

Sur la loi de l'inverse du cube et les monopôles magnétiques

André Michaud

[→ Click here for English version](#)

Résumé:-

1) Il peut être démontré expérimentalement que l'interaction entre les champs magnétiques pour lesquels les deux pôles coïncident géométriquement obéissent à la loi d'attraction et répulsion inverse du cube de la distance (loi d'interaction des champs éloignés), qui prouve que les particules électromagnétiques élémentaires au comportement quasi-punctuel telle l'électron doivent obéir par similarité à la même loi d'interaction, puisque leurs propres deux pôles magnétiques n'ont pas d'autre choix que de coïncider par structure, étant donné leur comportement quasi-punctuel.

2) Corollairement, et contrairement aux dipôles électriques dont les deux aspects (deux charges opposées) peuvent être séparés dans l'espace et observés séparément, il peut aussi être démontré que les deux aspects d'un dipôle magnétique dont les pôles coïncident peuvent être séparés seulement dans le temps; caractéristique qui met en évidence le fait que les particules électromagnétiques élémentaires collisionnables au comportement quasi-punctuel sont incapables d'interagir autrement que comme si elles étaient des monopôles magnétiques à tout instant donné.

3) L'inversion cyclique de polarité associée de l'aspect magnétique de ces particules élémentaires, telles l'électron, le quark up et le quark down et de leurs photons-porteurs apporte une nouvelle et très intéressante explication à la raison pour laquelle les électrons ne peuvent pas s'écraser sur les noyaux d'atome malgré leur attraction électrique mutuelle, en démontrant que l'interaction magnétique entre noyau et escorte électronique ne peut devenir que répulsive lorsque l'électron s'approche plus près que la distance moyenne de son orbitale de repos.

Mots clés:- Monopoles magnétiques, interaction magnétique, Atome de Bohr, atome d'hydrogène isolé, aimants circulaires, modèle des 3-espaces.

Cet article a été originalement été publié en 2013 dans International Journal of Engineering Research and Development:

[International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X. Volume 7, Issue 5 \(June 2013\), PP. 50-66.](#)

En voici la traduction française:

I. COÏNCIDENCE GÉOMÉTRIQUE PAR STRUCTURE DES PÔLES MAGNÉTIQUES DES PARTICULES LOCALISÉES

Par définition, les particules élémentaires localisées sont celles que les expériences extensives de collisions mutuelles ont démontrées hors de tout doute comme se comportant comme si elles étaient ponctuelles lors de ces collisions. L'ensemble de ces particules est très restreint. Elles sont l'électron, le positon, le quark up le quark down et finalement le photon électromagnétique, ainsi que les deux particules instables muon et tau et leurs antiparticules, qui se convertissant en électrons comme dernière étape de leur processus de dégradation (en positon pour leurs antiparticules). Toutes ces particules sont électromagnétique de nature et par structure, les deux pôles de leurs champs magnétique n'ont pas d'autre option que de coïncider physiquement étant donné leur comportement quasi-ponctuel.

Nombreux sont ceux qui considèrent la loi d'interaction inverse du cube entre les champs magnétiques comme étant un postulat ou même comme ne s'appliquant pas du tout. Nous examinerons ici une expérience très simple qui démontre à notre niveau macroscopique que cette loi d'interaction magnétique inverse du cube n'est nullement un postulat, mais une interaction qui existe physiquement entre les champs magnétiques dont les deux pôles coïncident géométriquement, au lieu de la loi d'interaction inverse du carré qui est souvent présumée et erronément associée à l'interaction magnétique dans des textes d'introduction à la physique.

Curieusement, quoique nous ayons eu à notre disposition depuis des siècles des expériences faciles à reproduire en laboratoire permettant de confirmer expérimentalement la loi de l'inverse du carré de la distance pour les interactions électrostatiques (la loi de Coulomb), aucune trace ne peut être trouvée d'une expérience permettant de confirmer expérimentalement la loi de l'inverse du cube de la distance pour l'interaction magnétique entre champs magnétiques dont les pôles coïncident.

Considérant que la loi invariante de l'inverse du cube de la distance propre à l'interaction magnétique entre particules élémentaires au comportement ponctuel est tout aussi fondamentale que la loi invariante de l'inverse du carré de la distance de l'interaction électrostatique entre ces mêmes particules, il semblait approprié d'élaborer une telle expérience pour confirmer même au niveau macroscopique et de manière irréfutable la réalité physique de cette loi fondamentale.

Elle est d'ailleurs indissociable de l'hypothèse de de Broglie concernant la structure interne dynamique possible du photon localisé ([2], Section X), qui est à l'origine du développement de la géométrie maxwellienne étendue de l'espace décrite aux références [2, 6].

II. COÏNCIDENCE GÉOMÉTRIQUE PAR STRUCTURE DES PÔLES MAGNÉTIQUES DES AIMANTS CIRCULAIRES DE HAUT-PARLEURS

Il est intéressant de noter qu'il existe au niveau macroscopique un type d'aimants qui possède la même géométrie magnétique que celle que doivent obligatoirement avoir les particules élémentaires au comportement ponctuel. Ce sont en fait des aimants très communs et leur usage particulier est la raison pour laquelle ils sont magnétisés de cette manière.

Il s'agit d'aimants de haut-parleurs circulaires minces en forme de beigne qui sont toujours magnétisés parallèlement à l'épaisseur pour que la bobine du haut-parleur voyage facilement tout en cherchant constamment à demeurer parfaitement aligné avec l'axe du mouvement. Cela signifie que les pôles nord et sud du champ magnétique bipolaire associé doivent se comporter exactement comme s'ils coïncidaient physiquement et obéissent donc à

la loi d'interaction des champs éloignés, ce qui sera corroboré par les données que nous allons recueillir.

Un autre point d'intérêt est que les pôles magnétiques d'un tel aimant, en plus de coïncider entre eux, coïncident aussi avec le centre géométrique de l'aimant qui le produit.

Les résultats de l'expérience originale furent mentionnés en 1999 dans un autre contexte ([15], p.47), et la procédure détaillée fut subséquemment publiée en 2000 ([6], Appendice A), et est maintenant reproduite dans cet article séparé.

Avant de décrire l'expérience, il faut cependant mettre en perspectives quelques particularités des champs magnétiques.

III. SPINS RELATIFS PARALLÈLES ET ANTIPARALLÈLES

Une inversion relative de polarité entre deux tels aimants (les placer pour qu'ils s'attirent mutuellement, ce qui correspond au spin antiparallèle), correspond à une inversion sphérique de 180° des deux champs l'un par rapport à l'autre dans l'espace magnétostatique, ce qui ressemble de très près à la manière dont deux électrons se rencontrent lorsque l'un est dans la phase d'expansion de sa présence magnétique pendant que l'autre est dans la phase de régression de sa propre présence magnétique ([16], Section XVII).

Ce qui n'est pas sans rappeler les observations de Heitler et London en 1927 concernant les états d'orientation relatifs parallèle et antiparallèle du spin des électrons pour expliquer le lien covalent ([5], p.264), et la distribution naturelle des électrons en paires sur les orbitales électroniques ([3], p. 219), selon lesquelles "*si les spins de 2 électrons sont de même sens, l'énergie d'échange correspond à une répulsion entre les atomes... mais si au contraire les spins sont de sens contraire, l'énergie d'échange correspond à une attraction qui pour une très petite distance des deux atomes, s'annule et devient une répulsion si les atomes se rapprochent encore d'avantage*", ainsi que la distribution naturelle des électrons par paires sur les orbitales des atomes en vertu du principe d'exclusion de Pauli ([3], p.219), selon lequel pour que deux électrons puissent occuper la même orbitale, ils doivent avoir des spins opposés.

Le spin parallèle pour sa part se produit lorsque les deux champs se trouvent de manière synchrone dans leurs phases d'expansion et régression.

Pour construire une image mentale de ce que représente les spins parallèles et antiparallèles au niveau fondamental, disons que métaphoriquement parlant, le spin parallèle se comporte comme deux ballons de fête qui seraient gonflés et dégonflés simultanément de manière cyclique (nous verrons pourquoi plus loin). Ils occuperont donc deux fois le volume d'un seul ballon gonflé au maximum.

Alternativement, le spin antiparallèle d'autre part se comporte comme deux ballons de fête qui seraient gonflés et dégonflés en alternance. Ils ne pourront donc jamais occuper plus que le volume maximum d'un seul ballon gonflé au maximum, révélant que l'énergie magnétique de deux électrons associés en spin antiparallèle ne peut pas occuper un volume plus grand dans l'espace magnétostatique que le volume maximum de l'énergie magnétique d'un seul électron.

IV. INTERACTION INVERSE DU CUBE VS INTERACTION INVERSE DU CARRÉ

Or, en nous référant aux conclusions de Heitler et London au sujet du lien covalent, il semblerait que la seule possibilité pour que deux électrons puissent si paradoxalement s'attirer lorsqu'ils sont à très courte distance l'un de l'autre malgré leur répulsion électrostatique mutuelle (qui obéit à loi de l'inverse du carré), serait qu'une autre force soit

simultanément en action localement, mais qui obéirait à une loi exponentielle d'ordre supérieur à la loi de l'inverse du carré, de manière à pouvoir la surmonter lorsque les particules sont très proches l'une de l'autre. Nous verrons plus loin que la loi de l'inverse du cube que nous allons bientôt vérifier répond parfaitement à ce critère.

V. LOCALISATION VERSUS DÉLOCALISATION

Mais puisque une "orientation relative" des électrons entre eux implique obligatoirement une localisation, ce qui serait en contradiction avec la philosophie de l'école de pensée de Copenhague selon laquelle les électrons sont délocalisés (paquet d'onde, principe d'incertitude) lorsqu'ils sont en mouvement ou lorsqu'ils sont stabilisés en état de résonance dans l'atome, de la seule manière que la fonction d'onde peut les représenter mathématiquement, peu d'information est disponible au sujet de la correspondance du spin versus orientation magnétique dans les manuels couramment populaire de physique, dont la plupart sinon tous ont été écrits avec la philosophie de l'école de Copenhague en arrière plan.

C'est pourquoi tant de physiciens parlent du "spin" comme étant "seulement un nombre quantique" propre à la Mécanique Quantique, ce qui tend à le dissocier indûment de l'aspect magnétique des électrons.

$$\frac{\mu_B}{S_z} = \frac{e}{m} = \text{Moment magnétique de Bohr, d'où } \mu_B = \frac{eS_z}{m}$$

Quoique même en MQ le spin est associé au moment magnétique des particules chargées, il semble être considéré par la plupart comme un simple moment angulaire ($S_z = \pm \frac{1}{2}\hbar$) à toute fins pratiques simplement mécanique, sans rappel spécifique qu'il s'agit de l'aspect magnétique de la particule.

C'est pourquoi, pour contourner cette apparente incompatibilité entre l'interprétation de Copenhague et la réalité expérimentale, l'association physique parallèle et antiparallèle de l'aspect magnétique des électrons est généralement traitée séparément, typiquement seulement dans des textes discutant des propriétés des matériaux magnétiques, et avec très peu de référence à la Mécanique Quantique. Un très bon exemple d'un tel texte est le chapitre sur les propriétés des matériaux magnétiques de l'ouvrage de référence majeur "*CRC Handbook of Chemistry and Physics*", ([4], p.12-117) qui répond à toutes les questions au sujet de la nature magnétique physique du spin des électrons.

nous verrons plus loin qu'il est tout à fait possible de réconcilier les champs magnétiques localisés des électrons avec la Mécanique Quantique lorsque les restrictions appropriées sont appliquées au critère de normalisation de la fonction d'onde.

VI. LES EFFETS EINSTEIN-DE HAAS ET BARNETT

On note aussi malheureusement, sauf dans les milieux germanophones ou certains effets magnétiques sont l'objet de fréquents projets expérimentaux au niveau collégial, l'absence presque totale d'information dans les manuels de physique même le plus avancés au sujet de la relation vérifiée expérimentalement entre l'orientation parallèle forcée du spin des électrons non-pairés dans les couches électroniques des atomes et le moment angulaire résultant observé au niveau macroscopique dans des expériences faites avec des matériaux ferromagnétiques, à plus forte raison les noms mêmes de ces effets.

Il s'agit de l'**effet Einstein-de Haas** et de l'**effet réciproque Barnett**. Étant donné qu'aucune explication mécanique cohérente avec la l'interprétation de Copenhague de la MQ n'a jamais été trouvée pour expliquer le magnétisme macroscopique au niveau atomique ([11],

p. 655), on ne peut que regretter une négligence aussi répandue d'une information aussi fondamentale.

La seule brève mention de ces deux importants effets que je connaisse dans un manuel formel populaire provient d'un manuel appartenant à une série écrite par Lev Landau et al., prix Nobel et membre de l'Académie des Sciences de l'ancienne URSS ([12], p. 129 (p.195 dans l'édition originale russe)). Ces deux effets sont analysés à la référence [13].

VII. LA LOCALISATION DES PAIRES PARALLÈLES ET ANTIPARALLÈLES D'ÉLECTRONS

Étant donné que les particules élémentaires collisionnables constituant les nucléons (quarks up et down au comportement quasi-ponctuel) ainsi que leurs puissants photons-porteurs possèdent elles aussi un spin puisqu'elles sont aussi de nature électromagnétique, il semble raisonnable de penser que l'équilibre électromagnétique qui s'établit entre particules du noyau et les électrons des couches électroniques aurait un rôle à jouer dans l'orientation magnétique relative de ces derniers de seulement deux manières possibles sur leurs couches respectives.

Lorsqu'un électron isolé est capturé et stabilisé électromagnétiquement sur une couche, quelle que soit l'orientation magnétique que les particules du noyau et électrons déjà présents sur d'autres couches l'auront forcé à adopter, la seule façon pour un autre électron de compléter cette couche est qu'il s'aligne de manière antiparallèle au premier pour pouvoir s'y associer, sinon il sera repoussé tel que conclu par Heitler et London. Cela correspond à une quantification physique du spin puisque seulement deux orientations relatives sont physiquement possibles.

Bien sûr, la question suivante vient immédiatement à l'esprit, à savoir si deux électrons libres peuvent s'associer de cette manière. La réalité expérimentale nous révèle cependant que la réponse est non.

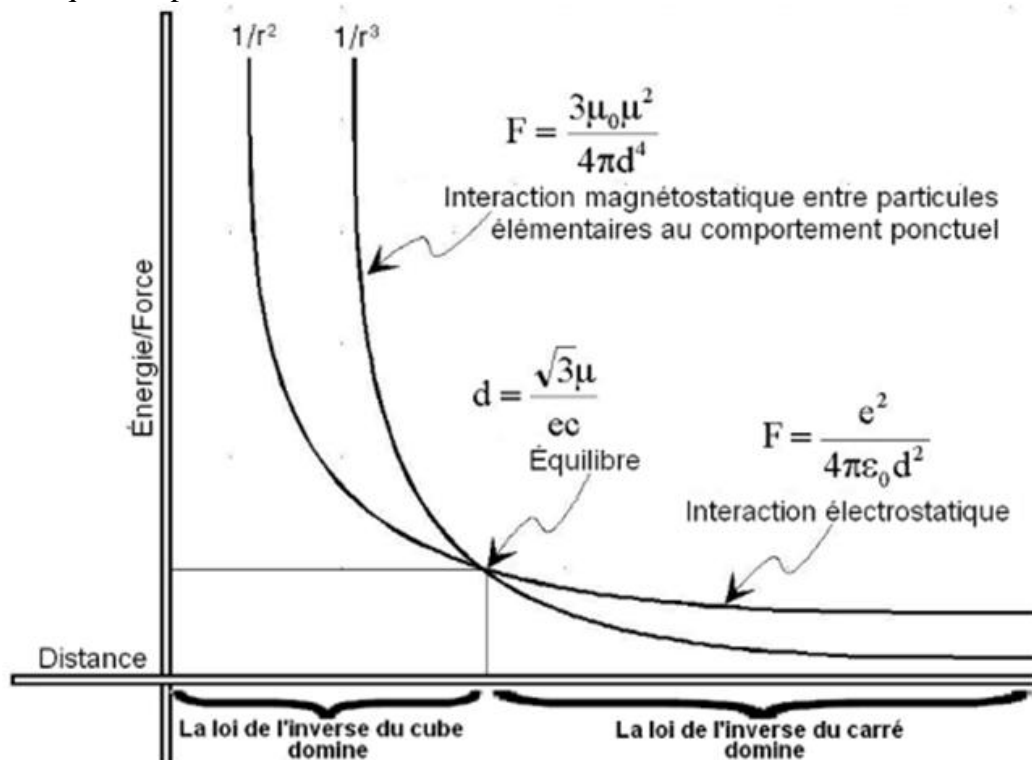


Figure 1: Intersection des courbes inverse du carré et inverse du cube.

La raison pourrait en être que puisque la répulsion électrostatique obéit à la loi de l'inverse du carré de la distance et que l'interaction magnétique obéit à une loi inverse d'un ordre plus élevé, deux électrons doivent être si proches l'un de l'autre pour que l'interaction magnétique domine, qu'une telle situation ne peut en réalité se produire que lorsque l'un des électrons est physiquement captif dans un atome et est par conséquent incapable d'échapper à la rencontre lorsqu'un autre électron l'approche avec assez d'énergie et d'assez près pour atteindre le point où la force d'attraction magnétique inverse du cube de la distance commence à dominer et rende la capture possible.

VIII. CONFIGURATION DES PÔLES DANS LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

L'intérêt d'utiliser des aimants circulaires pour procéder à l'expérience qui va suivre réside donc dans le fait qu'elle permet de vérifier à notre échelle, directement sur la table de laboratoire, le comportement de la seule configuration discrète possible de champs magnétiques qui puisse exister au niveau des particules fondamentales physiquement collisionnables au comportement quasi-ponctuel!

Nous présumerons ici que nous ne mesurerons pas la loi de l'interaction entre les aimants eux-mêmes, mais plutôt entre les champs magnétiques produits par ces aimants, dont la densité d'énergie statique décroît sphériquement par structure à partir du centre.

Techniquement, dans le cas d'aimants permanents, on dit que chacun d'eux produit un champ **magnétostatique** parce que ce champ est stable et ne change pas d'intensité avec le temps. Il est stable parce qu'il est produit par une configuration particulièrement stable de certains électrons non pairés d'atomes du matériau, qui sont emprisonnés par l'équilibre électromagnétique local dans une orientation mutuellement parallèle forcée de leurs spins, qui contraint les champs des électrons impliqués et de leurs photons-porteurs à s'additionner les uns aux autres en nombres suffisant pour devenir un champ magnétique détectable au niveau macroscopique.

Cela signifie que ces champs macroscopiques n'apparaissent pas seulement lorsque l'on approche les aimants l'un de l'autre, mais qu'ils sont par nature toujours présent, puisque les électrons qui en sont la source possèdent une orientation stable qui durera aussi longtemps que l'équilibre électromagnétique local ne sera pas modifié.

Les électrons de la couche extérieure des atomes, c'est-à-dire les électrons de valence, ne jouent aucun rôle ici. Ces électrons sont principalement impliqués dans les liens des atomes en molécules par alignement antiparallèle des spins par paires d'électrons de valence (un électron de valence étant contribué par chaque atome impliqué), ce rend les champs magnétiques des électrons de chacune de ces paires incapables de s'associer magnétiquement à d'autres électrons. Le champ magnétique stable des aimants est donc causé par l'alignement parallèle forcé des spins de certains électrons non pairés des couches électroniques internes des atomes.

La nature apparemment non différenciée de l'*énergie cinétique quantifiée*, cette sorte de "*matériel fondamental*" dont sont constituées les particules élémentaires est telle que les champs individuels des électrons non pairés forcés à aligner leurs spins parallèles semblent simplement se joindre et s'additionner les uns aux autres et agir comme s'ils constituaient une seule composante plus grande, un peu métaphoriquement comme des gouttes d'eau vont s'unir pour former une mare dans laquelle il devient impossible de distinguer les gouttes individuelles.

Dans le cas des champs magnétiques de nos aimants cependant, une quantité du champ global égale à celle fournie par chaque électron reste de toute évidence intimement enracinée dans chacun des électrons participants, car si un aimant est réduit en poussière et

que ces grains de poussière sont séparés, il a été expérimentalement observé que chacun des grains est maintenant un aimant plus faible en proportion de sa grosseur par rapport à l'aimant original. Autrement dit, chaque électron reprend ses billes et le champ global cède la place à autant de champs plus petits qu'il y a de grains de poussière d'aimant.

Lorsqu'un aimant est chauffé, les électrons alignés magnétiquement en spins parallèles forcés des couches électroniques intérieures des atomes se chargent d'une énergie qui induira une vibration locale de ces électrons, vibration qui affectera l'alignement des spins de ces électrons, ce qui modifiera progressivement leur configuration parallèle jusqu'au point où le champ magnétique cessera d'être perceptible au niveau macroscopique.

Lorsque l'aimant est ensuite refroidi, le champ macroscopique reparaitra, dans la mesure où la chaleur n'aura pas altéré la configuration moléculaire qui le permettait, c'est-à-dire si les spins des électrons des couches intérieures qui supportaient le champ macroscopique initial retrouvent leur alignement de spins parallèles. En d'autres mots, lorsque nous manipulons un aimant, nous manipulons directement à notre échelle un énorme champ magnétique qui est le matériau même dont les électrons sont faits.

IX. CONFIRMATION EXPÉRIMENTALE DE LA LOI MAGNÉTOSTATIQUE DE L'INVERSE DU CUBE

Procédons maintenant à la description de l'expérience proprement dite. Étant donné qu'il est très difficile de contrôler une telle expérience lorsque les aimants s'attirent, toutes les observations ont été faites avec des aimants placés en position de répulsion mutuelle, c'est-à-dire en état de spins parallèles de tous les électrons supportant les champs des deux aimants.

La disposition physique de l'appareil suivant force les aimants à demeurer aussi parfaitement alignés et parallèles que possible, ce qui permet de visualiser mentalement les deux champs magnétiques comme s'ils étaient deux "objets" sphériques invisibles parfaitement élastiques, qui occuperaient des volumes dans l'espace s'étendant bien sûr au delà du corps physique de chaque aimant plat.

La limite expérimentale maximale de proximité sera atteinte lorsque le volume physique des aimants empêche de réduire plus avant la distance centre à centre des champs.

A. Description de l'appareil

Examinons maintenant l'équipement qui fut utilisé:

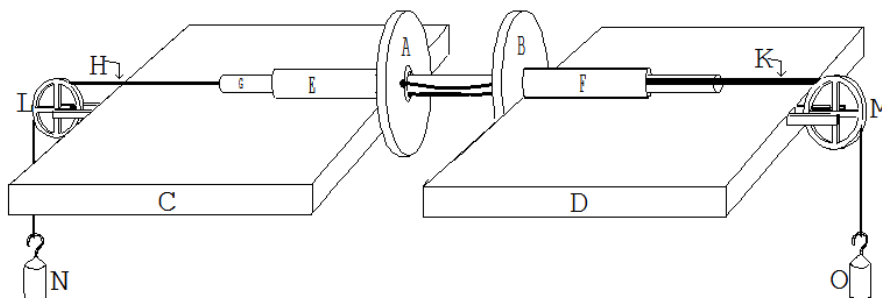


Figure 2: Appareil pour expérience de confirmation de la loi inverse du cube de l'interaction magnétique.

A et B: Aimants céramique circulaires de haut-parleurs dimensions: Diamètre extérieur 7.1 cm; Diamètre intérieur 3.1 cm; épaisseur 0.84 cm; magnétisés parallèlement à l'épaisseur. Manufacturé par *Arnold Engineering Co.*, Numéro de pièce 29375.

C et D: Radeaux en styromousse 22 cm X 15 cm. qui doivent flotter sur une épaisseur d'eau suffisante pour que les masses N et O puissent pendre librement sans toucher le fond du contenant utilisé.

E et F: Tubes guides fixés perpendiculairement à l'intérieur du trou intérieur de chacun des aimants. Le tube E est fixé à l'aimant A et le tube F est fixé à l'aimant B.

G: Tige guide de 30 cm placée de manière à glisser librement à l'intérieur des deux tubes guides E et F. Cette tige garantie que les deux aimants demeureront aussi parfaitement alignées et parallèles que possible pendant l'expérience.

H et K: Fils solides de 30 cm de longueur qui retiennent les masses N et O qui tirent les aimants l'un vers l'autre. Un bout du fil H est solidement fixé entre le tube F et l'aimant B et glisse librement entre la tige guide G et l'intérieur du tube guide E. L'autre bout pend librement à l'extérieur du bord gauche du radeau C en passant sur la poulie L.

De même, un bout du fil K est solidement fixé entre le tube E et l'aimant A et glisse librement entre la tige guide et l'intérieur du tube guide F. L'autre bout pend librement à l'extérieur du bord droit du radeau D en passant sur la poulie M.

L et M: Poulies légères en rotation libre.

N et O: paires de masses égales dont la somme constitue la masse totale qui est notée dans la colonne P du **Tableau 1**.

Autant de paires différentes de masses égales que voulu peuvent être utilisées pour obtenir autant de mesures que l'expérimentateur le désirera.

B. Procédure

Suite à la mise en place de chaque paire de masses, tout l'assemblage flottant est délicatement agité pendant que les radeaux sont rééquilibrés horizontalement en plaçant des masses secondaires sur leurs coins pour enlever tout stress entre la tige guide et l'intérieur des tubes guides.

Lorsque l'assemblage a été stabilisé et que la tige guide glisse aussi librement que possible à l'intérieur des tubes guides, une règle est utilisée pour mesurer les distances entre les aimants à 3 points situés à 90° les uns des autres sur la circonférence extérieure des aimants: des deux côtés, et aussi sur le dessus des aimants.

La distance entre les aimants au point le plus bas, qui est situé sous le niveau de l'eau, est calculée par triangulation à l'aide des 3 mesures déjà obtenues. Pour tenir compte du fait que le point le plus intense de chaque champ se situe au centre géométrique de chaque aimant, l'épaisseur d'un aimant est ajoutée aux quatre mesures pour garantir que les mesures correspondent exactement aux distances centre à centre entre les champs. Les distances inscrites dans la colonne **r** du **Tableau 1** sont les distances moyennes calculées à partir des quatre mesures obtenues.

C. Données expérimentales recueillies

La raison pour laquelle seulement 8 lectures ont été notées au cours de cette expérience est liée à la difficulté de faire des lectures avec des masses plus petites que .05 kg et plus grandes que .65 kg avec l'appareil utilisé.

Les masses plus petites que .05 kg étaient trop légères en relation avec la friction inhérente au système, qui ne permettait pas, même avec les plus délicates agitations et rééquilibrages des radeaux, de les stabiliser à une distance suffisamment constante pour la masse considérée. Une masse de .05 kg était la plus petite masse qui permettait d'obtenir une telle distance de manière relativement constante pour une séquence de 10 mesures.

Toutes les mesures notées de .05 à .65 kg sont une moyenne de 10 mesures avec chaque masse. Pour les masses supérieures à .65 kg, les lectures devenaient incertaines en raison d'une torsion de la jonction poulie-radeau qui devenait perceptible avec ces masses.

Tableau 1: Données recueillies au cours de l'expérience.

Tableau des mesures de Répulsion entre 2 aimants circulaires de haut-parleurs					
	P	F=P x 9.80665 N	r	P x r³	P x r²
1	.05 kg	0.4903325 N	.1 m	5.000000 E-5	5.00000 E-4
2	.13 kg	1.2748645 N	.076 m	5.706688 E-5	7.50880 E-4
3	.21 kg	2.0593965 N	.063 m	5.250987 E-5	8.33490 E-4
4	.33 kg	3.2361945 N	.057 m	6.111369 E-5	1.07217 E-3
5	.41 kg	4.0207265 N	.05 m	5.125000 E-5	1.02500 E-3
6	.49 kg	4.8052585 N	.047 m	5.087227 E-5	1.08240 E-3
7	.57 kg	5.5897905 N	.046 m	5.548152 E-5	1.20612 E-3
8	.65 kg	6.3743225 N	.0445 m	5.727873 E-5	1.28716 E-3

D. Analyse des données

Dans ce tableau, la première colonne contient la masse (la pression exercée) en kg (**P**) nécessaire pour maintenir les aimants à la distance (**r**) en mètres (centre à centre de l'épaisseur de chaque aimant) qui apparaît dans la troisième colonne. Dans la quatrième colonne se trouve une relation inverse du cube entre la pression et la distance peut être représentée par la formule générique suivante:

$$P = 1/r^3$$

Cette formulation relationnelle tend à masquer cependant le fait très important que le produit de la pression par le cube de la distance est une constante dans le cas présent. Dans le présent cas, cette constante sera un nombre qui permet de calculer la distance à laquelle les champs magnétiques des aimants se stabilisent pour contrebalancer une pression appliquée en fonction de la loi de l'inverse du cube de la distance, une constante qui pourrait possiblement être nommée *constante d'équilibre magnétostatique*.

La véritable relation devient alors beaucoup plus claire si la formule est réorganisée de la manière suivante:

$$P \times r^3 = \textit{constante d'équilibre magnétostatique}$$

La quatrième colonne du **Tableau 1** contient donc les résultats de l'application de cette dernière formule aux données brutes contenues dans les colonnes 1 et 3. L'observation montrera qu'en dépit d'importantes fluctuations dues aux moyens rudimentaires disponibles pour procéder à l'expérience, et même avec aussi peu que 8 lectures significatives, on peut constater que les valeurs obtenues fluctuent clairement autour d'un niveau approximativement constant.

Pour comparaison avec la loi de l'inverse du carré qui est souvent considérée s'appliquer pour l'interaction entre les aimants, la cinquième colonne du **Tableau 1** contient les nombres obtenus si nous appliquons la formule $P \times r^2$. Il devrait être évident que ces nombres tendent à augmenter à mesure que la distance diminue entre les aimants contrairement aux nombres de la quatrième colonne. La démonstration est ainsi clairement faite que la loi de l'inverse du carré ne s'applique pas aux aimants utilisées et par extension

ne peut pas non plus s'appliquer à l'interaction magnétique des particules élémentaires au comportement ponctuel.

Si nous considérons de nouveau l'équation dérivée des données expérimentales ($\mathbf{P} \times \mathbf{r}^3 = \text{constante d'équilibre magnétostatique}$), nous observons que les dimensions impliquées sont $\text{kg}\cdot\text{m}^3$, et en ignorant les deux valeurs les plus extrêmes mesurées (ligne 1 et ligne 4), le **Tableau 1** permet d'établir une valeur moyenne de première approximation de cette constante pour nos deux aimants, soit $\mathbf{P} \times \mathbf{d}^3 = 5.4076545\text{E-5 kg}\cdot\text{m}^3$. Cette constante permet maintenant d'évaluer facilement la pression qu'il faut appliquer pour toute distance et vice-versa que l'on veut considérer entre nos deux aimants. L'équation $\mathbf{F}=\mathbf{P}_g$ de la deuxième colonne permet ensuite de calculer la force correspondante, et finalement, l'équation $\mathbf{E}=\mathbf{F}_d$ donnera l'énergie correspondante en joules.

Un autre indice qu'une relation cubique est impliquée vient de l'analyse des lignes 1 et 5. Nous observons qu'alors que la distance de la ligne 5 est la moitié de celle de la ligne 1, la masse utilisée a dû être 8 fois celle utilisée pour obtenir la valeur de la ligne 1 (au lieu de 4 fois, ce qui correspondrait à la loi de l'inverse du carré), ce qui est consistant avec une force augmentant avec l'inverse du cube de la distance (colonne 4), et non avec une force augmentant avec l'inverse du carré de la distance (colonne 5).

Par conséquent, l'équation générique de premier jet suivante, qui implique une relation sphérique entre 2 "sphères magnétiques", pour ainsi dire, semble appropriée pour représenter l'interaction que nous venons de vérifier entre les deux aimants.

$$E = G, \frac{3M_m^2}{4\pi d^3} \quad (0)$$

où \mathbf{M}_m représente symboliquement l'intensité magnétique de chaque aimant, soit le moment magnétique de chaque aimant, habituellement symbolisé par μ .

$G?$ pour sa part, représente une constante magnétique qui devrait de toute évidence être la constante de permittivité magnétique (μ_0), et finalement $4\pi d^3/3$ qui est l'équation standard pour établir le volume d'une sphère représente l'interaction sphérique à une distance \mathbf{d} , c'est à dire l'interaction en fonction de l'inverse du cube de la distance.

E. Comparaison aimants de haut-parleurs vs barres aimantées

Une analyse dimensionnelle de cette équation générique révélera que telle qu'elle est, elle procure seulement une énergie en Joules, ce qui confirme qu'en plus de la relation inverse du cube, nous devons la diviser par une distance centre à centre entre les deux sphères magnétiques pour véritablement obtenir une "force" en Joules par mètre (J/m), c'est à dire en Newtons. De toutes ces considérations, nous pouvons maintenant écrire l'équation finale qui permet de calculer la force entre nos deux aimants circulaires à toute distance \mathbf{d} l'une de l'autre.

$$F = \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^4} \quad (1)$$

Comparons maintenant cette équation (1) finale issue de l'analyse des données recueillies avec l'équation (1a) standard pour calculer la force entre deux barres aimantées de forces égales qui sont approchées parallèlement l'une à l'autre, dont les pôles sont évidemment à une distance \mathbf{l} (**lettre l minuscule**) l'un de l'autre à l'intérieur de chaque barre et dont la distance entre les barres (\mathbf{d}) doit être plus grande que \mathbf{l} ([11],p 93), ce qui va de soi pour nos aimants circulaires, puisque dans leur cas, les pôles nord et sud de chacun des aimants coïncident géométriquement et la distance \mathbf{l} y est égale à zéro par structure:

$$F = \frac{3\mu_0\mu^2}{2\pi d^4} \quad \text{ce qui est bien sûr la même chose que} \quad F = \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^4} + \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^4} \quad (1a)$$

On observe immédiatement que la force calculable pour des barres aimantées est double de celle que nous avons obtenue expérimentalement pour nos aimants circulaires.

Un point d'intérêt très particulier à propos de cette "équation standard" (1a) reconnue pour les barres aimantées est qu'il n'est expliqué nulle part comment elle peut être dérivée de quelque théorie classique que ce soit, contrairement à l'équation de Coulomb, qui peut être facilement dérivée de la première équation de Maxwell.

Cela porte à penser que l'équation (1a), disponible dans des ouvrages de référence standard sur l'électrodynamique ([11], p.93), a simplement été extrapolée d'expériences semblables à celle-ci, et a été citée parce sa conformité avec l'observation expérimentale est incontestable, même s'il est impossible de la dériver de la Théorie électromagnétique de Maxwell.

Par conséquent, en dépit du fait que cette équation est mentionnée dans l'ouvrage de référence de Halliday & Resnick, elle s'avère être encore totalement empirique et n'être supportée par aucune théorie classique!

F. Preuve d'inversion cyclique de polarité magnétique lorsque les pôles nord et sud coïncident

Souvenons-nous que deux barres aimantées impliquent 2 paires de pôles, chaque paire étant séparée à l'intérieur de chaque barre par une distance \underline{l} , en interaction séparée constante avec les 2 pôles de l'autre barre, alors que les aimants circulaires de notre expérience, tout en impliquant aussi 2 paires de pôles, se comportant comme si chaque paire à l'intérieur de chaque aimant circulaire coïncidait avec le centre géométrique de l'aimant, ce qui signifie que la distance mesurable \underline{l} dans ce dernier cas est égale à zéro à l'intérieur de chaque aimant circulaire.

Cette différence met en évidence un point très important, car même si nous trouvions moyen de réduire progressivement vers zéro cette distance \underline{l} entre les pôles d'une barre aimantée, on pourrait s'attendre logiquement à ce que la force calculée dans une expérience impliquant deux telles barres continue à être double, puisque les 4 pôles seraient encore théoriquement sensés être présents simultanément selon l'électromagnétisme classique, alors que notre expérience confirme un comportement différent dans le cas des aimants circulaires, dont les pôles nord et sud se comportent justement comme s'ils coïncidaient (longueur $\underline{l} = 0$ à l'intérieur de chaque aimant).

Ce comportement confirme précisément que dans le cas des aimants circulaires de haut-parleurs, à l'intérieur desquels les pôles nord et sud coïncident géométriquement par structure, **les pôles nord et sud à l'intérieur de tels aimants circulaires se comportent comme s'ils n'étaient pas présents simultanément mais agissaient en alternance, un à la fois dans chaque aimant**.

Cela ne peut s'expliquer que par une oscillation cyclique de l'énergie "magnétique" impliquée, entre un état d'expansion sphérique jusqu'à un état de "présence" maximum, suivi d'un état de régression sphérique jusqu'à zéro "présence" (obligatoire si un seul des deux pôles de chaque aimant est physiquement présent à tout moment donné) à une fréquence qui dépend évidemment de l'énergie de la particule qui le produit, présumément celle de l'énergie porteuse induite à l'orbitale à laquelle appartient l'électron non païré qui contribue au champ.

Si nous transposons ce comportement dipolaire alternatif au niveau des particules électromagnétiques élémentaires, qui obéissent à la même règle par similarité, étant donné

leur comportement ponctuel, ce constat confirme aussi que **l'aspect magnétique des particules électromagnétiques élémentaires au comportement quasi-ponctuel est monopolaire par structure à tout instant donné** et que c'est seulement le rythme d'alternance expansion-régression à haute fréquence dans les aimants où les pôles ne coïncident pas qui fait en sorte que les champs magnétiques mesurés semblent statiquement bipolaires au niveau macroscopique dans les barres aimantées et se comportent dans ce dernier cas selon les règles des champs proximaux.

Ce qui arrive à l'énergie supportant le champ magnétique de l'aimant qui semble disparaître pendant que sa "présence" régresse vers zéro à la fin de la phase de régression sphérique et où elle va, considérant que cette énergie est présumée incompressible, est expliqué à la référence [7].

Dans cette géométrie plus étendue de l'espace [2], la réponse est simple. Elle transfère momentanément dans l'espace électrostatique pour les photons ([2], Section XXII), et dans l'espace normal pour les particules massives ([16], Section XVII) sous forme de deux quantités se déplaçant dans des directions opposées dans ces espaces jusqu'à ce que toute l'énergie magnétique ait été transférée, pour alors recommencer à transférer dans l'espace magnétostatique, initiant ainsi le prochain cycle.

Autrement dit, contrairement aux monopôles électriques élémentaires (charges ponctuelles de signes opposés) qui peuvent être observés séparément dans l'espace, les monopôles magnétiques élémentaires peuvent être séparés seulement dans le temps. Paradoxalement, cela signifie qu'à tout moment donné, des aimants de haut-parleurs circulaires interagissent comme s'ils étaient des monopôles magnétiques séparés tout comme les particules électromagnétiques élémentaires.

G. Les champs magnétiques relatifs des aimants circulaires

Il est bien établi [13] qu'une pression de 1 kg a été définie comme correspondant à une force de 9.80665 Newtons appliquée contre le sol au niveau moyen de la mer sur Terre, qui est la force requise pour contrebalancer l'accélération gravitationnelle de 1g à ce niveau moyen de la mer. Ceci nous permet de calculer la force correspondant à chaque masse utilisée pendant notre expérience (deuxième colonne du **Tableau 1**).

Le moment magnétique d'un aimant (μ) étant défini en joules par Tesla (j/T) tout comme le magnéton de Bohr, l'équation (9.4) nous permet maintenant de calculer le moment magnétique de chacun de nos aimants circulaires, que nous présumons identiques. En isolant μ dans l'équation (9.4) et en utilisant les valeurs des colonnes **F** et **r** de la ligne 1 du **Tableau 1**, nous obtenons la valeur approximative suivante:

$$\mu = \sqrt{\frac{4\pi r^4 F}{3\mu_0}} = \sqrt{\frac{4\pi (.1)^4 0.4903325}{3\mu_0}} = 12.78452841 \text{ J/T}$$

En présumant que le matériel magnétique de l'aimant est constitué d'atomes qui ont tous le même moment magnétique dipolaire local, le moment magnétique dipolaire de chaque aimant sera constitué de la somme de ces moments magnétiques dipolaires locaux. Présumant encore plus loin que seulement un électron par atome contribuerait au champ, alors μ sera la somme des moments magnétiques dipolaires de l'énergie porteuse de ces électrons, énergie qui dépend du niveau d'énergie de l'orbitale à laquelle elle appartient.

Quelques calculs avec des distances et intensités magnétiques arbitraires montreront que l'augmentation de la force obéit numériquement effectivement à la loi de l'inverse du cube et que pour chaque division par 2 de la distance, la force sera multipliée par 8 comme notre expérience le révèle. Souvenons-nous que nous avons postulé que ces aimants étaient

les sites d'ancrage physique de 2 champs magnétiques sphériques qui s'étendent au-delà des limites physiques des aimants.

Maintenant que nous connaissons le moment dipolaire magnétique de nos aimants, nous sommes finalement capables de calculer l'intensité des champs magnétiques de nos aimants expérimentaux à toute distance de leurs centres géométriques, le long de l'axe normal à leurs surfaces. Nous avons établi dans un article précédent ([7], équation (35)) une relation claire impliquant seulement le moment magnétique (μ), l'énergie correspondante (E) et le champ magnétique correspondant (\mathbf{B}):

$$\mu = \frac{E}{2\mathbf{B}} \quad \text{de laquelle nous pouvons isoler} \quad \mathbf{B} = \frac{E}{2\mu} \quad (2)$$

De l'équation (1), nous pouvons facilement établir l'équation pour l'énergie correspondant à ce moment dipolaire:

$$E = Fd = d \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^4} = \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^3}$$

Si nous substituons cette définition de E dans l'équation (2):

$$\mathbf{B} = \frac{E}{2\mu} = \frac{3\mu_0\mu^2}{2\mu 4\pi d^3} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi d^3} \quad (3)$$

Utilisant de nouveau la valeur de \mathbf{r} de la ligne 1 du **Tableau 1**, nous obtenons l'intensité du champ magnétique en Tesla lorsque les aimants sont à 10 cm l'un de l'autre:

$$\mathbf{B} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi d^3} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi (.1)^3} = 1.917679279 \text{ E} - 3 \text{ T}$$

Si nous utilisons maintenant la valeur de \mathbf{r} de la ligne 5 du **Tableau 1**, soit 5 cm l'un de l'autre:

$$\mathbf{B} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi d^3} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi (.05)^3} = 0.015341434 \text{ T}$$

Ce qui est exactement 8 fois l'intensité du champ que nous venons tout juste de calculer pour une distance de 10 cm. Nous sommes finalement en position pour établir l'intensité maximum du champ magnétique de nos aimants lorsqu'ils sont en contact physique. L'épaisseur d'un aimant étant de 0,84 cm, la distance centre à centre des deux champs associés sera donc de 0,84 cm, soit $8,4 \text{ E} - 3 \text{ m}$.

$$\mathbf{B} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi d^3} = \frac{3\mu_0\mu}{8\pi (8,4\text{E} - 3)^3} = 3.235475484 \text{ T}$$

X. L'INTERACTION MAGNÉTIQUE ÉLECTRON-NUCLÉON À PRÉDOMINANCE RÉPULSIVE

II. Équilibre entre deux forces opposées

Les particules élémentaires collisionnables possédant à la fois un aspect électrique (qui obéit à la loi de l'inverse du carré de la distance par rapport aux charges d'autres particules électromagnétiques au comportement quasi-ponctuel) et un aspect magnétique (qui obéit à la loi de l'inverse du cube de la distance par rapport à l'aspect magnétique des mêmes autres particules) tel que décrit dans ce modèle, il peut être affirmé avec force que les états d'équilibre des couches électroniques des atomes impliquent obligatoirement les deux types d'interaction.

L'hypothèse peut alors être posée pour expliquer la stabilité de l'orbitale de moindre action de l'atome d'hydrogène, que si l'électron s'approche du proton plus proche que cette orbitale de moindre action, l'interaction magnétique moyenne entre le proton et l'électron pourrait, pour des raisons qui restent à identifier, devenir principalement répulsive au point de dominer l'attraction électrostatique et repousser l'électron, alors que si l'électron s'éloigne plus loin que l'orbitale de moindre action, l'attraction électrostatique dominerait de nouveau ramenant l'électron vers l'orbitale de moindre action de telle manière que l'électron se stabilise aux environs d'une distance d'équilibre moyenne, qui serait bien sûr le rayon bien connu de Bohr, à l'intérieur de l'étendue statistique prévue par la Mécanique Quantique.

Il va sans dire qu'une telle distance d'équilibre électromagnétique ne peut exister que si la moyenne d'interaction magnétique entre le noyau et l'électron devient répulsive de manière prédominante (jamais attractive de manière prédominante) chaque fois que l'électron s'approche plus près du noyau que sont orbitale moyenne connue de moindre action.

À ce propos, la structure expansion-régression dynamique sphérique du comportement magnétique de toutes les particules électromagnétiques élémentaires qui est associée à la fréquence de l'énergie de leur masse, ainsi que celle de leur énergie porteuse électromagnétique associée, nous offre une merveilleuse surprise! Nous allons voir maintenant que la moyenne d'interaction entre les champs magnétiques des nucléons et de leurs escortes électroniques **ne peut que devenir répulsive de manière prépondérante chaque fois qu'un électron vient plus près du noyau que la distance moyenne de son orbitale de moindre action**, ce qui force obligatoirement les électrons à se stabiliser axialement à des distances d'équilibre moyennes spécifiques des noyaux!

Deux différentes approches peuvent être considérées en contexte, dépendant de la manière avec laquelle nous choisissons de considérer l'extension de l'interaction magnétique dans l'espace en fonction de l'inverse du cube de la distance. Dans les deux cas cependant, la même raison expliquerait pourquoi les électrons ne peuvent qu'être repoussés par un noyau d'atome.

La première est l'approche traditionnelle purement mathématique fondée sur la prémisse que cette interaction agirait jusqu'à l'infini comme l'interaction électrostatique.

La seconde, plus naturelle au niveau physique dans le présent modèle, est fondé sur la prémisse que cette interaction ne s'étendrait pas au delà de l'extension physique maximale de la sphère d'énergie d'une particule dans l'espace magnétostatique, soit une sphère d'énergie dont l'extension dans l'espace magnétostatique dépend de son amplitude transversale fonction de la fréquence de la particule, tel qu'analysé à la référence ([2], **Section K**), qui implique qu'aucune interaction magnétique ne se produirait entre deux particules à moins que leurs sphères d'énergie magnétique en expansion-contraction constante n'entrent physiquement en contact l'une avec l'autre.

Mais, étant donné que les deux approches expliquent la répulsion magnétique permanente entre noyau et escorte électronique pour la même raison, nous développerons la démonstration à partir de la première possibilité, qui est plus simple à élaborer.

I. Les particules élémentaires constituant l'atome d'hydrogène

Faisons maintenant l'inventaire des divers composants électromagnétiques impliqués dans l'atome d'hydrogène isolé. Pour l'électron, nous avons affaire à deux quantités électromagnétiques distinctes, soit l'électron proprement dit avec l'énergie de sa masse au repos de 0.5109989 MeV, et son photon-porteur de 27.2 eV.

Étant donné qu'une approximation de premier niveau sera suffisante pour expliquer la mécanique d'équilibre, nous procéderons en tenant compte seulement du champ magnétique de l'électron, puisque celui de son photon-porteur est relativement négligeable.

En ce qui concerne le proton, la situation est beaucoup plus complexe, et quelque peu inattendue. Alors que les énergies contenues dans les masses au repos du quark up et du quark down sont respectivement de 1.1497475 MeV et de 4.5989902 MeV ([6], Section 17.10), l'énergie adiabatique non-libérable de chacun de leurs trois photons-porteurs est de 310.457837 MeV tel que déterminé à la référence ([6], Section 17.12), ce qui représente environ 300 fois plus d'énergie que celle de la masse au repos des particules qu'ils transportent. Cela signifie que c'est l'énergie de masses au repos des quarks eux-mêmes qui est négligeable en ce qui concerne leur interaction avec l'électron sur son orbitale!

Cette contribution mineure des quarks de valence up et down au spin du proton a en fait été démontrée en 1995 à l'installation SLAC, ce qui est cohérent avec cette conclusion du présent modèle que les quarks de valence sont beaucoup moins énergiques que leurs photons-porteurs.

À la lumière, encore une fois, du fait qu'une première approximation est suffisante pour la démonstration, nous utiliserons les paramètres bien connus du modèle de Bohr pour étudier le comportement de l'électron dans un atome d'hydrogène isolé, dans lequel le mouvement de l'électron ne serait pas inhibé par l'équilibre électromagnétique local; où l'électrons pourrait effectivement se déplacer à la vitesse permise par l'énergie de son photon-porteur, soit 2,187,691.252 m/s (classique), ce qui lui permettrait de couvrir la distance de $r_0 \times 2\pi = 3.32491846E-10$ m à chaque orbite (r_0 étant le rayon de Bohr).

J. Mise en corrélation des fréquences des composants de l'atome d'hydrogène

Déterminons maintenant le nombre de fois que l'énergie de la masse au repos de l'électron oscillera magnétiquement de zéro présence jusqu'à présence maximale pour revenir ensuite à zéro présence, pendant une orbite métaphorique complète autour du proton dans cet atome d'hydrogène isolé. La distance précise entre le noyau et la moyenne de distance de cette orbite métaphorique de moindre action est très bien connue et est égale à $a_0 = 5.291772083E-11$ m, soit le rayon de Bohr, ce qui donne une longueur orbitale complète de $2\pi a_0 = 3.32491846E-10$ m.

La vitesse relativiste translationnelle de l'électron sur une telle orbite étant 2187647.56821 m/s, le temps requis pour compléter une orbite sera 1.51986E-16 s. Étant donné que la fréquence de l'énergie de la masse au repos de l'électron est 1.235589976E20 Hz, cette énergie cyclera 18 779.23781 fois pendant une orbite complète.

D'autre part, comme il sera établi au Chapitre 14, l'énergie adiabatique non-libérable de chaque photon-porteur des quarks up et down du proton est de 310.457837 MeV, ce qui donne en joules 4.974082389E-11 j, correspondant à une fréquence de 7.506837869E22 Hz. Pour chaque orbite de l'électron, l'énergie de chaque photon-porteur des quarks cyclera 11 409 342.2 fois. Cela signifie que Durant chaque cycle complet de présence magnétique de l'énergie de la masse de l'électron, l'énergie de chaque photon-porteur des quarks cyclera 607.5508878 fois.

Examinons maintenant la **Figure 3**, qui illustre un segment arbitraire correspondant à 6 des 18779.23781 cycles de présence que l'énergie magnétique de l'électron complètera pendant une orbite, avec un segment isolé plus avant, représentant une occurrence de la présence magnétique de l'électron:

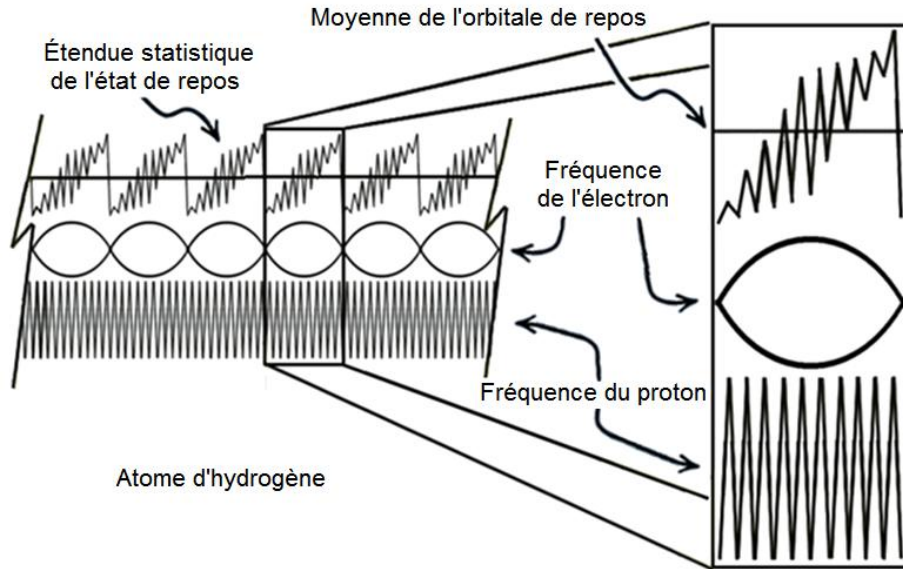


Fig.3: Représentation des fréquences conflictuelles des champs magnétiques de l'atome d'hydrogène.

κ. Répulsion magnétique due aux différences de fréquence

La séquence du haut de la **Figure 3** représente les déplacements axiaux de l'électron autour de sa distance moyenne du noyau, correspondant à l'étendue statistique corrigée et limitée de la Mécanique Quantique pour l'orbitale de moindre action de l'atome d'hydrogène, pour représenter correctement la réalité physique (voir **Figure 4**). La séquence centrale représente la variation d'intensité de la "présence magnétique" de l'énergie de la masse au repos de l'électron durant chacun de ses cycles. La séquence du bas représente les 607.5508878 variations d'intensité de la présence magnétique de l'énergie des photons-porteurs des quarks du noyau, qui se produisent durant chaque cycle de présence magnétique de l'électron. De toute évidence, les intensités (et le nombre de cycles par seconde pour le proton) ne sont pas représentés à l'échelle, puisque l'énergie du photon-porteur de chaque quark correspond à environ 600 fois celle de l'électron, et que deux des photons-porteurs dans le proton sont toujours en alignement de spin parallèle par structure par rapport au troisième.

Souvenons-nous que dans le modèle des 3-espaces, la présence de l'énergie des particules électromagnétiques élémentaires dans l'espace magnétostatique varie pendant chaque cycle de zéro jusqu'à un maximum (une période pendant laquelle elle est répulsive) pour ensuite diminuer à zéro (période pendant laquelle elle est attractive). Question simplicité, nous allons ignorer ici la dérive magnétique de l'énergie non-libérable des photons-porteurs des quarks inhérente au fait qu'ils sont présumés se déplacer sur des orbites fermées (voir Section T plus bas pour la dérive magnétique des composants du proton et l'article [14]) pour la dérive magnétique associée à l'électron).

En examinant le segment isolé de la Figure 3, on peut facilement visualiser qu'au début de la phase d'expansion de la présence magnétique de l'énergie oscillante de l'électron, qui possède une très faible inertie par rapport au noyau, l'électron sera repoussé selon la loi de l'inverse du cube de l'interaction magnétique jusqu'à une certaine distance dû à l'intensité de la présence magnétique du noyau en augmentation vers son maximum, durant la première partie du premier des 607 cycles de ce dernier, qui se manifeste en opposition (c'est-à-dire en alignement de spins parallèle) à la présence magnétique de l'énergie de l'électron, qui est aussi dans sa phase d'augmentation, mais à un rythme beaucoup plus lent.

Il est facile aussi de comprendre que lorsque la présence magnétique du premier cycle de l'énergie du noyau commence à diminuer vers zéro après avoir atteint son maximum, soit en alignement de spins antiparallèle par rapport à la présence magnétique toujours en croissance de l'électron, qu'il y aura maintenant attraction magnétique entre l'électron et le noyau pendant toute la durée de la présence magnétique en diminution du noyau en fonction de la loi de l'inverse du cube, qui s'ajoute alors à l'attraction électrostatique.

C'est ici que l'énigme va se résoudre, car, étant donné que la force magnétique obéit à la même loi d'interaction inverse du cube fonction de la distance en attraction et en répulsion, et que l'électron se trouve maintenant plus loin du proton qu'au début de la phase précédente d'accroissement de la présence magnétique du proton, cette force agira alors sur l'électron plus faiblement en fonction de cette relation inverse du cube au moment précis où l'alignement relatif des spins s'inverse pour devenir antiparallèle, passant donc de répulsive à attractive, que lorsque l'électron se trouvait au début de la phase répulsive, lorsqu'il se trouvait plus proche du noyau.

Il y aura par conséquent une "**impossibilité physique**" pour que l'électron soit ramené complètement à la distance à laquelle il se trouvait au début de la phase précédente d'augmentation de la présence magnétique de l'énergie du noyau, car la durée de la phase attractive de chaque cycle est par structure la même que celle de la phase répulsive!

La même situation se reproduira pour chacun des 606 cycles suivants de présence magnétique de l'énergie des photons-porteurs du noyau. Le résultat ne peut être qu'un mouvement progressif d'éloignement de l'électron par rapport au noyau, constitué de très précis mouvements de va-et-vient axiaux jusqu'à ce que l'intensité de la présence magnétique de l'énergie de l'électron devienne trop faible et se réduise momentanément à zéro, moment pendant lequel toute interaction magnétique ayant disparue, l'électron retombera en chute libre vers le proton, obéissant maintenant à la seule force toujours en action, soit la force électrostatique fonction de la loi de l'inverse du carré active en permanence, jusqu'à ce que l'intensité de la présence magnétique de l'énergie de l'électron devienne de nouveau suffisante au début de la phase suivante d'augmentation de son cycle magnétique, pour que leur interaction magnétique répulsive prédomine de nouveau lorsque l'électron se retrouve proche du proton que la distance de l'orbitale moyenne de moindre action.

L. Limitation de l'étendue statistique de la fonction d'onde

Ce processus de variation cyclique de la distance d'équilibre électromagnétique entre le noyau et l'électron ne peut que forcer l'électron à bouger axialement de manière à progressivement occuper toutes les positions possible de la distribution statistique couverte par la fonction d'onde de la Mécanique Quantique, mais avec la restriction que l'amplitude quantique de l'intégrale de chemin doit être obligatoirement limitée au seul ensemble de positions permises par l'inertie de l'électron pendant qu'il est soumis à ces accélérations et décélérations axiales constantes, tout en étant maintenu de manière stable à la distance moyenne du noyau correspondant à l'état de résonance de l'orbitale de moindre action de l'atome d'hydrogène par l'effet d'opposition de l'attraction électrostatique permanente et de l'interaction magnétique "répulsive de manière prédominante" qui vient d'être analysée.

Considérant un électron localisé en permanence, un tel mouvement axial zigzagant de la trajectoire semble être la seul mouvement mécanique possible en relation avec l'état de repos de l'atome d'hydrogène et autres atomes légers ionisés au point de ne conserver qu'un seul électron accompagnateur. Ce mouvement est apparemment rendu plus erratique encore dans cet état lié par l'action permanente du mouvement de Zitterbewegung décrit à la référence ([6], Sous-sections 10.8.11 et 10.8.12), due à l'interaction entre le champ magnétique de l'électron et celui de son photon-porteur.

Bref, l'étendue probabiliste des positions possibles de l'électron en mouvement dans l'orbitale de moindre action d'un atome d'hydrogène isolé est traditionnellement représentée par la forme suivante de l'équation d'onde:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx dy dz = 1$$

qui est une forme représentant une étendue probabiliste atteignant théoriquement l'infini. Mais pour rendre véritablement compte des limites imposées par l'inertie de l'électron pendant les accélérations et décélérations auxquelles il est soumis, cette équation devrait adopter la forme suivant pour refléter la réalité de plus près:

$$\int_{-d}^{+d} |\psi|^2 dx dy dz = 1$$

où "d" représente la plus grande distance par rapport à la distance moyenne d'équilibre que ce facteur limitatif impose à l'électron localisé en mouvement; "-d" se réfère au rayon "r" et "+d" se réfère au rayon "R".

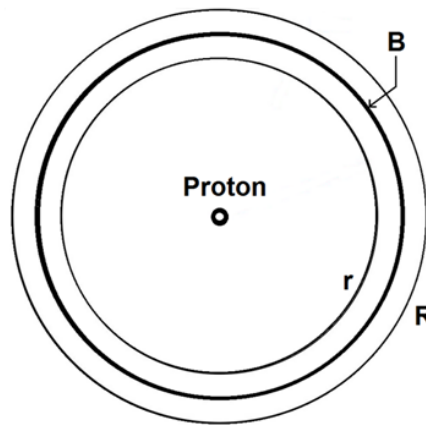


Fig.4: Étendue statistique maximale des positions possibles de l'électron sur l'orbitale de moindre action d'un atome d'hydrogène isolé.

À la limite, lorsqu'aucune force extérieure n'est appliquée, cette étendue statistique devrait tendre à être limitée à une bande axiale bidimensionnelle encerclant le noyau, avec l'ensemble des positions les plus probables concentrées radialement autour du rayon moyen de l'orbitale, qui correspond au rayon de Bohr.

La structure orbitale en anneau prédite par cette analyse (**Figure 4**) se reconnaît facilement sur des projections enregistrées pendant une expérience effectuée par Stodolna et al. en 2013, qui montre des anneaux clairement séparés correspondant à l'orbitale de moindre action de l'électron et aux orbitales métastables plus éloignées sur lesquelles l'électron a présumément sauté de manière répétitive pendant cette expérience avec un atome d'hydrogène isolé. Cet article, intitulé "*Hydrogen Atoms under Magnification: Direct Observation of the Nodal Structure of Stark States*" est noté en tant que référence [17].

Bien sûr, dû aux interactions avec la matière environnante, cette anneau est susceptible de s'étendre à la limite jusqu'à un volume 3D circonscrit par les surfaces de deux sphères concentriques dont les rayons intérieur et extérieur seraient respectivement r et R. Ce serait donc dans ce volume exclusivement que la condition de normalisation s'appliquerait, toute autre localisation dans l'espace devenant physiquement impossible jusqu'à ce que plus d'énergie soit procuré à l'électron.

M. Fin du règne du Principe d'incertitude de Heisenberg?

Il doit être noté ici que les projections enregistrées pendant les expériences de Aneta Stodolna et al. [17] impliquent des dizaines de milliers d'orbites de l'électron autour du noyau immobilisé, et qu'il est alors logique que ces projections s'enregistrent sous une forme donnant l'impression (de notre perspective macroscopique) d'un "nuage probabiliste" à l'intérieur des limites r et R de la **Figure 4**.

Mais malgré cette apparente complexité du mouvement localisé, il ne semble pas irréaliste de penser qu'un développement mathématique approprié fondé sur la mécanique de ce modèle permette un jour de calculer avec grande précision toute localisation future physiquement possible de l'électron dans la distribution statistique de la Mécanique Quantique à partir d'un point de l'orbitale arbitrairement choisi comme point de départ, à l'intérieur d'un volume déterminé en considérant la vitesse asymptotique de la lumière comme limite absolue de vitesse pour l'électron localisé en relation avec son inertie, mettant ainsi fin au règne incondtionnel du Principe d'incertitude de Heisenberg.

XI. L'ÉQUILIBRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE GÉNÉRAL ÉLECTRONS-NOYAUX

Les questions qui se posent maintenant sont : Comment les diverses sphères magnétiques en oscillation dans un atome d'hydrogène stable interagissent-elles, alors que chacune d'elles inverse son spin à une fréquence qui lui est propre? et: Comment la somme de ces interactions peut-elle expliquer tous les états stables et métastables de l'atome en impliquant l'équilibre attraction électrostatique versus la prédominance répulsive de l'interaction magnétique lorsque les électrons s'approchent du noyau plus proche que leur orbitale de moindre action tel qu'en rend compte l'analyse qui vient d'être faite?

Beaucoup plus de recherche, d'expérimentation et de calculs seront requis pour complètement clarifier la question. Mais nous pouvons définitivement mettre en perspective la liste complète des éléments qui doivent être pris en compte.

Le premier de ces éléments, considérant l'atome d'hydrogène, est que le ratio de la distance entre l'orbite moyenne de moindre action de l'électron et le proton versus le diamètre du proton est de dix mille à un. Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur, si le proton était agrandi pour atteindre le volume du Soleil, toutes les dimensions de l'atome d'hydrogène étant agrandies en relation, alors l'électron serait en orbite 30 fois plus loin que l'orbite de la Terre, soit aussi loin que Neptune! Vue de Neptune, le Soleil apparaîtrait quasi-punctuel sans diamètre apparent, devenu seulement l'étoile la plus brillante de l'univers. À toutes fins pratiques, un tel atome serait aussi grand que le Système solaire entier!

L'interaction magnétique entre l'électron et le proton obéit donc par structure à la loi des champs éloignés dû à l'angle de parallaxe très faible que présente le diamètre du proton tel que considéré de l'orbitale de moindre action, ce qui signifie que leur relation magnétique obéira à la relation des champ ponctuels éloignés (équation (1)) que nous avons établi précédemment:

$$F = \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^4}$$

Nous avons aussi clairement déterminé que la résultante de l'interaction magnétique entre l'électron et les divers composants constituant le proton ne peut être que répulsive de manière prépondérante à divers degrés, peu importe l'orientation relative de leurs spins, et que si cette interaction magnétique répulsive doit contrebalancer très exactement la force d'attraction électrostatique, elle sera exactement égale et opposée à la force attractive calculée avec l'équation de Coulomb pour l'orbite de Bohr. Nous pouvons donc poser que

l'équation (1) et l'équation de Coulomb à l'orbite de Bohr donnent la même grandeur de force à cette distance du noyau:

$$F = \frac{3\mu_0\mu^2}{4\pi d^4} = k \frac{e^2}{r_0^2} = 8.238721759 E - 8 N \quad (4)$$

Puisqu'il est bien connu par vérification expérimentale que le moment magnétique de l'électron sur l'orbite de moindre action et celui du noyau de l'atome d'hydrogène ne sont pas égaux, le terme μ^2 de l'équation (4) doit donc être remplacé par une représentation qui reflète cette différence. L'équation (4) devient donc:

$$F = \frac{3\mu_0(\mu_1\mu_2)}{4\pi d^4} = 8.238721759 E - 8 N \quad (5)$$

Et si nous isolons ce produit, connaissant les valeurs de tous les autres termes de l'équation, puisque $d = r_0$ par définition dans l'équation (4), nous pouvons obtenir une valeur numérique pour ce produit:

$$\mu_1\mu_2 = \frac{F4\pi d^4}{3\mu_0} = 2.153491216 E - 48 J^2/T^2 \quad (6)$$

Ce qui reste à faire maintenant est de clarifier à partir de la théorie les valeurs respectives de μ_1 et μ_2 pour qu'elles correspondent aux valeurs obtenues expérimentalement.

N. Le moment magnétique composite de l'électron (μ_1)

Dans un article précédent [14], il fut clarifié comment la valeur mesurée expérimentalement du moment magnétique de l'électron (μ_e) peut être calculé à partir de la théorie.

En bref, sa valeur théorique classique est calculée à partir de l'équation du moment gyromagnétique mentionnée à la Section V:

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_0} = 9.27400899 E - 24 J/T \quad (7)$$

La référence [14] clarifie aussi pourquoi cette valeur, connue sous le nom de "magnéton de Bohr", ne peut s'appliquer qu'à un électron se déplaçant en ligne droite avec la même énergie que possède un électron sur l'orbitale de moindre action d'un atome d'hydrogène.

Des mesures expérimentales ont montré de manière concluante que la valeur réelle du moment magnétique de l'électron sur l'orbitale de moindre action de l'atome d'hydrogène est plus élevé que le magnéton de Bohr. Cette valeur mesurée a été établie à $9.28476362E-24 J/T$ avec une marge relative d'incertitude évaluée à $\pm 4.0E-10$.

La raison de cette différence, non expliquée par les théories classiques courante devient à la lumière du fait mis en évidence à la référence [14] que dans la géométrie des 3-espaces, l'électron sur l'orbitale de moindre action de l'atome d'hydrogène ne pourrait se mouvoir, s'il peut le faire, que sur une orbite fermée autour du noyau, une orbite qui peut être réduite à une ellipse et ultimement à un cercle pour les besoins du calcul, un mouvement orbital fermé qui ne peut être maintenu que si le champ magnétique de son photon-porteur le permet en devenant plus intense que pour un mouvement en ligne droite avec la même énergie, par un facteur qui peut être établi théoriquement à 1.00161386535 [14].

La référence [14] permet de clairement identifier le phénomène de **dérive magnétique** comme cause naturelle de cette différence, un phénomène qui doit être associé à tout mouvement de translation circulaire fermé, et qui est très bien compris dans le milieu des accélérateurs à haute énergie. La **dérive magnétique** est une augmentation de densité du champ magnétique du photon-porteur d'une particule associée à une diminution correspondante de la densité du champ électrique associé, proportionnelle au rayon de giration de l'orbite fermée impliquée.

La manière dont cette valeur mesurée est réconciliée avec le magnéton théorique de Bohr consiste à multiplier cette dernière valeur par un facteur ad hoc nommé le facteur g de l'électron, dont la définition dépasse le cadre de cet exposé, mais dont la valeur, théoriquement ajusté à 2 pour d'autres besoins, est précisé plus avant pour forcer l'obtention du moment magnétique mesuré expérimentalement à la valeur de $g/2 = 1.001159653$ pour correspondre exactement au ratio de la valeur mesurée par rapport au magnéton de Bohr. Donc:

$$\mu_e = \frac{g}{2} \frac{eh}{4\pi m_o} = 9.28476362 \text{ E} - 24 \text{ J/T} \quad (8)$$

Mais même si nous pouvons vérifier que le moment magnétique mesuré de l'énergie porteuse de l'électron (μ_e) est suffisant pour rendre compte du mouvement de translation circulaire de l'électron au rayon de giration de l'orbite de moindre action, il faut en plus tenir compte du champ magnétique intrinsèque de la masse au repos de l'électron lui-même pour rendre compte pleinement de l'intensité de la répulsion entre l'électron en orbite et le noyau central, d'autant plus que l'énergie captive de la masse au repos de l'électron est beaucoup plus grande que l'énergie porteuse adiabatique induite à l'orbite de Bohr, cette dernière correspondant très exactement au soi-disant moment magnétique de l'électron (μ_e).

Mais avant de pouvoir calculer le champ magnétique de la masse de l'électron au repos, qui correspond à l'autre composante du moment magnétique composite de l'électron en mouvement à l'orbite de Bohr μ_1 , nous devons en premier lieu établir la valeur du moment magnétique du proton, qui sera égal par définition à μ_2 dans l'équation (4), puisqu'à la distance relative entre l'électron et le noyau dans la perspective des champs éloignés déjà mentionnée, le noyau de l'atome d'hydrogène peut, et même doit être traité comme s'il était ponctuel.

o. Le moment magnétique du noyau de l'atome d'hydrogène (μ_2)

Historiquement, la valeur du moment magnétique de proton de l'atome d'hydrogène est estimée théoriquement d'une manière semblable à celle utilisée pour calculer le magnéton de Bohr (équation (7)), en remplaçant la masse de l'électron par celle du proton. Donc:

$$\mu_N = \frac{eh}{4\pi m_p} = 5.05078317 \text{ E} - 27 \text{ J/T} \quad (9)$$

Cette valeur est nommée le *moment magnétique nucléaire* (μ_N). Mais, tout comme le moment magnétique mesuré de l'électron, celui mesuré pour le proton s'avère plus élevé que cette valeur calculée, et considérablement cette fois-ci, par un facteur ad hoc nommé *le facteur g du proton*, qui a pour valeur 2.792775597.

Les premières mesures du moment magnétique du proton furent effectuées par Estermann, Frish et Stern en 1932. Une expérience de confirmation, impliquant aussi Estermann et Stern, fut effectuée en 1937 et dont l'article est mis en référence [1] pour les lecteurs intéressés à explorer plus avant cette expérience.

Donc, nous obtenons traditionnellement la valeur mesurée réelle du moment magnétique du proton (μ_p) en multipliant le *moment magnétique nucléaire* (μ_N) par ce facteur g ad hoc du proton, et puisque μ_2 est égal par définition à μ_p dans l'équation (4), nous pouvons poser:

$$\mu_2 = \mu_p = \mu_N \times 2.792775597 = 1.410606633E-26 \text{ J/T} \quad (10)$$

qui est la valeur réelle du moment magnétique du noyau de l'atome d'hydrogène. Ce moment magnétique du proton cependant ne peut être que la résultante des interactions magnétiques combinées entre les 2 quarks up, du quark down, et de leur trois photons-porteurs qui ensemble constituent la structure collisionable du proton. Nous discuterons de cet ensemble plus loin.

P. Le moment magnétique de la masse au repos de l'électron en orbite (μ_e)

Reformulons maintenant l'équation (6) pour rendre compte du fait que μ_1 est une valeur composite constituée du soi-disant moment magnétique de l'électron (μ_e), que nous savons maintenant être le moment magnétique de l'énergie porteuse de l'électron, plus le moment magnétique réel de la masse au repos de l'électron que nous symboliserons maintenant par (μ_E):

$$(\mu_e + \mu_E)\mu_2 = \frac{F4\pi d^4}{3\mu_0} = 2.153491216E-48 \text{ J}^2/\text{T}^2 \quad (11)$$

En isolant μ_E , nous obtenons **la valeur réelle du moment magnétique** de la masse au repos de l'électron, puisque les deux autres moments magnétiques impliqués sont **les valeurs mesurées réelles** des deux seuls autres composants impliqués, soit celui de l'énergie porteuse de l'électron à l'orbite de Bohr, et celui du proton central servant de noyau à l'atome d'hydrogène:

$$\mu_E = \frac{F4\pi d^4}{3\mu_0\mu_2} - \mu_e = 1.526829964E-16 \text{ J}^2/\text{T}^2 \quad (12)$$

Q. Le champ magnétique de l'électron en orbite (B_e)

Dans la référence [7], nous avons vu que le champ magnétique d'une particule élémentaire peut être calculé en divisant la moitié de l'énergie constituant sa masse au repos par son moment magnétique, donc:

$$B_e = \frac{E}{2\mu_E} = \frac{8.18710414E-14}{2 \times 1.526829964E-16} = 268.1079208 \text{ T} \quad (13)$$

ce qui permet de maintenant calculer la densité d'énergie correspondante:

$$U_B = \frac{B_e^2}{2\mu_0} = \frac{(268.1079208)^2}{2\mu_0} = 2.860088223 \text{ E10 J/m}^3 \quad (14)$$

Puisque cette densité est une mesure d'énergie par rapport au volume correspondant, nous pouvons donc maintenant déterminer le volume réel à l'intérieur duquel l'énergie magnétique de la masse au repos de l'électron oscillera à la fréquence de cette énergie:

$$V = \frac{E}{U_B} = \frac{8.18710414E-14}{2.86008823E10} = 2.862535517E-24 \text{ m}^3 \quad (15)$$

Puisque ce volume est sphérique par structure, calculons le rayon de ce volume:

$$r = \sqrt[3]{\frac{3V}{4\pi}} = 8.808205226E - 9 \text{ m} \quad (16)$$

ce qui supporte clairement l'idée que le champ magnétique de la masse au repos de l'électron en orbite de moindre action interagit avec celui du noyau de l'atome d'hydrogène, qui est situé à une distance légèrement plus courte, soit la distance moyenne de 5.291772083E-11 m (le rayon de Bohr).

Autre d'intérêt majeur, le rayon maximum du champ magnétique de la masse au repos de l'électron que nous venons tout juste de calculer (équation (16)) s'avère être presque égal à l'amplitude de l'énergie porteuse de 4.359743805E-18 Joules de l'électron qui est induite à l'orbite de Bohr:

$$A = \frac{hc}{2\pi E_B} = 7.251632784E - 9 \text{ m} \quad (17)$$

Ceci complète le survol des facteurs requis pour éventuellement complètement décrire mathématiquement l'état de répulsion magnétique entre le noyau et l'électron de l'atome d'hydrogène, qui contrebalance très exactement leur attraction électrostatique à une distance moyenne correspondant très exactement au rayon moyen de l'orbite de moindre action (rayon de Bohr).

XII. PROTON COMPOSITE MAGNETIC MOMENT

Tel que mentionné précédemment, le moment magnétique du proton tel que mesuré (équation (10)), soit:

$$\mu_p = 1.410606633E-26 \text{ J/T},$$

ne peut qu'être la résultante combinée des interactions entre les deux quarks up, l'unique quark down et les 3 photons-porteurs qui constituent la structure collisionnable du proton.

Nous venons de voir comment calculer correctement tous les aspects de la répulsion magnétique entre l'électron et le proton dans l'atome d'hydrogène, qui explique pourquoi il est impossible pour l'électron de s'écraser de lui-même sur le noyau en dépit de l'attraction électrostatique. Il reste maintenant à analyser l'équilibre électrique versus magnétique correspondant entre les composants interne du proton lui-même.

R. Densité d'énergie effective des composants du proton

Le problème à cet égard tient à la difficulté dans la détermination de la densité d'énergie spécifique qui doit être appliquée aux champs magnétiques de chacun de ces six composants. Tel que clarifié à la référence [7], il serait très facile de calculer les densités d'énergie limites absolues des diverses particules élémentaires constituant le proton. Ces densités absolues cependant seraient applicables seulement si l'énergie de chacune des particules était regroupée de manière statique dans la plus petite sphère possible, ce qui ne peut pas possiblement être le cas en réalité pour l'énergie en constant oscillation de chacune des particules.

Pour le champ magnétique de la masse au repos de l'électron par exemple, nous venons de voir (équation (13)) que le champ magnétique relatif de la masse au repos de l'électron à la distance moyenne entre le noyau et l'orbite de moindre action est 268.1079208

T, correspondant à une densité d'énergie (équation (14)) de $2.860088223E10 \text{ J/m}^3$, même si leurs limites absolue respectives seraient:

$$B = \frac{\pi\mu_0 ec}{\alpha^3 \lambda_C^2} = 8.289000221E13 \text{ T} \quad \text{et} \quad U = \frac{B^2}{2\mu_0} = 2.733785545E33 \text{ J/m}^3$$

Rappelons ici que ces limites absolues correspondent à la densité maximale d'une sphère théorique dans laquelle toute l'énergie de l'électron serait concentrée de manière isotopique et statique.

De toute évidence, l'énergie magnétique en oscillation de l'électron réel ne se répartie pas de cette manière dans l'espace, mais plutôt à l'intérieur d'une sphère à l'intérieur de laquelle la densité d'énergie serait maximale au centre de l'espace occupé par l'électron, et diminuera de densité relative en s'éloignant de ce centre, jusqu'à une distance radiale maximale qui reste à confirmer et qui correspondrait au rayon du volume réellement occupé par l'énergie oscillante de l'électron.

La densité obtenue avec l'équation (14) serait donc simplement la densité de l'énergie magnétique de l'électron au point d'équilibre entre le noyau et l'électron, point qui se situerait bien sûr entre l'orbitale de moindre action et le noyau.

s. Les moments magnétiques des composants du proton

Ce que nous pourrions faire comme première approximation des moments magnétiques des composants internes du proton serait de prendre comme référence la densité d'énergie moyenne qui peut être associée au moment magnétique mesuré du proton ($\mu_p = 1.410606633E-26 \text{ J/T}$). Pour ce faire, nous devons calculer l'énergie magnétique totale qui doit être associée à ce moment magnétique.

Puisque tous les composants du proton peuvent être considérés comme étant en mouvement de translation sur des orbites fermées, leurs moments magnétiques individuels seront par définition plus intenses que si les mêmes particules se déplaçaient en ligne droite, étant donné la dérive incontournable de l'énergie porteuse de ces particules vers l'espace magnétostatique en fonction de leurs rayons de giration respectifs, tel que clarifié à la référence [14].

Établissons premièrement un tableau (Tableau II) des énergies des particules collisionnables constituant le proton ainsi que de leurs photons-porteurs associés tel qu'analysé à la référence ([6], Chapitre 17).

Sachant que la fréquence $f = E/h$ et que la longueur d'onde $\lambda = c/f$, puisque l'amplitude $A = \lambda/2\pi$, nous pouvons donc écrire:

$$A = \frac{hc}{2\pi E}$$

Tableau II : Amplitudes absolues d'oscillation de l'énergie constituant les particules collisionables constituant la structure interne du proton.

Amplitudes absolues des particules constituant le proton			
Particule	Énergie (E)	Amplitude $\left(A = \frac{hc}{2\pi E} \right)$	Espace concerné
Quark up	1.842098431E-13 J	1.716263397E-13 m	Magnéto-statique
Quark down	7.368393804E-13 J	4.290658445E-14 m	
Photon-porteur de chaque quark	4.974082389E-11 J	6.35599868E-16 m	
Rayon du proton		1.252776701E-15 m	Normal
Diamètre de Rotation coplanaire		3.344237326E-13 m	Électro-statique

Éventuellement, les diverses amplitudes intégrées absolues des particules constituant le proton devraient permettre de calculer l'étendue physique des sphères d'énergie magnétique des composants du nucléon à l'intérieur de l'espace magnétostatique.

T. Calcul de la dérive magnétique des composants du proton

Il doit être tenu compte cependant du fait que l'étendue du volume d'espace occupé par chacune de ces sphères magnétiques est directement influencée par un **facteur de dérive magnétique**. Nous savons déjà par évidence expérimentale ([6], Chapitre 17) que ce facteur de dérive magnétique est de 4/3 pour le quark up et de 5/3 pour le quark down.

La dérive magnétique des 3 quarks à leur rayon de giration respectif implique que leurs champs magnétiques implique une quantité d'énergie correspondant à celle de particules de plus grande énergie que celle de ces quarks, mais qui se déplaceraient en ligne droite. Calculons donc en premier l'énergie totale augmentée que ces quarks auraient s'ils devenaient ces particules hypothétiques se déplaçant en ligne droite.

$$\text{Énergie augmentée (quark up)} = E_u \times \frac{4}{3} = 2.456131241 \text{ E} - 13 \text{ J} \quad (18)$$

$$\text{Énergie augmentée (quark down)} = E_d \times \frac{5}{3} = 1.228065634 \text{ E} - 12 \text{ J} \quad (19)$$

En ce qui concerne les trois photons porteurs se déplaçant en cercle dans l'espace normal, avec la méthode définie à la référence [14], il est relativement facile de calculer ce facteur de dérive en relation avec leur rayon de giration, ce dernier étant 1.252776701E-15 m, soit le rayon connu du proton dans l'espace normal.

Considérant que les 3 quarks forment une structure rigide en rotation autour de l'axe de l'espace normal a une vitesse déterminée par l'énergie de 3 photons-porteurs, nous pouvons additionner ensemble l'énergie des 3 quarks notés au Tableau II, et traiter ces trois quantités comme une s'il s'agissait d'une seule particule qui serait accélérée par l'énergie des 3 photons:

$$E = 2E_u + E_d = 1.105259067E-12 \text{ J} \quad (20)$$

De même, nous pouvons additionner l'énergie des 3 photons-porteurs (voir Tableau II) et la traiter comme s'il s'agissait d'une seule quantité:

$$K = 3E_{c-p} = 1.492224717 \text{ E-10 J} \quad (21)$$

À l'aide de l'équation (12) de la référence [14], calculons maintenant le facteur de dérive magnétique de l'énergie des 3 photons-porteurs avec les valeurs obtenues des équations (20) et (21) pour E et K:

$$\text{dérive_magnétique} = \frac{\delta\mu}{\mu_B} = \frac{\sqrt{4EK + K^2}}{2\pi(2E + K)} = 0.159137985 \quad (22)$$

ce qui signifie que l'énergie totale de 3 photons ayant le même champ magnétique que ces photons-porteurs (se déplaçant en cercle) mais qui se déplaceraient en ligne droite correspondrait à l'énergie totale des 3 photons-porteurs multipliée par 1.159137985, donc:

$$\left(\begin{array}{l} \text{Énergie augmentée} \\ \text{Photon - porteur} \end{array} \right) = K \times 1.159137985 = 1.729694352 \text{ E} - 10 \text{ J} \quad (23)$$

ce qui rend l'énergie augmentée totale correspondant aux champs magnétiques augmentés par dérive magnétique des 6 composant du proton égale à la somme des quantités obtenus aux équations (18), (19) et (23), donc:

$$E = 1.74443114E-10 \text{ J} \quad (24)$$

qui est un nombre 16% plus élevé que l'énergie réelle contenue dans la masse au repos du proton. Mais souvenons-nous que cette apparente augmentation est hypothétique et qu'elle correspond seulement l'énergie totale d'une particule hypothétique se déplaçant en ligne droite, mais ayant le même moment magnétique que les moments magnétiques augmentés des 6 particules du proton se déplaçant sur orbites fermées.

En réalité, cela signifie seulement que pendant que l'énergie associée aux moments magnétiques des composants du proton est augmentée de 16% dû à la dérive magnétique forcée par leur mouvement orbital circulaire, leur énergie associée à leur champ électrique est diminuée de 16%, ce qui fait que l'énergie totale du proton demeure bien sûr à la valeur bien connue associée à la masse au repos du proton. Mais pour les besoins du calcul, il est simplement plus commode de travailler avec l'énergie totale augmentée puisque la moitié de cette énergie augmentée correspond exactement à l'énergie réelle constituant le moment magnétique réel du proton.

Maintenant, à partir de ce nombre obtenu de l'équation (23) et du moment magnétique mesuré du proton ($\mu_p = 1.410606633E-26 \text{ J/T}$) nous pouvons calculer le champ magnétique réel du proton:

$$B_p = \frac{E}{2\mu_p} = \frac{1.74443114E-10}{2 \times 1.410606633E-26} = 6.183265764E15 \text{ T} \quad (25)$$

qui à son tour permet de calculer la densité magnétique moyenne du proton:

$$U_p = \frac{B_p^2}{2\mu_0} = \frac{(6.183265764E15)^2}{2\mu_0} = 1.521233803E37 \text{ J/m}^3 \quad (26)$$

Bien sur, cette valeur est une approximation de premier niveau de la densité d'énergie du proton, qui par définition, ne peut être qu'une moyenne des densités individuelles des 6 composants du proton (3 quarks plus 3 photons-porteurs).

XIII. CONCLUSIONS

1) L'expérience facile à reproduire décrite à la Section 9.9 fondée sur les considérations exposées précédemment prouve hors de tout doute la relation inverse du cube de la distance entre les champs magnétiques d'aimants dont les pôles nord et sud coïncident physiquement, prouvant par le fait même que la même loi d'interaction inverse du cube s'applique aussi par similarité aux particules électromagnétiques élémentaires collisionnables au comportement quasi-ponctuel, tels l'électron, le positon, le quark up et le quark down.

2) Ces expériences prouvent aussi, en comparant l'équation (1) construite à partir des données recueillies pendant l'expérience, et l'équation standard (1a) utilisée pour calculer l'interaction entre des barres aimantées, que les aimants utilisés pour l'expérience se comportent comme des monopôles magnétiques, puisque la comparaison révèle que la force de leur interaction équivaut à seulement la moitié de celle des barres aimantées; révélant ainsi qu'avec ces aimants circulaires seulement 2 pôles sont simultanément présent lorsque $\mathbf{l}=0$, contrairement à la présence simultanée confirmée de 4 pôles lorsque $\mathbf{l} > 0$ à l'intérieur des barres magnétiques.

Le fait que seulement deux pôles sont en interaction simultanée pendant cette expérience, couplé avec le fait que ces aimants peuvent aussi être placés en orientation parallèle (répulsion) et antiparallèle (attraction) prouve aussi que les 4 pôles existent dans ces aimants, ce que ne peut être expliqué que par le fait qu'ils peuvent être présents seulement en alternance dans chaque aimant (un pôle à la fois de manière cyclique), ce qui est cohérent avec le modèle de structure dynamique électromagnétique interne des particules selon le modèle de de Broglie décrit aux références [2] et [16].

3) Finalement, la raison pour laquelle les électrons ne s'écrasent pas sur les noyaux dans les atomes en dépit de leur attraction électrique permanente est expliquée par la prédominance permanente et inévitable d'une répulsion magnétique entre les aspects magnétiques des nucléons et ceux de l'escorte tel que décrit, révélant l'existence de distances d'équilibre électromagnétique de moindre action stables déterminées par l'interaction entre l'attraction électrique et la répulsion magnétique correspondant aux diverses orbitales électroniques dans les atomes.

XIV. BIBLIOGRAPHIE

- [1]. I.Estermann, O.C. Simpson and O. Stern. **The Magnetic Moment of the Proton**. Phys. Rev. 52, 535-545 (1937).
- [2]. [André Michaud. The Expanded Maxwellian Space Geometry and the Photon Fundamental LC Equation](#). International Journal of Engineering Research and Development e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 8 (April 2013), PP. 31-45.
- [3]. Peter W. Atkins & R.S. Friedman. **Molecular Quantum Mechanics**, Third Edition, Oxford University Press, 1997.
- [4]. David R. Lide, Editor-in-chief. **CRC Handbook of Chemistry and Physics**. 84th Edition 2003-2004, CRC Press, New York. 2003.
- [5]. Louis de Broglie. **La physique nouvelle et les quanta**, Flammarion, France 1937, Second Edition 1993, with new 1973 preface by L. de Broglie.
- [6]. [André Michaud. Expanded Maxwellian Geometry of Space](#). 4th Edition, 2004, SRP Books, (Available in eBook formats).

- [7]. André Michaud. **Field Equations for Localized Individual Photons and Relativistic Field Equations for Localized Moving Massive Particles**, International IFNA-ANS Journal, No. 2 (28), Vol. 13, 2007, p. 123-140, Kazan State University, Kazan, Russia.
- [8]. Paul Marmet. **Fundamental Nature of Relativistic Mass and Magnetic Fields**, International IFNA-ANS Journal, No. 3 (19), Vol. 9, 2003, Kazan University, Kazan, Russia.
- [9]. Stanley Humphries, Jr.. **Principles of Charged Particle Acceleration**, John Wiley & Sons, 1986.
- [10]. André Michaud. **Unifying All Classical Force Equations**. International Journal of Engineering Research and Development, e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 6 (March 2013), PP. 27-34.
- [11]. Robert Resnick & David Halliday. **Physics**. John Wiley & Sons, New York, 1967.
- [12]. L.D. Landau, E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii. **Electrodynamics of Continuous Media**, 2nd Edition, Buterworth-Heinemann.
- [13]. André Michaud. **On the Einstein-de Haas and Barnett Effects**, International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 12 (May 2013), PP. 07-11.
- [14]. André Michaud. **On the Electron Magnetic Moment anomaly**, International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 7, Issue 3 (May 2013), PP. 21-25.
- [15]. André Michaud. **Theory of Discrete Attractors**, Canada, SRP Books, 1999. (Available in eBook formats).
- [16]. André Michaud. **The Mechanics of Electron-Positron Pair Creation in the 3-Spaces Model**. International Journal of Engineering Research and Development, e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 10 (April 2013), PP. 36-49.
- [17]. A. S. Stodolna, A. Rouzée et al. **Hydrogen Atoms under Magnification: Direct Observation of the Nodal Structure of Stark States**. Physical Review Letters. Volume 110, Issue 21, e213001, (2013).

Autres articles du même auteur

<http://www.gsjournal.net/Science-Journals/Essays/View/2268>