de la simulation magnétique de conditions spatiales. Plusieurs concepts « avancés » ont permis d'augmenter les performances de solénoïdes simples, par adaptation du contenu harmonique du champ.

3.3.1. Inserts ferromagnétiques et supraconducteurs

L'utilisation conjointe de bobines supraconductrices et de matériaux ferromagnétiques massifs saturés a été mise en œuvre depuis longtemps, dans les séparateurs magnétiques à haut champ et haut gradient (HGMS), ou même dans certaines machines électriques supraconductrices [20].

L'ajout dans la partie utile d'un solénoïde supraconducteur d'un insert ferromagnétique tubulaire a été réalisé au SBT/CEA Grenoble pour tenter à la fois d'augmenter le champ magnétique (premier harmonique de la distribution d'induction) et d'adapter la valeur des harmoniques suivants. L'optimisation du système s'effectue au moyen du calcul numérique du champ et de G sur l'axe. La figure 4 montre l'augmentation intéressante obtenue de la « hauteur » suivant Oz de la zone utile pour lévitation de l'hydrogène [13].

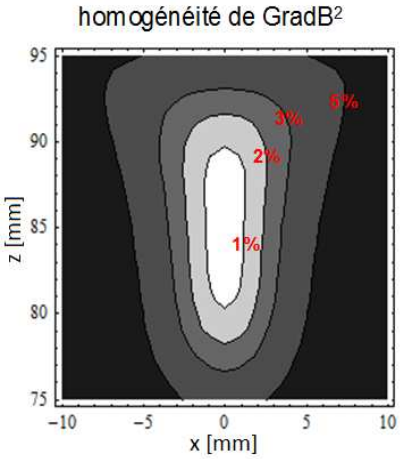

Fig.4 Utilisation d'un insert ferromagnétique pour « allonger » la zone utile de lévitation d'un solénoïde simple (simulation numérique d'un dispositif réalisé à Grenoble). Sur l'axe même de la zone de lévitation, la gravité est compensée à 1% près sur une hauteur de l'ordre de 8mm, alors que dans une direction transverse la largeur de la zone à 1% n'est que de 2,5 mm. La publication [18] a justifié théoriquement l'aspect conique des surfaces iso-homogénéité, quand la compensation est parfaite sur un segment de droite.

Des modifications intéressantes, portant essentiellement sur une augmentation de l'harmonique 2, ont aussi été proposées au moyen d'inserts massifs en matériau supraconducteur HTc [14]. A noter que l'utilisation d'inserts massifs, ferromagnétiques ou supraconducteurs, ne donne pas une grande souplesse de réglage de la compensation.

3.3.2. Bobinages harmoniques multiples

L'explicitation du rôle des différents harmoniques du champ a été mise à profit pour concevoir un dispositif axisymétrique permettant le réglage indépendant des trois premiers harmoniques du champ magnétique [12]. Il comprend trois systèmes de bobinages solénoïdaux, responsables pour chacun de la création de chacun des trois premiers harmoniques du champ magnétique, donc « mutuellement indépendants ». Le contrôle séparé des trois courants correspondants permet de créer au centre du dispositif les conditions de lévitation du fluide choisi, et l'adaptation de la forme des équipotentielles magnétogravitaires autour de ce point. La figure 5 montre le schéma de conception d'un tel lévitateur, non encore réalisé à l'heure actuelle.

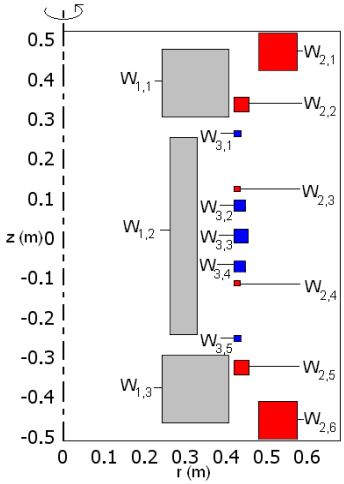

Fig.5. Schéma d'un lévitateur axisymétrique à réglage indépendant des harmoniques. Ce système axisymétrique (axe en r = 0) est conçu pour obtenir au centre du dispositif (z = 0) une zone de lévitation de structure réglable, en combinant les trois premiers harmoniques du champ. Gris : coupe des bobines de l'harmonique de rang 1. Rouge et bleu : harmoniques de rangs 2 et 3.

3.3.3. Simulation magnétique de l'accélération d'un véhicule spatial.

Un développement récent des techniques de compensation magnétique porte sur l'analogie absolue que l'on peut faire entre la pesanteur et les forces d'accélération (la gravité classique est une accélération…) Comme on sait créer une pesanteur artificielle pour un fluide donné au moyen de forces magnétiques, on peut simuler sur terre une accélération, à partir par exemple d'un état d'apesanteur. On souhaite en effet simuler le comportement de fluides, surtout sous forme diphasique, lors du ré-allumage des propulseurs d'un véhicule spatial, séquence rendue nécessaire par l'objectif de déposer des satellites sur des orbites différentes.

Il faut pour cela créer des forces magnétiques dépendant du temps suivant une loi choisie, par exemple passer d'un état de compensation de la gravité (accélération magnétique = -g) à un état de compensation partielle (accélération magnétique = -g') qui simule une accélération dans l'espace égale à (g'-g). Pour ce faire, il « suffit » d'imposer à des courants dans les bobinages du lévitateur une variation définie. La solution choisie consiste à charger ou décharger un bobinage (ici,

supraconducteur) suivant une loi déterminée. Des expériences ont été conduites au SBT/CEA Grenoble avec le dispositif « LOLA » qui comprend deux bobines supraconductrices co-axiales (fig. 6).

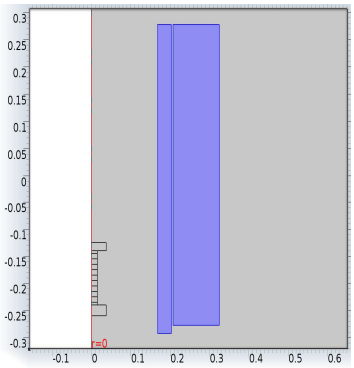

Fig.6. Schéma du dispositif « LOLA » comprenant deux bobines supraconductrices coaxiales (coupe des bobinages en bleu, cotes en mètres). L'axe vertical est en rouge sur la gauche, la cellule d'essai est figurée en noir.

Les conditions initiales de lévitation sont obtenues pour des courants constants bien choisis dans les bobinages. La décharge d'une seule des bobines s'effectue dans une résistance, qui va fixer la constante de temps. La seconde bobine est alimentée à courant constant, mais avec une tension aux bornes induite par la décharge, ce qui a imposé la conception (par le GREEN) d'une alimentation adaptée. L'état final simule une accélération constante appliquée à la cellule d'essai. Les expériences réalisées avec de l'oxygène sous forme diphasique se sont révélées satisfaisantes, après résolution de problèmes liés à l'apparition de courants de Foucault dans des pièces métalliques pendant la décharge, ce qui modifiait notablement les valeurs des forces magnétiques escomptées [16].

4. DISPOSITIFS INVARIANTS PAR TRANSLATION

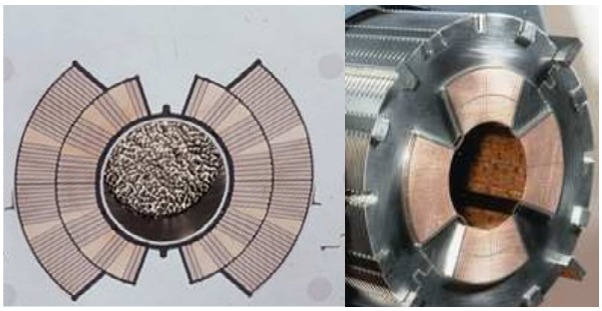

Fig.7 Schéma frontal d'un bobinage dipolaire (gauche), montrant la disposition des bobines supraconductrices, et vue frontale d'un bobinage quadrupolaire (droite), montrant la disposition des bobines et de la culasse du LHC du CERN. Ces bobinages de plusieurs mètres de long sont parfaitement opérationnels.

Des distributions de champ magnétique invariantes par translation s'obtiennent avec une bonne approximation dans la partie centrale des bobines utilisées dans les grands accélérateurs de particules, par exemple le Large Hadron Collider du CERN de Genève (fig.7). La technologie de fabrication d'aimants supraconducteurs dipolaires et même multipolaires de plusieurs mètres de longueur est en constant progrès. Des lévitateurs utilisant ces géométries ont été proposés et dimensionnés [11], mais sans réalisation effective, dans le but de mettre en lévitation des cibles de deutérium solide destinées à des expériences de fusion thermonucléaire. Loin des extrémités de ces bobinages, les vecteurs **B** et **G** sont naturellement dans des plans perpendiculaires à l'axe longitudinal (soit **Oz**) des bobines. La détermination bidimensionnelle des valeurs et de la distribution des vecteurs **G** et **ε** s'étudie sans difficultés, à partir d'une décomposition de **B** en harmoniques circulaires dans le plan (x,y).

4.1. Conditions de lévitation sur l'axe longitudinal

On considère un dispositif lévitateur comprenant au moins un bobinage dipolaire et un bobinage quadrupolaire de même axe. Le vecteur **G** étant dans des plans perpendiculaires à l'axe longitudinal des bobines lévitatrices, la compensation parfaite de pesanteur ne peut exister que si l'axe est horizontal. Si la condition de lévitation pour le fluide concerné est vérifiée en un point de l'axe, elle le sera aussi en tout point de cet axe. Il existe donc alors au moins une ligne droite (l'axe longitudinal) pour laquelle la compensation magnétique est parfaite. Quand cela est réalisé, on peut définir comme pour la géométrie axisymétrique un vecteur inhomogénéité **ε,** avec ici pour composantes ε_x (dans le plan horizontal) et ε_y (dans le plan vertical) pour des points proches de l'axe (à la distance R de celui-ci). Un développement limité permet d'obtenir une expression voisine de celle obtenue en géométrie axisymétrique :

$$\varepsilon_x + \varepsilon_y = \frac{G_1 R}{2B^2} \qquad (9)$$

On constate, comme pour la géométrie axisymétrique, que l'utilisation d'une induction B élevée augmente l'homogénéité à une distance R d'un point de lévitation.

Les surfaces équipotentielles magnétogravitaires (EMG) sont maintenant des surfaces cylindriques (parallèles à Oz) générées par les courbes EMG du plan (x,y). Et, de même que pour le problème axisymétrique, la forme de ces surfaces dépend essentiellement de la valeur des trois premiers harmoniques du champ. Mais alors que pour un solénoïde simple on passe d'une configuration à une autre en se déplaçant sur l'axe du solénoïde, pour un lévitateur invariant par translation on peut passer d'une configuration à l'autre en modifiant, en un même point de l'axe, le rapport des harmoniques 1 (ou 2) à 3. La figure 8 montre trois configurations remarquables trouvées : dans la configuration « verticale » la compensation exacte est obtenue en tout point d'un plan vertical contenant l'axe, et le vecteur **ε** est quasi-horizontal ; dans la configuration horizontale la compensation exacte est obtenue en tout point d'un plan horizontal et **ε** est partout vertical ; dans la configuration « circulaire » la compensation n'est parfaite que sur l'axe longitudinal, mais les vecteurs **ε** sont centraux, et leur norme varie comme la distance à l'axe. Il est aussi remarquable qu'une compensation parfaite de la gravité peut aussi être obtenue en tout point de plans obliques par rapport au plan horizontal, avec des distributions spatiales de l'homogénéité qui ne dépendent que de l'harmonique 3 de distribution des courants [17].

Ces particularités permettent de concevoir en principe des lévitateurs avec des volumes utiles « à n% près » de grande longueur.

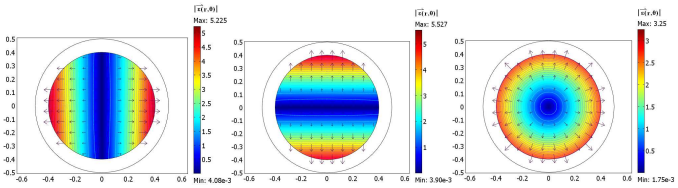

Fig.8 Equipotentielles magnétogravitaires et accélérations résultantes (flèches) dans un plan ortho-axial d'un lévitateur « invariant par translation » comprenant trois bobinages harmoniques. Les trois configurations « verticale », « horizontale » et « circulaire » des équipotentielles sont obtenues avec la même valeur des harmoniques de rangs 1 et 2, mais pour des valeurs différentes de l'harmonique de rang 3 (sextupolaire). Des plans de compensation exacte obliques par rapport à l'horizontale peuvent aussi être obtenus [17].

4.2. Simulation de rotation d'un système spatial, et compensation parfaite de pesanteur dans un grand volume

Dans le cas « circulaire » de lévitation invariante par translation qui précède, l'accélération résultante varie comme la distance à l'axe. Cette variation caractérise aussi les forces centrifuges qui s'exercent sur un fluide en rotation uniforme autour de l'axe longitudinal. On en déduit qu'une expérience magnétique dans les conditions « circulaires » précédentes pourrait simuler au sol, exactement et en tout point, les forces exercées dans l'espace (gravité nulle) par un fluide en rotation uniforme autour de l'axe. Il faut néanmoins que les accélérations magnétiques **ε** soient centrifuges, c'est-à-dire que le fluide soit paramagnétique (oxygène liquide par exemple)

Inversement, la mise en rotation circulaire uniforme du récipient contenant au sol un fluide diamagnétique (hydrogène ou eau) dans les conditions de lévitation « circulaires » précédentes peut compenser exactement l'accélération **ε** résultante de la compensation magnétique de pesanteur, et ceci dans un grand volume ! Ce résultat permet de « contourner » l'impossibilité de compenser exactement la pesanteur en tout point d'un domaine tridimensionnel : une force constante (donc à divergence nulle) peut être compensée exactement à condition de la compenser par l'association d'une force magnétique **G** (à divergence non nulle) et d'une force centrifuge, à divergence non nulle également [21]

Ces résultats pourtant fondamentaux n'ont semble-t-il reçu encore à l'heure actuelle (2014) aucun début de mise en œuvre…

5. EXEMPLES DE PHENOMENES OBSERVES OU PREVISIBLES EN COMPENSATION MAGNETIQUE DE PESANTEUR

La compensation magnétique de pesanteur a été mise en œuvre expérimentalement avant que soient développées les analyses théoriques approfondies qui précèdent. Celles-ci ont été utilisées pour expliquer et décrire, autant que faire se peut, les phénomènes observés. Elles peuvent être aussi employées dans un but prévisionnel.

5.1. Phénomènes thermiques: crise d'ébullition

L'efficacité de la simulation magnétique d'apesanteur est mise en évidence de manière spectaculaire par les expériences de « crise d'ébullition » (fig.9) : dans un récipient chauffé par en dessous, l'ébullition se traduit par l'émission de bulles de vapeur qui pour la gravité normale se détachent et montent dans le fluide quand elles ont atteint un faible diamètre. Si on diminue progressivement la pesanteur par voie magnétique, les bulles se détachent pour un diamètre plus grand, puis elles ne se détachent plus quand la pesanteur est compensée, la chaleur se transmet alors par conduction simple dans la vapeur de la bulle.

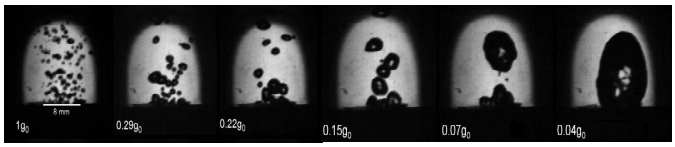

Fig.9. Crise d'ébullition : les bulles qui se détachent de la paroi chauffée ont un diamètre de plus en plus gros quand la gravité résultante diminue, puis une bulle unique ne se détache plus.(expériences SBT/CEA Grenoble)

5.2. Convection magnétothermique

Les transferts thermiques par convection thermique, dus sur terre à la gravité, disparaissent dans les fluides en apesanteur. Cette particularité doit être prise en compte dans la conception des dispositifs spatiaux.

Les fluides concernés par les techniques spatiales ont pour caractéristique que la susceptibilité massique (χ/ρ) ne dépend pas de leur état, liquide ou gazeux. Cette susceptibilité est pratiquement indépendante de la température pour les diamagnétiques, mais elle suit une loi de Curie-Langevin pour l'oxygène, paramagnétique. Dans un récipient contenant de l'oxygène paramagnétique en apesanteur, et soumis à des champs magnétiques et à un gradient de température, les différentiels de forces magnétiques peuvent conduire à une convection magnéto-thermique. Ce phénomène, semblable dans son principe à la convection thermique ordinaire sur terre, est d'amplitude et de structure d'écoulement différente, en raison de la distribution non uniforme des forces magnétiques [11],[22],[23].

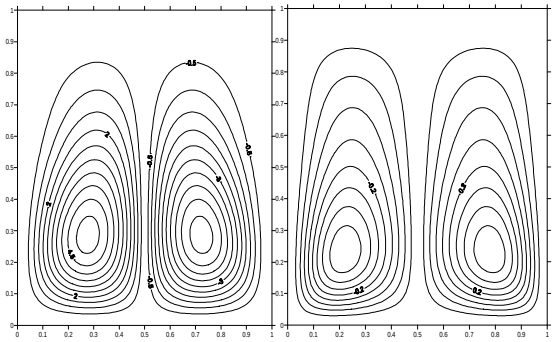

Fig.10. Convection magnétothermique dans un canal infini à section rectangulaire dans l'espace, et chauffé par dessous (à gauche) ou par dessus (à droite). Le champ est produit par une paire de courants continus de sens opposés, situés à la surface du canal et à la base de celui-ci

La figure 10 montre la simulation numérique des courants fluides d'oxygène liquide dans un canal à section rectangulaire en apesanteur, soumis au champ magnétique produit par une

paire de conducteurs traversés par des courants opposés, à la base du canal. Ces résultats montrent qu'il est possible de recréer une convection thermique en apesanteur, à partir de sources de champ magnétiques bien choisies. La possibilité de brasser les fluides, à fins d'égaliser des températures en apesanteur, est donc établie.

5.3. Effets de surface dans les systèmes diphasiques : interfaces près du point critique, forme des bulles dans l'oxygène liquide, instabilités de surface des fluides paramagnétiques,

La forme des interfaces liquide-vapeur dans les expériences sur les fluides en microgravité dépend des différentes énergies en présence, en particulier des forces de tension de surface. En réalisant la lévitation magnétique de l'hydrogène très près de son point critique (T – Tc = 10mK), on annule pratiquement la tension de surface. La forme de la surface de séparation entre liquide et vapeur correspond alors aux équipotentielles magnéto-gravitaires, comme il apparaît sur la figure 11, référence [24].

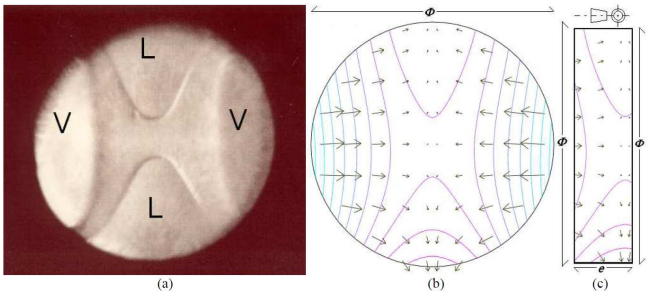

Fig.11. Visualisation des surfaces de séparation liquide/vapeur près du point critique de l'hydrogène (T-Tc = 10 mK). La partie gauche (a) de la figure montre, au travers du hublot frontal d'une cellule de visualisation, les surfaces de séparation. La partie droite de la figure donne (flèches noires) les forces résultantes, et (lignes rouges) les équipotentielles magnétogravitaires calculées pour les conditions de l'expérience, dans une vue frontale (b) et latérale (c). On constate que les surfaces de séparation sont confondues avec les équipotentielles magnétogravitaires, qui sont ainsi "visualisées".

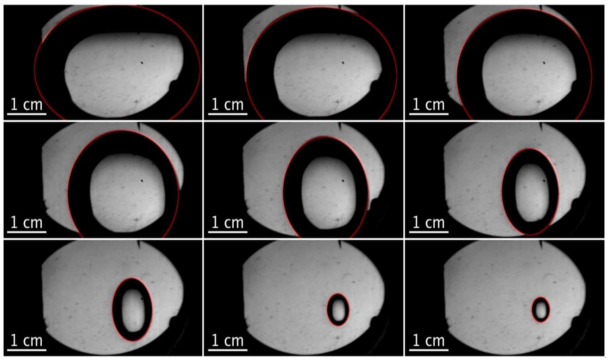

Fig.12. Déformation d'une bulle en contraction lente dans l'oxygène liquide. Les différentes vues, de gauche à droite et de haut en bas, montrent successivement : un ellipsoïde aplati, avec prépondérance de l'énergie magnétogravitaire pour le point de lévitation ; une sphère puis un ellipsoïde allongé, dus à l'influence de l'énergie de champ démagnétisant (qui allonge les formes dans le sens du champ) ; enfin une sphère, qui traduit la prépondérance de l'énergie de tension de surface pour les petites dimensions.

La tension de surface intervient aussi dans la forme des bulles en lévitation dans le liquide [6]. Ainsi, des expériences ont été réalisées de contraction de bulles de vapeur dans l'oxygène liquide [25] qui montrent qu'au cours de la contraction de la bulle, elle passe successivement d'une forme initiale qui est un ellipsoïde aplati, à une forme sphérique, puis à une forme ellipsoïdale allongée dans la direction du champ magnétique, puis pour finir elle redevient sphérique (figure 12).

Ce comportement a été parfaitement décrit comme réalisant à chaque stade le minimum entre la somme de trois énergies :

- Celle due au « champ démagnétisant » de la bulle ellipsoïdale dans le champ magnétique produisant la lévitation. Cette notion est classique en magnétostatique des milieux magnétiques, elle n'est sensible ici qu'en raison de la susceptibilité « relativement élevée » de l'oxygène liquide paramagnétique.
- L'énergie magnétogravitaire, obtenue en intégrant sur le volume de la bulle la densité Σ_L introduite ici dans le paragraphe 2.2 (expression (5)).
- L'énergie de tension de surface totale, calculable pour un ellipsoïde de dimensions et de rapport d'aspect connus.

Les surfaces liquide/vapeur de l'oxygène montrent aussi une autre possibilité de déformation (figure 13), quand le champ magnétique produisant la lévitation a une composante perpendiculaire à la surface [4] : il s'agit d'une instabilité identique aux phénomènes observés en gravité normale dans les ferrofluides [26]. En effet la surface libre plane d'un ferrofluide, soumis à un champ magnétique uniforme perpendiculaire, peut présenter une instabilité qui se traduit par des pics statiques, se terminant par un sommet pointu, disposés dans le plan de la surface sous forme d'un réseau, généralement hexagonal mais pouvant évoluer vers un carré. L'instabilité apparaît quand le champ normal dépasse une valeur critique B_C donnée par une expression de valeur limite, pour un fluide paramagnétique de susceptibilité $\chi << 1$:

$$B_c = \frac{2}{\chi}\mu_0^{1/2}(\rho g \gamma)^{1/4} \qquad (10)$$

ρ est la différence des masses volumiques entre le liquide et sa vapeur, g est la gravité ou la gravité résiduelle en cas de compensation, γ la tension de surface liquide/vapeur.

Il apparaît que la compensation magnétique de pesanteur dans l'oxygène paramagnétique a pour effet de baisser considérablement la valeur critique d'apparition de cette instabilité et de rendre les pics visibles malgré la faible valeur de la susceptibilité de l'oxygène. Dans le cas d'un réseau hexagonal, la distance théorique entre pics est :

$$d = 4\pi\left(\frac{\gamma}{3\rho g}\right)^{1/2} \qquad (11)$$

Cette instabilité semble se combiner avec un autre effet plus macroscopique, une déformation de l'interface en forme de cône [4]. Ce phénomène avait déjà été observé pour l'oxygène diphasique, en champ magnétique intense mais gravité normale [27].

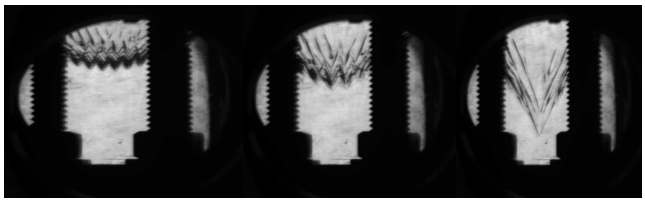

Fig.13. Instabilités de surface dans l'oxygène : interface liquide/vapeur observé en champ magnétique et donc force magnétique croissants, le liquide étant dans la partie supérieure de la cellule d'essai. On observe pour une certaine valeur du champ, correspondant au champ critique Bc donné plus haut, l'apparition d'un réseau hexagonal dont la maille (environ 4mm) correspond approximativement à l'expression fournie plus haut pour d. Pour des champs croissants, le ménisque de séparation se creuse en cuvette, puis se transforme en .cône, sans disparition des pics précédents. L'échelle est donnée par le pas (2mm) des vis qui sont visibles de part et d'autre des photos.

5.4. Quelques pistes en biologie

L'utilisation de la compensation magnétique, pour simuler l'apesanteur en biologie, est maintenant largement développée, surtout pour des cellules ou des micro-organismes. Les différents objets pris en compte étant composés de plusieurs éléments, en présence de forces magnétiques les différences de susceptibilité se traduisent par des tensions internes qui modifient l'état de contraintes biologiques « naturelles » des tissus. Cependant, les contraintes de cohésion « naturelles » sont prépondérantes pour des objets très petits, car les forces magnétiques varient comme le cube des dimensions des constituants élémentaires, alors que les forces de cohésion inter-éléments varient seulement comme leurs surfaces de séparation, c'est à dire comme le carré des dimensions. On considère donc en général que les objets ont un comportement global, caractérisé par une susceptibilité magnétique qui pour de nombreux tissus est très proche de celle de l'eau, c'est-à-dire (-9.10^{-6}). On en déduit que la petite grenouille lévitante [2] du lauréat du prix IgNobel 2007 A.K.Geim (prix Nobel tout court en 2010) n'a probablement pas été très perturbée par son aventure !

Se pose évidemment pour les milieux biologiques la question de l'influence du champ **B** même sans gradient de B^2. Ceci peut imposer aux échantillons biologiques des conditions ne correspondant plus aux conditions spatiales. Des phénomènes d'orientation de certaines cellules sous l'influence de B ont ainsi été observées. Mais ces observations imprévues sont aussi la source de nouvelles recherches…

6. CONCLUSIONS

La compensation magnétique de gravité est une technique dont l'intérêt principal est la simplicité de mise en œuvre, comparativement aux autres techniques (mise en orbite des expériences, vol parabolique d'un avion, tour à chute libre…).

Afin d'évaluer toutes ses possibilités, nous avons été amenés à développer une analyse théorique des propriétés, dans le vide, du vecteur : **G = grad** (B^2). Le résultat fondamental, que **G** ne saurait être un vecteur uniforme, nous a conduits à mettre en évidence et à quantifier les écarts à la compensation autour des points de compensation exacte. Ces travaux ont permis de comprendre, d'interpréter certaines spécificités observées expérimentalement, ainsi que d'orienter la conception de dispositifs lévitateurs « avancés ».

Ils ont en outre permis d'identifier les limites de la technique de compensation magnétique de pesanteur : en particulier limites en précision de la compensation, en dimensions des zones expérimentales utiles. Ils ont ouvert des pistes pour contourner certaines des contraintes identifiées : par exemple l'utilisation de bobines invariantes par translation (bobines d'accélérateurs de particules) permettrait de disposer de zones expérimentales de grande longueur (plusieurs mètres), ou la mise en œuvre de compensation magnétique couplée à des forces centrifuges permettrait de créer une compensation parfaite de certains fluides dans un espace tridimensionnel.

Si les paramètres à réaliser pour la compensation magnétique ne permettent de réaliser l'apesanteur que pour un seul fluide (mais sous plusieurs phases), l'imbrication à très petite échelle des constituants pour les tissus biologiques semble permettre de simuler assez précisément les conditions spatiales. La possibilité de réaliser une bonne compensation dans des espaces seulement bi-dimensionnels n'est pas un handicap pour des expériences sur des micro-organismes. Le paramètre supplémentaire apporté par la présence du champ magnétique **B** (et pas seulement de **G**) peut être vu comme un handicap, ou comme la source possible de phénomènes biologiques nouveaux, en polarisant magnétiquement l'espace. Un très vaste champ de recherches est ainsi ouvert, dans lequel la maîtrise des conditions de lévitation que peut apporter le « génie des sources magnétiques » sera un atout considérable.

7. REMERCIEMENTS

Les travaux décrits dans cette communication se sont déroulés, en ce qui concerne les auteurs, dans une période d'une quinzaine d'années, et ont bénéficié d'une collaboration forte entre le CEA Grenoble, soutenu par le CNES, et plusieurs universités. La compréhension des instances institutionnelles doit être remerciée. Il faut surtout remercier les collaborateurs au CEA , et surtout les étudiants qui ont consacré tout ou partie de leur recherche ou thèse à cette problématique ; en particulier Mme Hélène Félice, MM. Olivier Vincent-Viry, Lionel Quettier, Clément Lorin, Franck Borgnolutti, Guillaume Pichavant, Benjamin Cariteau, Gurunath Sharma Gandikota.

8. REFERENCES

[1] BEAUGNON E., TOURNIER R., « Levitation of organic Materials », *Nature* **349**, 470 (1991)

[2] BERRY M.V., GEIM A.K., « Of flying frogs and levitrons », *Eur. J. Phys.* **18**, 307-313 (1997)

[3] WEILERT M.A., WHITAKER D.L., MARIS H.J., SEIDEL G.M., "Magnetic Levitation and noncoalescence of Liquid Helium", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4840 (1996) and "Magnetic Levitation of Liquid Helium", *J. Low Temp. Phys.*, **106**, 101-131, (1997)

[4] NIKOLAYEV V., CHATAIN D., BEYSENS D., PICHAVANT G., "Magnetic gravity Compensation", *Microgravity Science and Technology*, **23**, 113-122, (2009)

[5] CHATAIN D., NIKOLAYEV V.S., "Using magnetic levitation to produce cryogenic targets for inertial fusion energy: experiments and theory", *Cryogenics* **42**, 253-261, (2002)

[6] PICHAVANT G., CARITEAU B., CHATAIN D., NIKOLAYEV V., BEYSENS D., "Magnetic Compensation of Gravity: Experiments with Oxygen", *Microgravity Sci. Technol*., **21**, 129-133 (2009)

[7] HILL R.J.A., EAVES L., "Non Axisymetric Shapes of a Magnetically Levitated and Spinning Water Droplet", *Phys. Rev. Letters*, **101**, 234501 (2008)

[8] LARKIN O.J. "Diamagnetic levitation : exploring the effects of weightlessness on living organisms"; *Ph.D.thesis Univ. Nottingham* (2010)

[9] GUEVORKIAN K., VALLES J.M. " Swimming Paramecium in magnetically simulated enhanced, reduced, and inverted gravity environments", *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **35**, 13051-13056 (2006)

[10] QUETTIER L., FELICE H., MAILFERT A., CHATAIN D., BEYSENS D. "Magnetic compensation of gravity forces in liquid/gas mixtures : surpassing intrinsic limitations of a superconducting magnet by using ferromagnetic inserts", *The European Physical Journal Applied Physics*, **32**, 167-175 (2005)

[11] QUETTIER L. « Contribution méthodologique à la conception de systèmes supraconducteurs de lévitation magnétique », *Thèse de docteur de l'INPL,* Nancy (2003),

[12] LORIN C. "Théorie de la microgravité magnétique. Conception, dimensionnement et contrôle de dispositifs d'environnement microgravitationnel" *Thèse de docteur de l'INPL,* Nancy.(2008)

[13] VINCENT-VIRY O., QUETTIER L., LEVEQUE J., MAILFERT A., CHATAIN D., "Ferromagnetic Inserts for magnetic force field generation" *IEEE Transactions on Magnetics*, **40**, 3, 1606 – 1609,(2004)

[14] LEVEQUE J., NETTER D., QUETTIER L., MAILFERT A. "Design of a superconducting insert to obtain a high and quasi-uniform magnetic force field" *Superconductor Science and technology*. **18**, 10, 1266-1270 (2005)

[15] G. GANDIKOTA, D .CHATAIN, S. AMIROUDINE, T. LYUBIMOVA, D. BEYSENS, "Frozen wave instability in near critical hydrogen subjected to horizontal vibration under various gravity fields", Physical Review E **89**, No.1), 012309-1-012309-11, (2014)

[16] GANDIKOTA S., BEYSENS D., CHATAIN D., PICHAVANT G., MAILFERT A., "Brusque variation of gravitational acceleration usinmagnetic levitation", en préparation pour *Review of Scientific Instruments*

[17] LORIN C., MAILFERT A., "Magnetic levitation in two-dimensional geometry with translational invariance", *Journal of Applied Physics*, **104**, 103904,(2008)

[18] LORIN C., MAILFERT A., JEANDEY C., MASSON P.,"Perfect Magnetic Compensation of Gravity along a vertical Axis", *Journal of Applied Physics*, **113**,(2013)

[19] MAILFERT A., LORIN C., Communication au Colloque annuel GdR MFA, Carry le Rouet, 2013. Publication en préparation.

[20] REZZOUG A., « Machine synchrone à plots ferromagnétiques aimantés à saturation par une bobine supraconductrice. Aspects théoriques et expérimentaux », *Thèse de docteur de l'INPL,* Nancy (1987)

[21] LORIN C., MAILFERT A.,"Magnetic compensation of gravity and centrifugal forces", *Microgravity Science and Technology*, **21**, 123-127 (2009)

[22] QI J., WAKAYAMA N.I., YABE A., "Magnetic Control of thermal convection in electrically non-conducting or low-conducting paramagnetic fluids", *Int. Journ. of Heat and Mass Transfer*." **44**, 3043, (2001)

[23] LYUBIMOVA T., MAILFERT A., "Thermal convection in a closed cavity in zero-gravity space with stationary magnetic forces", *Journal of Physics Conference Series* **416,** 01 2027, **(**2013)

[24] LORIN C., MAILFERT A., "Magnetogravitational potential revealed near a liquid-vapor critical point", *Journal of Applied Physics*, **106,** 033905, (2009)

[25] DUPLAT J., MAILFERT A., "On the bubble shape in a magnetically compensated gravity environment", *Journal of Fluid Mechanics*, **716** R11 (2013)

[26] COWLEY M.D., ROSENSWEIG R.E., *Journal of Fluid mechanics*, **30**, 4, 671-688, (1967)

[27] TAKEDA M., NISHIGAKI K., "Shape deformation of the gas-liquid interface of liquid oxygen in high-magnetic fields", *Phys Rev A*, **43**, 4, 2081-2083 (1991)

Compensation magnétique de pesanteur dans des fluides : synthèse des performances et contraintes

Alain MAILFERT, Labo Géoressources, CNRS-Université de Lorraine ; Daniel BEYSENS, SBT/CEA Grenoble et ESPCI ParisTech ; Denis CHATAIN, SBT /CEA Grenoble ; Clément LORIN, SACM/CEA Saclay.

RESUME – La communication présente les principaux résultats théoriques et expérimentaux obtenus depuis une quinzaine d'années dans le domaine de la compensation magnétique de pesanteur. Cette technique, destinée principalement à des études de comportement de fluides en environnement spatial, utilise des sources de champ magnétique généralement élevé. Les avantages et les limites de la lévitation sont présentés ; son application à des problèmes de comportement de fluides sous forme diphasique est décrite.

***Mots-clés* — Diamagnétisme, paramagnétisme, bobines supraconductrices, distributions de forces magnétiques, micropesanteur.**

1. INTRODUCTION

Depuis la réalisation spectaculaire de lévitation sur terre d'organismes vivants au moyen d'aimants à champ intense [1], [2], la compensation magnétique de pesanteur a été développée au plan expérimental dans des laboratoires disposant de sources de champs élevés [3], [4]. Les principaux travaux concernent le comportement en apesanteur des fluides utilisés en technologie spatiale (hydrogène [5], oxygène [6], hélium [3], eau [7]) ou des milieux biologiques [8], [9]. La compréhension des résultats obtenus a nécessité le développement théorique des propriétés des forces magnétiques dans les milieux très faiblement magnétiques (diamagnétiques, paramagnétiques). L'importance particulière du vecteur **G** = **grad** (B^2) pour la lévitation de ces matériaux a conduit à étudier les propriétés de ce champ vectoriel particulier à partir des équations de Maxwell [10], [11], [12], puis à examiner les techniques de création de diverses distributions de **G** au moyen de bobines, complétées éventuellement « d'inserts » en matériaux ferromagnétiques [13] ou supraconducteurs [14]. Les travaux les plus récents concernent la mécanique des fluides, en particulier le comportement des bulles dans un liquide, et les systèmes diphasiques sous vibration [15] ou en compensation magnétique variable (simulation de l'accélération d'un véhicule spatial [16]).

Le travail de synthèse présenté ici comprendra :

- La présentation des fondements de la compensation magnétique de pesanteur et des principaux outils théoriques concernant cette technique.
- L'application de ces outils aux systèmes lévitateurs les plus fréquents, de configuration axisymétrique. Les possibilités de créer des champs de force de distribution particulière seront présentées à partir de la décomposition harmonique des champs.
- Les possibilités d'application aux systèmes à géométrie 2D (bobinages d'accélérateurs), ainsi que la simulation magnétique de forces centrifuges ou leur compensation.
- Les conséquences de la lévitation magnétique sur des systèmes hydrodynamiques simples (effets thermiques et thermocinétiques), et les effets de forme et de surface dans les systèmes diphasiques. Les applications en biologie seront évoquées.

2. FONDEMENTS THEORIQUES DE LA COMPENSATION MAGNETIQUE DE PESANTEUR

2.1. Champ, aimantation et induction magnétique, forces magnétiques, vecteur **G**

Une distribution volumique de courant **J** [$A.m^{-2}$] ou une répartition d'aimantation magnétique **M** [$A.m^{-1}$] dans un milieu matériel peuvent créer en tout point de l'espace un champ magnétique **H** [$A.m^{-1}$]. Des mesures de flux magnétique permettent de connaître l'induction magnétique **B** [en T ou Wb/m^2], reliée à **H** dans le vide par **B** = μ_0**H**, où μ_0 est la perméabilité du vide, et dans la matière par : **B** = μ_0**(H+M)**. Les équations de Maxwell de la magnétostatique relient le champ **H** à ses deux sources possibles :

$$div(\vec{B}) = 0 \text{, d'où : } div(\vec{H}) = -div(\vec{M})$$

$$rot(\vec{H}) = \vec{J}$$

La création d'une aimantation **M** dans un milieu matériel provient, réciproquement, de l'application d'un champ

magnétique ; il correspond à l'aimantation, une densité volumique d'énergie magnétique, d'où des densités de force magnétique quand le champ **H** varie avec la position.

Dans les milieux dits linéaires, **M** = χ**H** et **B** = $\mu_0(1+\chi)$**H,** où la constante χ est la susceptibilité magnétique du milieu considéré. Les densités de forces volumiques ont alors l'expression simple :

$$\vec{f}_m = \frac{\mu_0 \chi}{2} \overrightarrow{grad}(H^2) \qquad (1)$$

Les fluides intéressant les techniques spatiales sont soit paramagnétiques (oxygène liquide ou gazeux, avec χ # 10^{-3}), soit diamagnétiques (hélium, hydrogène, eau, avec χ # - 10^{-6}). L'obtention de forces importantes nécessite alors des valeurs élevées de **grad** (H^2). « L'art » du concepteur de sources de champ magnétique est alors interpellé…

En outre, les susceptibilités étant en valeur absolue très petites devant 1, on écrit souvent avec une bonne approximation :

$$\vec{f}_m = \frac{\chi}{2\mu_0} \overrightarrow{grad}(B^2) = \frac{\chi}{2\mu_0} \vec{G} \qquad (2)$$

Le **<u>champ de vecteurs</u> G = grad** (B^2) est, pour un matériau donné, une fonction du point directement proportionnelle au champ de forces volumiques internes. Nous verrons que les équations de Maxwell imposent des caractéristiques particulières à ce champ de vecteurs.

2.2. Compensation totale ou partielle de la pesanteur

La gravité **g** peut être sur terre ou d'autres planètes (Mars) ou satellites (Lune) considérée comme un vecteur constant dans des domaines de dimensions grandes devant celles des expériences de lévitation. Elle vaut sur terre g = 9,81 m.s^{-2}. La gravité lunaire vaut 0.17 g et la gravité martienne 0.38 g.

La force volumique de pesanteur est liée à la masse volumique ρ par l'expression :

$$\vec{f}_g = \rho \vec{g} \qquad (3)$$

Elle s'exerce, tout comme la force magnétique précédente, à l'échelle moléculaire. Il sera donc possible de compenser sur terre les forces de pesanteur en tout point tel que :

$$\vec{G} = -2\mu_0 \frac{\rho}{\chi} \vec{g} \qquad (4)$$

On constate que la « condition de lévitation » d'un fluide déterminé ne dépend que de sa susceptibilité massique (χ/ρ), qui ne dépend pas de l'état gazeux ou liquide du fluide.

La norme G_1 du vecteur G assurant la compensation de pesanteur terrestre est donnée dans le tableau suivant :

Tableau 1. Valeurs de G_1 pour la compensation exacte de pesanteur

Fluide (à 1 bar)	**Susceptibilité magnétique (SU)**	**Masse volumique (kg.m^{-3})**	**G_1 (T^2.m^{-1})**
O_2 (90K)	+ 3, 5 . 10^{-3} (paramagnétique)	1140	8
H_2 (20K) He (4,2 K) H_2O (293K)	- 1,8 . 10^{-6} - 0,74 . 10^{-6} - 9,0 . 10^{-6} (diamagnétiques)	71 125 998	- 990 - 4140 - 2720

On constate aussi que la force magnétique dérive du potentiel ($\chi B^2/2\mu_0$), de même que la pesanteur dérive du potentiel (ρgz) où z est l'altitude du point. La somme des forces gravitaires et magnétiques dérive donc du « potentiel magnétogravitaire » [en J.m^{-3}] :

$$\Sigma_L = \frac{\chi B^2}{2\mu_0} - \rho g z \qquad (5)$$

2.3. Théorème fondamental, homogénéité de la compensation de pesanteur, vecteur **ε**.

Les équipotentielles gravitaires terrestres, ou résultant d'autres corps célestes de dimensions très grandes « à l'échelle du laboratoire », peuvent être considérées comme planes, c'est-à-dire que la gravité **g** est un vecteur constant. Les premiers travaux sur l'application aux fluides de la compensation magnétique de pesanteur ont donc cherché à identifier (sans succès !) les sources de champ magnétique **H** conduisant à un vecteur **G** uniforme dans un domaine vide tridimensionnel fini.

Nous avons pu établir un théorème fondamental pour la compensation magnétique [10], qui est l'impossibilité de créer dans un espace tridimensionnel vide un vecteur **G = grad** (B^2) uniforme, et plus largement à divergence nulle, si **B (**non nul) obéit aux équations de la magnétostatique:

$$div(\vec{B}) = 0 \quad \text{et} \quad \overrightarrow{rot}(\vec{B}) = 0$$

On ne peut donc compenser exactement avec les seules forces magnétiques la pesanteur en tout point d'un espace vide tridimensionnel !

Par contre, on peut en théorie compenser exactement la pesanteur en tout point de surfaces bidimensionnelles (2D) invariantes par translation, donc infinies : plans horizontaux, verticaux, ou obliques [11],[17]. Les sources de champ magnétique « 2D » correspondantes, permettant dans une certaine mesure de réaliser ces conditions, sont de même famille topologique que les aimants multipolaires des accélérateurs de particules. Ainsi, un électroaimant dipolaire et un électroaimant quadrupolaire coaxiaux suffisamment longs peuvent créer dans un plan axial vertical ou horizontal un vecteur **G** constant. Cette structure a été initialement étudiée, mais non retenue, pour assurer la lévitation magnétique de billes de deutérium solides destinées à servir de cibles pour la fusion thermonucléaire.

En géométrie axisymétrique (bobines circulaires, ou solénoïdes) à axe vertical, on verra dans le paragraphe suivant que les conditions de compensation magnétique exactes

peuvent être réalisées en deux points de l'axe, ou en tout point d'un segment axial de longueur finie [18]. Des résultats récents ont montré que la compensation exacte est aussi possible en tout point de cercles horizontaux centrés sur l'axe [19].

Les expériences de lévitation magnétique s'effectuent dans des cellules évidemment tridimensionnelles, positionnées autour d'au moins un point de compensation exacte. Il est nécessaire de connaître les écarts à la compensation à proximité du point de compensation exacte. Pour cela, on définit un vecteur **ε** « vecteur inhomogénéité », fonction du point, qui représente l'erreur relative entre la valeur **G** effectivement produite par l'aimant lévitateur en ce point, et celui nécessaire à la compensation parfaite :

$$\vec{\varepsilon} = \frac{(\vec{G} - \vec{G}_1)}{G_1} \qquad (6)$$

Ce vecteur représente physiquement l'accélération résultante, en chaque point du domaine de lévitation, à une constante multiplicative près qui est la constante de gravité.

Au moyen de développements limités des différentes grandeurs, on peut obtenir en géométrie invariante par translation ou en géométrie axisymétrique des expressions de la norme ε du vecteur inhomogénéité à une distance R du point de compensation exacte. L'ordre de grandeur des inhomogénéités recherchées est généralement de 1% dans la zone d'expérimentation.

Dans les deux cas géométriques considérés, la norme ε est, pour un fluide donné en lévitation exacte en un point connu, proportionnelle à la distance à ce point, et inversement proportionnelle au carré de l'induction magnétique. Pour obtenir une compensation magnétique de bonne qualité dans une zone utile la plus étendue possible, il est donc nécessaire de créer une induction la plus élevée possible. Des aimants supraconducteurs sont généralement employés, à des inductions qui atteignent par exemple 10 T pour la lévitation de l'hydrogène.

2.4. Méthodologie de conception d'un dispositif compensateur de gravité

Dès lors que les expériences réalisées portent sur les comportements de fluides, en particulier sous forme diphasique, la connaissance précise des forces magnétiques en tout point est nécessaire. Au-delà de l'obtention de la valeur G_1 nécessaire pour le fluide considéré, la distribution **G**(**r**) autour des points de compensation exacte est donc une donnée importante. Certaines expériences sont en outre facilitées par des distributions particulières de ce vecteur qui peuvent être imposées. Le concepteur de lévitateurs spécifiques est donc confronté à deux types de « problèmes inverses » qui se présentent successivement, lorsqu'il cherche à répondre à un cahier des charges qui porte sur l'obtention d'une distribution de forces, c'est-à-dire d'une distribution spatiale du vecteur **G** :

<u>Premier problème inverse</u> : connaissant la distribution **G**(**r**), trouver une distribution de l'induction **B**(**r**) satisfaisant **G(r) = grad** (B^2). Ce problème n'a pas nécessairement de solution car toutes les distributions **G**(**r**) ne sont pas possibles : d'après notre théorème fondamental, sont interdites par exemple toutes les distributions telles que div **G** = 0. Par ailleurs, s'il existe une solution pour B^2(**r**), il en existe une infinité, puisque **G** est un gradient. Ensuite, il faut trouver des composantes de **B(r)** qui satisfont les équations de Maxwell et la contrainte sur B^2(**r**)

<u>Second problème inverse</u> : c'est le problème inverse classique de la magnétostatique. **B**(**r**) étant supposé identifié, trouver un système de sources (courants, en association éventuelle avec des matériaux magnétiques) qui conduise à la distribution cherchée de **B**(**r**). Là aussi, existe une infinité de solutions, ce qui permet de réaliser des optimisations diverses.

Les difficultés d'une résolution analytique de ces problèmes nous ont conduits à adapter une méthode fondée sur l'analyse de la « structure » générale du champ de vecteur **G**. Mais contrairement aux champs habituels de l'électromagnétisme dans le vide, **G** n'obéit pas à l'équation de Laplace, ce qui interdit de le décomposer en harmoniques. Par contre, l'induction dans le vide, à laplacien nul, peut être décomposée en fonctions harmoniques, et on a cherché les propriétés de **G** en fonction des harmoniques du champ **B**. Le premier problème inverse est alors contourné en établissant un « catalogue » des distributions possibles de **G** qui peuvent être obtenues à partir d'un ensemble de « bobinages harmoniques », concept classique. Il restera aux expérimentateurs à choisir dans ce catalogue ce qui satisfait le mieux leurs contraintes !

3. DISPOSITIFS LÉVITATEURS AXISYMÉTRIQUES

3.1. Solénoïde simple : points de lévitation stable

L'utilisation d'un solénoïde « ordinaire », à section de bobinage rectangulaire (a x b), est la solution la plus simple pour obtenir les conditions de lévitation dans une zone utile centrée sur l'axe. La figure 1 montre les variations sur l'axe de l'induction et de la norme du vecteur **G** (dirigé suivant l'axe **Oz**, qui est choisi suivant la pesanteur), pour une valeur donnée du courant I alimentant le bobinage. On constate que le sens de **G** change de part et d'autre du plan médian du solénoïde, et que la norme de G passe par un maximum G_m pour une valeur de $z = z_0$ qui ne dépend que des caractéristiques géométriques (a, b) ; la valeur de ce maximum est proportionnelle à I^2. On pourra utiliser le solénoïde comme lévitateur d'un fluide de paramètre critique G_1 si le courant est au moins égal à la valeur I_0 qui permet d'obtenir $G_m = G_1$.

Pour chaque valeur du courant $I > I_0$, il existe deux points possibles de lévitation situés de part et d'autre de $z = z_0$, dont un seul est stable. La figure 2 montre les équipotentielles magnéto-gravitaires (expression (5)) et les accélérations résultantes pour le solénoïde pris comme exemple, et pour deux valeurs du courant (supérieures à I_0). La figure correspond à la lévitation d'un fluide diamagnétique (comme l'hydrogène) : le point de lévitation stable se situe au fond d'un puits de potentiel magnétogravitaire. La forme de ce puits et la position du point de lévitation dépendent de la valeur du courant. Le point de lévitation stable se trouve généralement, pour des solénoïdes de dimensions courantes, à proximité des plans « d'entrée » du solénoïde.

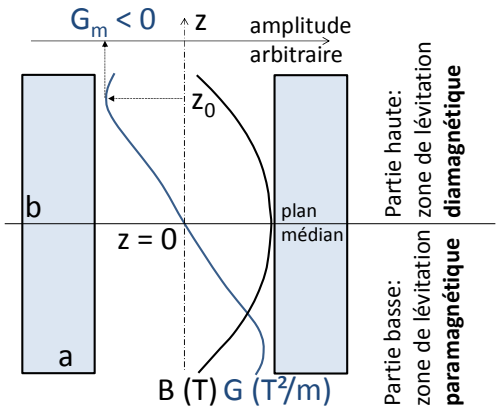

Figure 1 : Solénoïde simple : variations sur l'axe de l'induction (axiale) B (en tesla) en noir et de G (T^2/m) = 2B (dB/ dz) en grisé. On constate que la norme de G passe par un maximum G_m pour une valeur z_0 de z proche de « l'entrée » du solénoïde, appelé aussi « point de première lévitation ». Le vecteur G change de signe de part et d'autre du plan médian.

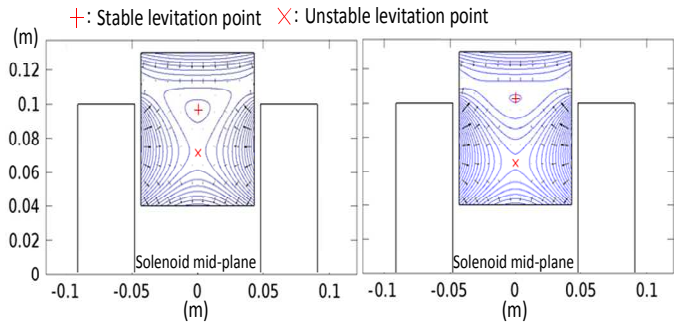

Fig.2 Solénoïde simple : points de lévitation obtenus pour un même matériau diamagnétique, pour deux valeurs du courant (le courant est plus élevé dans la figure de droite). Le point de lévitation stable et la forme des équipotentielles magnétogravitaires changent avec le courant.

3.2. *Homogénéité de la compensation axisymétrique*

Il est très important de connaître la précision de la compensation de pesanteur réalisée à proximité du point de compensation exacte. Cela permet de prévoir des dimensions de cellules d'essai « pour compensation à n% », ou bien d'interpréter précisément des expériences sur des fluides dans une cellule donnée. Au moyen d'un développement en polynômes de Taylor, on peut établir la relation entre les composantes radiale ε_r et longitudinale ε_z du vecteur $\boldsymbol{\varepsilon}$ à la distance R du point de compensation exacte sur l'axe, pour les faibles valeurs de l'inhomogénéité. On obtient ainsi [11] :

$$2\varepsilon_r + \varepsilon_z = \frac{3G_1 R}{4B^2} \qquad (7)$$

Cette expression montre que la qualité de la compensation est d'autant meilleure que l'induction B au point considéré est élevée. Ainsi dans une sphère de rayon 1 mm, la lévitation « à 1% d'erreur » nécessite une induction de 5 T pour l'hydrogène et de 8,3 T pour l'eau ! Cette particularité explique l'utilisation généralisée de bobines à haut champ (supraconductrices, ou refroidies à l'eau, ou hybrides) pour réaliser la lévitation des fluides diamagnétiques. La lévitation de l'oxygène, paramagnétique, peut se satisfaire de champs magnétiques plus faibles, accessibles avec des électroaimants « traditionnels » [12] ou des aimants permanents, mais elle s'accompagne d'instabilités qui peuvent être rédhibitoires.

Pour une induction B donnée, la condition de lévitation sur l'axe du solénoïde, pour un fluide de paramètre critique G_1, s'écrit :

$$G_1 = 2B\frac{dB}{dz} \qquad (8)$$

La forme même de la « zone utile de lévitation à n % » ou du « puits de potentiel magnétogravitaire », n'est pas nécessairement sphérique. L'étude précise de cette topologie a été effectuée à partir d'un développement en harmoniques sphériques du potentiel magnétique scalaire du champ magnétique [12]. Cette décomposition du potentiel magnétique est classique, par exemple pour la conception de bobinages destinés à la création de champs magnétiques très uniformes pour les dispositifs de Résonance Magnétique Nucléaire.

Les distributions du vecteur G (qui n'est pas décomposable en harmoniques) et du potentiel MagnétoGravitaire (potentiel MG) s'en déduisent pour n'importe quel système axisymétrique, en fonction des harmoniques du champ. On remarque que la condition de lévitation (8) s'écrit directement comme une condition sur le produit des deux premiers harmoniques 1 et 2 du champ. Nous avons montré aussi que la forme des équipotentielles MG près du point de lévitation est donnée au premier ordre par la valeur de l'harmonique 3 du champ magnétique. Dans le cas d'un solénoïde simple, cette forme est différente suivant le point de lévitation sur l'axe : tubulaire « verticale » au point de « première lévitation » z_0 , elle devient ellipsoïdale allongée (prolate), puis sphérique, puis ellipsoïdale aplatie (oblate) puis plane à mesure que le courant choisi pour la lévitation augmente (figure 3).

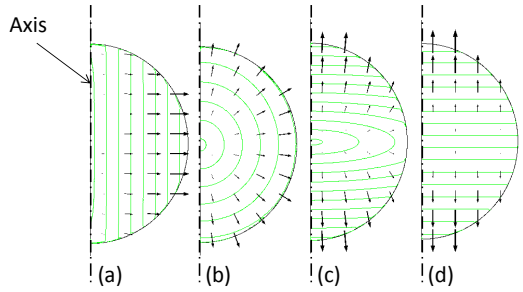

Fig.3 Equipotentielles magnétogravitaires EMG, et vecteurs accéleration relative résultante, à proximité du point de lévitation choisi sur l'axe. (a) : point de « première lévitation » à EMG verticales. (b) : point de lévitation à EMG sphériques. (c) : point à EMG ellipsoïdales oblates. (d) : point à EMG horizontales. Les courants nécessaires sont croissants de (a) vers (d), et le point de lévitation s'éloigne du plan médian du solénoïde.

On constate donc qu'un simple solénoïde permet d'obtenir en différents points sur son axe des zones utiles de lévitation de structures magnétiques diverses… à condition de déplacer la zone utile, et à condition que le courant dans le solénoïde puisse être augmenté, ce qui n'est pas toujours le cas pour les solénoïdes supraconducteurs ou les bobines hybrides. Ainsi le

solénoïde supraconducteur HYLDE, au CEA Grenoble, permet de faire léviter l'hydrogène dans les configurations « verticale » à « sphérique», mais non dans la configuration « horizontale » qui correspondrait à un courant supérieur au courant critique.

3.3. Concepts avancés

Les dernières remarques montrent comment et jusqu'où les techniques de conception et d'optimisation de sources du champ magnétique permettent de répondre aux exigences de la lévitation magnétique, c'est à dire de la simulation magnétique de conditions spatiales. Plusieurs concepts « avancés » ont permis d'augmenter les performances de solénoïdes simples, par adaptation du contenu harmonique du champ.

3.3.1. Inserts ferromagnétiques et supraconducteurs

L'utilisation conjointe de bobines supraconductrices et de matériaux ferromagnétiques massifs saturés a été mise en œuvre depuis longtemps, dans les séparateurs magnétiques à haut champ et haut gradient (HGMS), ou même dans certaines machines électriques supraconductrices [20].

L'ajout dans la partie utile d'un solénoïde supraconducteur d'un insert ferromagnétique tubulaire a été réalisé au SBT/CEA Grenoble pour tenter à la fois d'augmenter le champ magnétique (premier harmonique de la distribution d'induction) et d'adapter la valeur des harmoniques suivants. L'optimisation du système s'effectue au moyen du calcul numérique du champ et de G sur l'axe. La figure 4 montre l'augmentation intéressante obtenue de la « hauteur » suivant Oz de la zone utile pour lévitation de l'hydrogène [13].

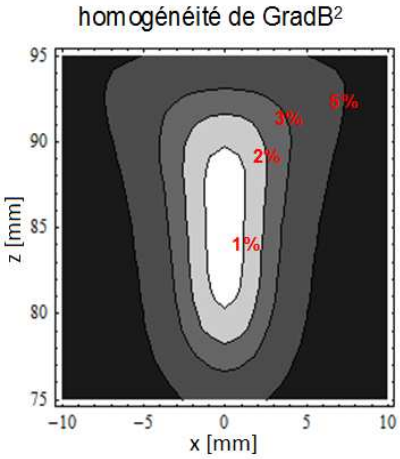

Fig.4 Utilisation d'un insert ferromagnétique pour « allonger » la zone utile de lévitation d'un solénoïde simple (simulation numérique d'un dispositif réalisé à Grenoble). Sur l'axe même de la zone de lévitation, la gravité est compensée à 1% près sur une hauteur de l'ordre de 8mm, alors que dans une direction transverse la largeur de la zone à 1% n'est que de 2,5 mm. La publication [18] a justifié théoriquement l'aspect conique des surfaces iso-homogénéité, quand la compensation est parfaite sur un segment de droite.

Des modifications intéressantes, portant essentiellement sur une augmentation de l'harmonique 2, ont aussi été proposées au moyen d'inserts massifs en matériau supraconducteur HTc [14]. A noter que l'utilisation d'inserts massifs, ferromagnétiques ou supraconducteurs, ne donne pas une grande souplesse de réglage de la compensation.

3.3.2. Bobinages harmoniques multiples

L'explicitation du rôle des différents harmoniques du champ a été mise à profit pour concevoir un dispositif axisymétrique permettant le réglage indépendant des trois premiers harmoniques du champ magnétique [12]. Il comprend trois systèmes de bobinages solénoïdaux, responsables pour chacun de la création de chacun des trois premiers harmoniques du champ magnétique, donc « mutuellement indépendants ». Le contrôle séparé des trois courants correspondants permet de créer au centre du dispositif les conditions de lévitation du fluide choisi, et l'adaptation de la forme des équipotentielles magnétogravitaires autour de ce point. La figure 5 montre le schéma de conception d'un tel lévitateur, non encore réalisé à l'heure actuelle.

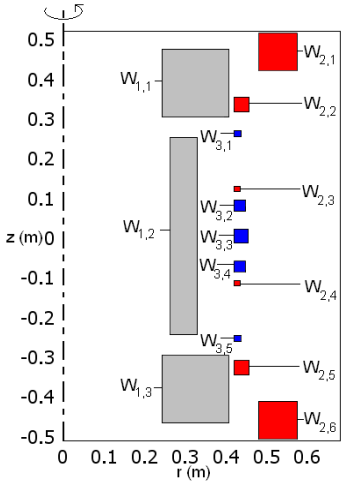

Fig.5. Schéma d'un lévitateur axisymétrique à réglage indépendant des harmoniques. Ce système axisymétrique (axe en r = 0) est conçu pour obtenir au centre du dispositif (z = 0) une zone de lévitation de structure réglable, en combinant les trois premiers harmoniques du champ. Gris : coupe des bobines de l'harmonique de rang 1. Rouge et bleu : harmoniques de rangs 2 et 3.

3.3.3. Simulation magnétique de l'accélération d'un véhicule spatial.

Un développement récent des techniques de compensation magnétique porte sur l'analogie absolue que l'on peut faire entre la pesanteur et les forces d'accélération (la gravité classique est une accélération…) Comme on sait créer une pesanteur artificielle pour un fluide donné au moyen de forces magnétiques, on peut simuler sur terre une accélération, à partir par exemple d'un état d'apesanteur. On souhaite en effet simuler le comportement de fluides, surtout sous forme diphasique, lors du ré-allumage des propulseurs d'un véhicule spatial, séquence rendue nécessaire par l'objectif de déposer des satellites sur des orbites différentes.

Il faut pour cela créer des forces magnétiques dépendant du temps suivant une loi choisie, par exemple passer d'un état de compensation de la gravité (accélération magnétique = -g) à un état de compensation partielle (accélération magnétique = -g') qui simule une accélération dans l'espace égale à (g'-g). Pour ce faire, il « suffit » d'imposer à des courants dans les bobinages du lévitateur une variation définie. La solution choisie consiste à charger ou décharger un bobinage (ici,

supraconducteur) suivant une loi déterminée. Des expériences ont été conduites au SBT/CEA Grenoble avec le dispositif « LOLA » qui comprend deux bobines supraconductrices co-axiales (fig. 6).

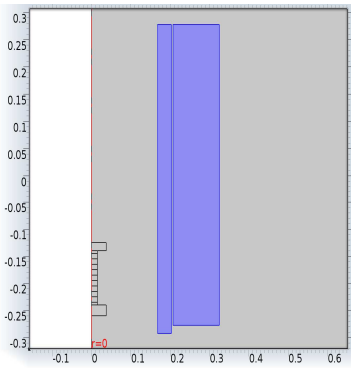

Fig.6. Schéma du dispositif « LOLA » comprenant deux bobines supraconductrices coaxiales (coupe des bobinages en bleu, cotes en mètres). L'axe vertical est en rouge sur la gauche, la cellule d'essai est figurée en noir.

Les conditions initiales de lévitation sont obtenues pour des courants constants bien choisis dans les bobinages. La décharge d'une seule des bobines s'effectue dans une résistance, qui va fixer la constante de temps. La seconde bobine est alimentée à courant constant, mais avec une tension aux bornes induite par la décharge, ce qui a imposé la conception (par le GREEN) d'une alimentation adaptée. L'état final simule une accélération constante appliquée à la cellule d'essai. Les expériences réalisées avec de l'oxygène sous forme diphasique se sont révélées satisfaisantes, après résolution de problèmes liés à l'apparition de courants de Foucault dans des pièces métalliques pendant la décharge, ce qui modifiait notablement les valeurs des forces magnétiques escomptées [16].

4. DISPOSITIFS INVARIANTS PAR TRANSLATION

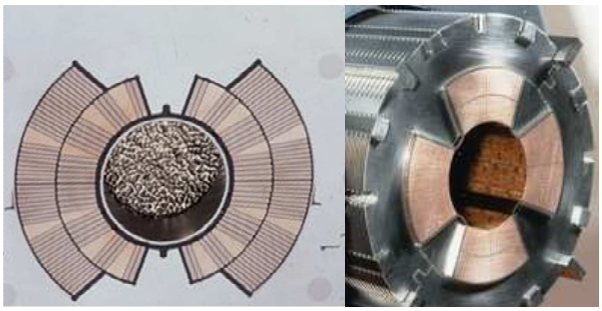

Fig.7 Schéma frontal d'un bobinage dipolaire (gauche), montrant la disposition des bobines supraconductrices, et vue frontale d'un bobinage quadrupolaire (droite), montrant la disposition des bobines et de la culasse du LHC du CERN. Ces bobinages de plusieurs mètres de long sont parfaitement opérationnels.

Des distributions de champ magnétique invariantes par translation s'obtiennent avec une bonne approximation dans la partie centrale des bobines utilisées dans les grands accélérateurs de particules, par exemple le Large Hadron Collider du CERN de Genève (fig.7). La technologie de fabrication d'aimants supraconducteurs dipolaires et même multipolaires de plusieurs mètres de longueur est en constant progrès. Des lévitateurs utilisant ces géométries ont été proposés et dimensionnés [11], mais sans réalisation effective, dans le but de mettre en lévitation des cibles de deutérium solide destinées à des expériences de fusion thermonucléaire. Loin des extrémités de ces bobinages, les vecteurs **B** et **G** sont naturellement dans des plans perpendiculaires à l'axe longitudinal (soit **Oz**) des bobines. La détermination bidimensionnelle des valeurs et de la distribution des vecteurs **G** et **ε** s'étudie sans difficultés, à partir d'une décomposition de **B** en harmoniques circulaires dans le plan (x,y).

4.1. Conditions de lévitation sur l'axe longitudinal

On considère un dispositif lévitateur comprenant au moins un bobinage dipolaire et un bobinage quadrupolaire de même axe. Le vecteur **G** étant dans des plans perpendiculaires à l'axe longitudinal des bobines lévitatrices, la compensation parfaite de pesanteur ne peut exister que si l'axe est horizontal. Si la condition de lévitation pour le fluide concerné est vérifiée en un point de l'axe, elle le sera aussi en tout point de cet axe. Il existe donc alors au moins une ligne droite (l'axe longitudinal) pour laquelle la compensation magnétique est parfaite. Quand cela est réalisé, on peut définir comme pour la géométrie axisymétrique un vecteur inhomogénéité **ε,** avec ici pour composantes ε_x (dans le plan horizontal) et ε_y (dans le plan vertical) pour des points proches de l'axe (à la distance R de celui-ci). Un développement limité permet d'obtenir une expression voisine de celle obtenue en géométrie axisymétrique :

$$\varepsilon_x + \varepsilon_y = \frac{G_1 R}{2B^2} \qquad (9)$$

On constate, comme pour la géométrie axisymétrique, que l'utilisation d'une induction B élevée augmente l'homogénéité à une distance R d'un point de lévitation.

Les surfaces équipotentielles magnétogravitaires (EMG) sont maintenant des surfaces cylindriques (parallèles à Oz) générées par les courbes EMG du plan (x,y). Et, de même que pour le problème axisymétrique, la forme de ces surfaces dépend essentiellement de la valeur des trois premiers harmoniques du champ. Mais alors que pour un solénoïde simple on passe d'une configuration à une autre en se déplaçant sur l'axe du solénoïde, pour un lévitateur invariant par translation on peut passer d'une configuration à l'autre en modifiant, en un même point de l'axe, le rapport des harmoniques 1 (ou 2) à 3. La figure 8 montre trois configurations remarquables trouvées : dans la configuration « verticale » la compensation exacte est obtenue en tout point d'un plan vertical contenant l'axe, et le vecteur **ε** est quasi-horizontal ; dans la configuration horizontale la compensation exacte est obtenue en tout point d'un plan horizontal et **ε** est partout vertical ; dans la configuration « circulaire » la compensation n'est parfaite que sur l'axe longitudinal, mais les vecteurs **ε** sont centraux, et leur norme varie comme la distance à l'axe. Il est aussi remarquable qu'une compensation parfaite de la gravité peut aussi être obtenue en tout point de plans obliques par rapport au plan horizontal, avec des distributions spatiales de l'homogénéité qui ne dépendent que de l'harmonique 3 de distribution des courants [17].

Ces particularités permettent de concevoir en principe des lévitateurs avec des volumes utiles « à n% près » de grande longueur.

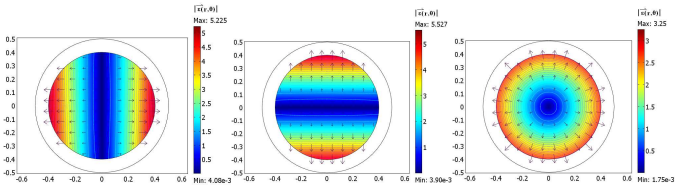

Fig.8 Equipotentielles magnétogravitaires et accélérations résultantes (flèches) dans un plan ortho-axial d'un lévitateur « invariant par translation » comprenant trois bobinages harmoniques. Les trois configurations « verticale », « horizontale » et « circulaire » des équipotentielles sont obtenues avec la même valeur des harmoniques de rangs 1 et 2, mais pour des valeurs différentes de l'harmonique de rang 3 (sextupolaire). Des plans de compensation exacte obliques par rapport à l'horizontale peuvent aussi être obtenus [17].

4.2. Simulation de rotation d'un système spatial, et compensation parfaite de pesanteur dans un grand volume

Dans le cas « circulaire » de lévitation invariante par translation qui précède, l'accélération résultante varie comme la distance à l'axe. Cette variation caractérise aussi les forces centrifuges qui s'exercent sur un fluide en rotation uniforme autour de l'axe longitudinal. On en déduit qu'une expérience magnétique dans les conditions « circulaires » précédentes pourrait simuler au sol, exactement et en tout point, les forces exercées dans l'espace (gravité nulle) par un fluide en rotation uniforme autour de l'axe. Il faut néanmoins que les accélérations magnétiques **ε** soient centrifuges, c'est-à-dire que le fluide soit paramagnétique (oxygène liquide par exemple)

Inversement, la mise en rotation circulaire uniforme du récipient contenant au sol un fluide diamagnétique (hydrogène ou eau) dans les conditions de lévitation « circulaires » précédentes peut compenser exactement l'accélération **ε** résultante de la compensation magnétique de pesanteur, et ceci dans un grand volume ! Ce résultat permet de « contourner » l'impossibilité de compenser exactement la pesanteur en tout point d'un domaine tridimensionnel : une force constante (donc à divergence nulle) peut être compensée exactement à condition de la compenser par l'association d'une force magnétique **G** (à divergence non nulle) et d'une force centrifuge, à divergence non nulle également [21]

Ces résultats pourtant fondamentaux n'ont semble-t-il reçu encore à l'heure actuelle (2014) aucun début de mise en œuvre…

5. EXEMPLES DE PHENOMENES OBSERVES OU PREVISIBLES EN COMPENSATION MAGNETIQUE DE PESANTEUR

La compensation magnétique de pesanteur a été mise en œuvre expérimentalement avant que soient développées les analyses théoriques approfondies qui précèdent. Celles-ci ont été utilisées pour expliquer et décrire, autant que faire se peut, les phénomènes observés. Elles peuvent être aussi employées dans un but prévisionnel.

5.1. Phénomènes thermiques: crise d'ébullition

L'efficacité de la simulation magnétique d'apesanteur est mise en évidence de manière spectaculaire par les expériences de « crise d'ébullition » (fig.9) : dans un récipient chauffé par en dessous, l'ébullition se traduit par l'émission de bulles de vapeur qui pour la gravité normale se détachent et montent dans le fluide quand elles ont atteint un faible diamètre. Si on diminue progressivement la pesanteur par voie magnétique, les bulles se détachent pour un diamètre plus grand, puis elles ne se détachent plus quand la pesanteur est compensée, la chaleur se transmet alors par conduction simple dans la vapeur de la bulle.

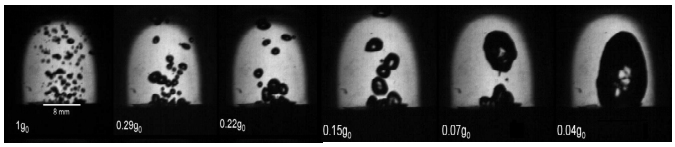

Fig.9. Crise d'ébullition : les bulles qui se détachent de la paroi chauffée ont un diamètre de plus en plus gros quand la gravité résultante diminue, puis une bulle unique ne se détache plus.(expériences SBT/CEA Grenoble)

5.2. Convection magnétothermique

Les transferts thermiques par convection thermique, dus sur terre à la gravité, disparaissent dans les fluides en apesanteur. Cette particularité doit être prise en compte dans la conception des dispositifs spatiaux.

Les fluides concernés par les techniques spatiales ont pour caractéristique que la susceptibilité massique (χ/ρ) ne dépend pas de leur état, liquide ou gazeux. Cette susceptibilité est pratiquement indépendante de la température pour les diamagnétiques, mais elle suit une loi de Curie-Langevin pour l'oxygène, paramagnétique. Dans un récipient contenant de l'oxygène paramagnétique en apesanteur, et soumis à des champs magnétiques et à un gradient de température, les différentiels de forces magnétiques peuvent conduire à une convection magnéto-thermique. Ce phénomène, semblable dans son principe à la convection thermique ordinaire sur terre, est d'amplitude et de structure d'écoulement différente, en raison de la distribution non uniforme des forces magnétiques [11],[22],[23].

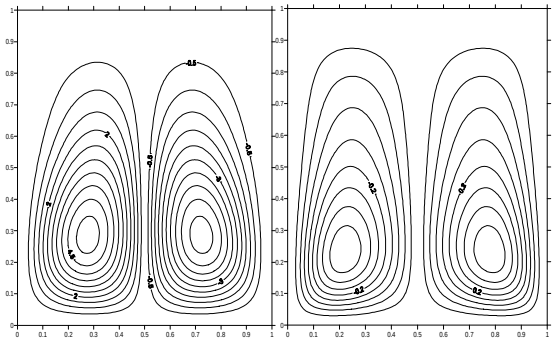

Fig.10. Convection magnétothermique dans un canal infini à section rectangulaire dans l'espace, et chauffé par dessous (à gauche) ou par dessus (à droite). Le champ est produit par une paire de courants continus de sens opposés, situés à la surface du canal et à la base de celui-ci

La figure 10 montre la simulation numérique des courants fluides d'oxygène liquide dans un canal à section rectangulaire en apesanteur, soumis au champ magnétique produit par une

paire de conducteurs traversés par des courants opposés, à la base du canal. Ces résultats montrent qu'il est possible de recréer une convection thermique en apesanteur, à partir de sources de champ magnétiques bien choisies. La possibilité de brasser les fluides, à fins d'égaliser des températures en apesanteur, est donc établie.

5.3. Effets de surface dans les systèmes diphasiques : interfaces près du point critique, forme des bulles dans l'oxygène liquide, instabilités de surface des fluides paramagnétiques,

La forme des interfaces liquide-vapeur dans les expériences sur les fluides en microgravité dépend des différentes énergies en présence, en particulier des forces de tension de surface. En réalisant la lévitation magnétique de l'hydrogène très près de son point critique (T – Tc = 10mK), on annule pratiquement la tension de surface. La forme de la surface de séparation entre liquide et vapeur correspond alors aux équipotentielles magnéto-gravitaires, comme il apparaît sur la figure 11, référence [24].

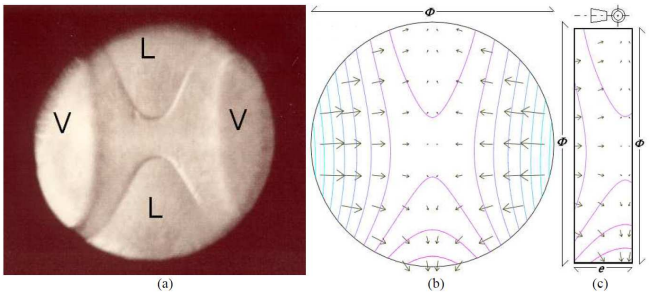

Fig.11. Visualisation des surfaces de séparation liquide/vapeur près du point critique de l'hydrogène (T-Tc = 10 mK). La partie gauche (a) de la figure montre, au travers du hublot frontal d'une cellule de visualisation, les surfaces de séparation. La partie droite de la figure donne (flèches noires) les forces résultantes, et (lignes rouges) les équipotentielles magnétogravitaires calculées pour les conditions de l'expérience, dans une vue frontale (b) et latérale (c). On constate que les surfaces de séparation sont confondues avec les équipotentielles magnétogravitaires, qui sont ainsi "visualisées".

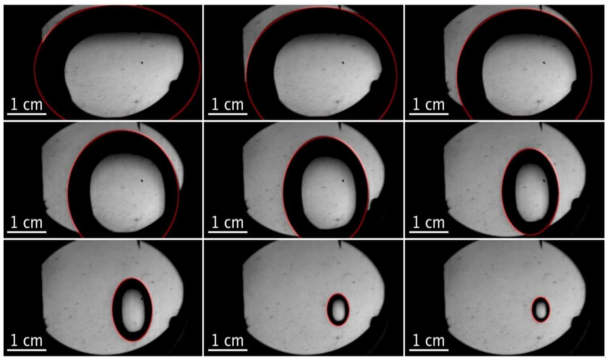

Fig.12. Déformation d'une bulle en contraction lente dans l'oxygène liquide. Les différentes vues, de gauche à droite et de haut en bas, montrent successivement : un ellipsoïde aplati, avec prépondérance de l'énergie magnétogravitaire pour le point de lévitation ; une sphère puis un ellipsoïde allongé, dus à l'influence de l'énergie de champ démagnétisant (qui allonge les formes dans le sens du champ) ; enfin une sphère, qui traduit la prépondérance de l'énergie de tension de surface pour les petites dimensions.

La tension de surface intervient aussi dans la forme des bulles en lévitation dans le liquide [6]. Ainsi, des expériences ont été réalisées de contraction de bulles de vapeur dans l'oxygène liquide [25] qui montrent qu'au cours de la contraction de la bulle, elle passe successivement d'une forme initiale qui est un ellipsoïde aplati, à une forme sphérique, puis à une forme ellipsoïdale allongée dans la direction du champ magnétique, puis pour finir elle redevient sphérique (figure 12).

Ce comportement a été parfaitement décrit comme réalisant à chaque stade le minimum entre la somme de trois énergies :

- Celle due au « champ démagnétisant » de la bulle ellipsoïdale dans le champ magnétique produisant la lévitation. Cette notion est classique en magnétostatique des milieux magnétiques, elle n'est sensible ici qu'en raison de la susceptibilité « relativement élevée » de l'oxygène liquide paramagnétique.
- L'énergie magnétogravitaire, obtenue en intégrant sur le volume de la bulle la densité Σ_L introduite ici dans le paragraphe 2.2 (expression (5)).
- L'énergie de tension de surface totale, calculable pour un ellipsoïde de dimensions et de rapport d'aspect connus.

Les surfaces liquide/vapeur de l'oxygène montrent aussi une autre possibilité de déformation (figure 13), quand le champ magnétique produisant la lévitation a une composante perpendiculaire à la surface [4] : il s'agit d'une instabilité identique aux phénomènes observés en gravité normale dans les ferrofluides [26]. En effet la surface libre plane d'un ferrofluide, soumis à un champ magnétique uniforme perpendiculaire, peut présenter une instabilité qui se traduit par des pics statiques, se terminant par un sommet pointu, disposés dans le plan de la surface sous forme d'un réseau, généralement hexagonal mais pouvant évoluer vers un carré. L'instabilité apparaît quand le champ normal dépasse une valeur critique B_C donnée par une expression de valeur limite, pour un fluide paramagnétique de susceptibilité $\chi << 1$:

$$B_c = \frac{2}{\chi}\mu_0^{1/2}(\rho g \gamma)^{1/4} \qquad (10)$$

ρ est la différence des masses volumiques entre le liquide et sa vapeur, g est la gravité ou la gravité résiduelle en cas de compensation, γ la tension de surface liquide/vapeur.

Il apparaît que la compensation magnétique de pesanteur dans l'oxygène paramagnétique a pour effet de baisser considérablement la valeur critique d'apparition de cette instabilité et de rendre les pics visibles malgré la faible valeur de la susceptibilité de l'oxygène. Dans le cas d'un réseau hexagonal, la distance théorique entre pics est :

$$d = 4\pi\left(\frac{\gamma}{3\rho g}\right)^{1/2} \qquad (11)$$

Cette instabilité semble se combiner avec un autre effet plus macroscopique, une déformation de l'interface en forme de cône [4]. Ce phénomène avait déjà été observé pour l'oxygène diphasique, en champ magnétique intense mais gravité normale [27].

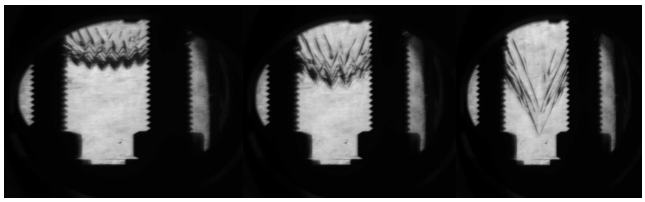

Fig.13. Instabilités de surface dans l'oxygène : interface liquide/vapeur observé en champ magnétique et donc force magnétique croissants, le liquide étant dans la partie supérieure de la cellule d'essai. On observe pour une certaine valeur du champ, correspondant au champ critique Bc donné plus haut, l'apparition d'un réseau hexagonal dont la maille (environ 4mm) correspond approximativement à l'expression fournie plus haut pour d. Pour des champs croissants, le ménisque de séparation se creuse en cuvette, puis se transforme en .cône, sans disparition des pics précédents. L'échelle est donnée par le pas (2mm) des vis qui sont visibles de part et d'autre des photos.

5.4. Quelques pistes en biologie

L'utilisation de la compensation magnétique, pour simuler l'apesanteur en biologie, est maintenant largement développée, surtout pour des cellules ou des micro-organismes. Les différents objets pris en compte étant composés de plusieurs éléments, en présence de forces magnétiques les différences de susceptibilité se traduisent par des tensions internes qui modifient l'état de contraintes biologiques « naturelles » des tissus. Cependant, les contraintes de cohésion « naturelles » sont prépondérantes pour des objets très petits, car les forces magnétiques varient comme le cube des dimensions des constituants élémentaires, alors que les forces de cohésion inter-éléments varient seulement comme leurs surfaces de séparation, c'est à dire comme le carré des dimensions. On considère donc en général que les objets ont un comportement global, caractérisé par une susceptibilité magnétique qui pour de nombreux tissus est très proche de celle de l'eau, c'est-à-dire (-9.10^{-6}). On en déduit que la petite grenouille lévitante [2] du lauréat du prix IgNobel 2007 A.K.Geim (prix Nobel tout court en 2010) n'a probablement pas été très perturbée par son aventure !

Se pose évidemment pour les milieux biologiques la question de l'influence du champ **B** même sans gradient de B^2. Ceci peut imposer aux échantillons biologiques des conditions ne correspondant plus aux conditions spatiales. Des phénomènes d'orientation de certaines cellules sous l'influence de B ont ainsi été observées. Mais ces observations imprévues sont aussi la source de nouvelles recherches…

6. CONCLUSIONS

La compensation magnétique de gravité est une technique dont l'intérêt principal est la simplicité de mise en œuvre, comparativement aux autres techniques (mise en orbite des expériences, vol parabolique d'un avion, tour à chute libre…).

Afin d'évaluer toutes ses possibilités, nous avons été amenés à développer une analyse théorique des propriétés, dans le vide, du vecteur : **G = grad** (B^2). Le résultat fondamental, que **G** ne saurait être un vecteur uniforme, nous a conduits à mettre en évidence et à quantifier les écarts à la compensation autour des points de compensation exacte. Ces travaux ont permis de comprendre, d'interpréter certaines spécificités observées expérimentalement, ainsi que d'orienter la conception de dispositifs lévitateurs « avancés ».

Ils ont en outre permis d'identifier les limites de la technique de compensation magnétique de pesanteur : en particulier limites en précision de la compensation, en dimensions des zones expérimentales utiles. Ils ont ouvert des pistes pour contourner certaines des contraintes identifiées : par exemple l'utilisation de bobines invariantes par translation (bobines d'accélérateurs de particules) permettrait de disposer de zones expérimentales de grande longueur (plusieurs mètres), ou la mise en œuvre de compensation magnétique couplée à des forces centrifuges permettrait de créer une compensation parfaite de certains fluides dans un espace tridimensionnel.

Si les paramètres à réaliser pour la compensation magnétique ne permettent de réaliser l'apesanteur que pour un seul fluide (mais sous plusieurs phases), l'imbrication à très petite échelle des constituants pour les tissus biologiques semble permettre de simuler assez précisément les conditions spatiales. La possibilité de réaliser une bonne compensation dans des espaces seulement bi-dimensionnels n'est pas un handicap pour des expériences sur des micro-organismes. Le paramètre supplémentaire apporté par la présence du champ magnétique **B** (et pas seulement de **G**) peut être vu comme un handicap, ou comme la source possible de phénomènes biologiques nouveaux, en polarisant magnétiquement l'espace. Un très vaste champ de recherches est ainsi ouvert, dans lequel la maîtrise des conditions de lévitation que peut apporter le « génie des sources magnétiques » sera un atout considérable.

7. REMERCIEMENTS

Les travaux décrits dans cette communication se sont déroulés, en ce qui concerne les auteurs, dans une période d'une quinzaine d'années, et ont bénéficié d'une collaboration forte entre le CEA Grenoble, soutenu par le CNES, et plusieurs universités. La compréhension des instances institutionnelles doit être remerciée. Il faut surtout remercier les collaborateurs au CEA , et surtout les étudiants qui ont consacré tout ou partie de leur recherche ou thèse à cette problématique ; en particulier Mme Hélène Félice, MM. Olivier Vincent-Viry, Lionel Quettier, Clément Lorin, Franck Borgnolutti, Guillaume Pichavant, Benjamin Cariteau, Gurunath Sharma Gandikota.

8. REFERENCES

[1] BEAUGNON E., TOURNIER R., « Levitation of organic Materials », *Nature* **349**, 470 (1991)

[2] BERRY M.V., GEIM A.K., « Of flying frogs and levitrons », *Eur. J. Phys.* **18**, 307-313 (1997)

[3] WEILERT M.A., WHITAKER D.L., MARIS H.J., SEIDEL G.M., "Magnetic Levitation and noncoalescence of Liquid Helium", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4840 (1996) and "Magnetic Levitation of Liquid Helium", *J. Low Temp. Phys.*, **106**, 101-131, (1997)

[4] NIKOLAYEV V., CHATAIN D., BEYSENS D., PICHAVANT G., "Magnetic gravity Compensation", *Microgravity Science and Technology*, **23**, 113-122, (2009)

[5] CHATAIN D., NIKOLAYEV V.S., "Using magnetic levitation to produce cryogenic targets for inertial fusion energy: experiments and theory", *Cryogenics* **42**, 253-261, (2002)

[6] PICHAVANT G., CARITEAU B., CHATAIN D., NIKOLAYEV V., BEYSENS D., "Magnetic Compensation of Gravity: Experiments with Oxygen", *Microgravity Sci. Technol*., **21**, 129-133 (2009)

[7] HILL R.J.A., EAVES L., "Non Axisymetric Shapes of a Magnetically Levitated and Spinning Water Droplet", *Phys. Rev. Letters*, **101**, 234501 (2008)

[8] LARKIN O.J. "Diamagnetic levitation : exploring the effects of weightlessness on living organisms"; *Ph.D.thesis Univ. Nottingham* (2010)

[9] GUEVORKIAN K., VALLES J.M. " Swimming Paramecium in magnetically simulated enhanced, reduced, and inverted gravity environments", *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **35**, 13051-13056 (2006)

[10] QUETTIER L., FELICE H., MAILFERT A., CHATAIN D., BEYSENS D. "Magnetic compensation of gravity forces in liquid/gas mixtures : surpassing intrinsic limitations of a superconducting magnet by using ferromagnetic inserts", *The European Physical Journal Applied Physics*, **32**, 167-175 (2005)

[11] QUETTIER L. « Contribution méthodologique à la conception de systèmes supraconducteurs de lévitation magnétique », *Thèse de docteur de l'INPL,* Nancy (2003),

[12] LORIN C. "Théorie de la microgravité magnétique. Conception, dimensionnement et contrôle de dispositifs d'environnement microgravitationnel" *Thèse de docteur de l'INPL,* Nancy.(2008)

[13] VINCENT-VIRY O., QUETTIER L., LEVEQUE J., MAILFERT A., CHATAIN D., "Ferromagnetic Inserts for magnetic force field generation" *IEEE Transactions on Magnetics*, **40**, 3, 1606 – 1609,(2004)

[14] LEVEQUE J., NETTER D., QUETTIER L., MAILFERT A. "Design of a superconducting insert to obtain a high and quasi-uniform magnetic force field" *Superconductor Science and technology*. **18**, 10, 1266-1270 (2005)

[15] G. GANDIKOTA, D .CHATAIN, S. AMIROUDINE, T. LYUBIMOVA, D. BEYSENS, "Frozen wave instability in near critical hydrogen subjected to horizontal vibration under various gravity fields", Physical Review E **89**, No.1), 012309-1-012309-11, (2014)

[16] GANDIKOTA S., BEYSENS D., CHATAIN D., PICHAVANT G., MAILFERT A., "Brusque variation of gravitational acceleration usinmagnetic levitation", en préparation pour *Review of Scientific Instruments*

[17] LORIN C., MAILFERT A., "Magnetic levitation in two-dimensional geometry with translational invariance", *Journal of Applied Physics*, **104**, 103904,(2008)

[18] LORIN C., MAILFERT A., JEANDEY C., MASSON P.,"Perfect Magnetic Compensation of Gravity along a vertical Axis", *Journal of Applied Physics*, **113**,(2013)

[19] MAILFERT A., LORIN C., Communication au Colloque annuel GdR MFA, Carry le Rouet, 2013. Publication en préparation.

[20] REZZOUG A., « Machine synchrone à plots ferromagnétiques aimantés à saturation par une bobine supraconductrice. Aspects théoriques et expérimentaux », *Thèse de docteur de l'INPL,* Nancy (1987)

[21] LORIN C., MAILFERT A.,"Magnetic compensation of gravity and centrifugal forces", *Microgravity Science and Technology*, **21**, 123-127 (2009)

[22] QI J., WAKAYAMA N.I., YABE A., "Magnetic Control of thermal convection in electrically non-conducting or low-conducting paramagnetic fluids", *Int. Journ. of Heat and Mass Transfer*." **44**, 3043, (2001)

[23] LYUBIMOVA T., MAILFERT A., "Thermal convection in a closed cavity in zero-gravity space with stationary magnetic forces", *Journal of Physics Conference Series* **416,** 01 2027, **(**2013)

[24] LORIN C., MAILFERT A., "Magnetogravitational potential revealed near a liquid-vapor critical point", *Journal of Applied Physics*, **106,** 033905, (2009)

[25] DUPLAT J., MAILFERT A., "On the bubble shape in a magnetically compensated gravity environment", *Journal of Fluid Mechanics*, **716** R11 (2013)

[26] COWLEY M.D., ROSENSWEIG R.E., *Journal of Fluid mechanics*, **30**, 4, 671-688, (1967)

[27] TAKEDA M., NISHIGAKI K., "Shape deformation of the gas-liquid interface of liquid oxygen in high-magnetic fields", *Phys Rev A*, **43**, 4, 2081-2083 (1991)