reflets de la PHYSIQUE

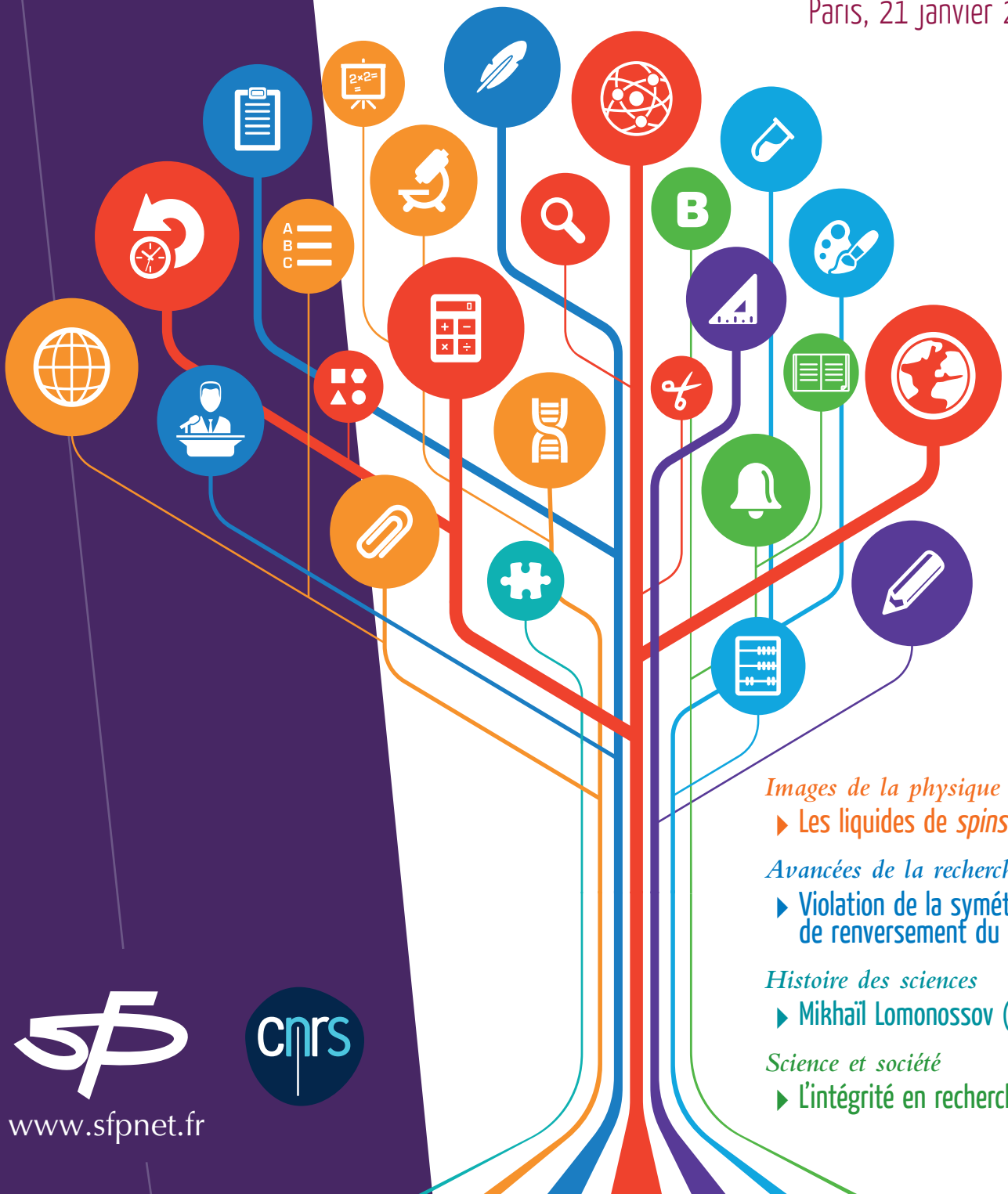
n° 37
décembre 2013-janvier 2014

www.refletsdelaphysique.fr

Revue de la Société Française de Physique

Journée Sciences et Médias, l'enjeu du numérique

Paris, 21 janvier 2014



Images de la physique

Les liquides de *spins* quantiques

Avancées de la recherche

Violation de la symétrie de renversement du temps

Histoire des sciences

Mikhaïl Lomonossov (1711-1765)

Science et société

L'intégrité en recherche

n° 37 - décembre 2013-janvier 2014 - 10 € - 5 numéros par an

www.sfpnet.fr

Évaluation de la Recherche : position de la Société Française de Physique

Cet éditorial revêt une forme assez particulière. En effet, un des rôles de la Société Française de Physique (SFP) est de prendre position vis-à-vis des autorités sur les grands problèmes concernant la gestion de la science. C'est le cas, en particulier, du mode d'évaluation de nos laboratoires qui est périodiquement remis en cause. Nous publions donc ici un texte élaboré par notre vice-président Alain Fontaine, en écho à la lettre de mission HCERES. Ce texte, soumis au Bureau, a été voté à l'unanimité le 20 septembre 2013 par le Conseil d'administration.

Michel Lannoo
Président de la Société Française de Physique (SFP)

Le Conseil d'administration de la Société Française de Physique (SFP), réuni en session ordinaire le 20 septembre 2013, souhaite s'exprimer sur les conditions d'évaluation des établissements, organismes et laboratoires, et contribuer à la démarche initiée par la ministre Geneviève Fioraso, le 26 août 2013 :

« qui a confié, une "mission de réflexion et de proposition" sur l'évaluation scientifique et l'organisation du futur HCERES (Haut conseil de l'évaluation de la recherche et de l'enseignement) à Frédéric Dardel, président de l'université Paris-Descartes, et Denise Pumain, géographe, professeure à l'université Panthéon-Sorbonne (Paris-I) ».

La SFP rappelle, en premier lieu, l'attachement de la communauté scientifique à une évaluation régulière des laboratoires, qui les situe par rapport à la concurrence internationale. L'évaluation des activités scientifiques développées aux frontières des connaissances au niveau mondial, ne peut être pertinente que si elle résulte d'expertises pratiquées par des scientifiques de valeur reconnue, réunis dans un comité international qui permette le croisement et la confrontation de leurs avis.

La SFP est convaincue que :

1- Les ressources essentielles des laboratoires et des établissements d'enseignement sont les ressources humaines. Prendre le rapport de la Cour des comptes comme modèle de rapport d'évaluation s'oppose à cette évidence.

2- Le bilan de l'activité d'un laboratoire et sa prospective ne s'apprécient pas seulement avec des données chiffrées brutes. La synergie, la réactivité, l'implantation internationale ne peuvent s'appréhender au travers des seuls documents écrits. La visite sur le site du collège d'experts s'entretenant avec les acteurs, est indispensable. Elle permet un réel décryptage des documents fournis et, au-delà, d'aborder les aspects qui en seraient absents.

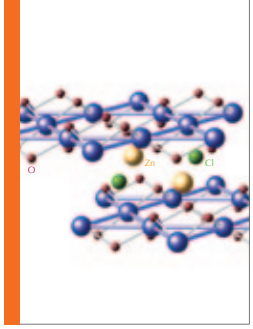
3- La collégialité de l'évaluation est une garantie de la qualité du travail, grâce à un échange dense et sincère entre « experts » qui ne prétendent pas au savoir absolu, même dans les domaines qui leur sont proches. La qualité des résultats de la recherche, par nature évolutifs, est difficile à cerner et ne peut être validée que par un collège, avec une pratique critique partagée.

4- L'activité de recherche, de façon inhérente à sa nature, se réalise avec un grand nombre d'interconnexions. L'évaluation d'un laboratoire doit nécessairement être multiéchelle (laboratoire, départements, équipes de recherche, équipes technologiques, insertion dans des réseaux nationaux et internationaux) et prendre en compte la dynamique de l'ensemble.

La SFP est légitime en affirmant à l'intention de la *« mission de réflexion et de proposition » sur l'évaluation scientifique et l'organisation du futur HCERES (Haut conseil de l'évaluation de la recherche et de l'enseignement) :*

- que l'activité scientifique n'est pas assimilable à une activité comptable ;
- que l'évaluation d'activités développées aux frontières de la connaissance dans un contexte international, ne peut se faire que de façon collégiale et non par un « expert » isolé, à l'abri d'avis contradictoires ;
- que l'évaluation sur le site de la dynamique multiéchelle est essentielle.

Ce texte a été envoyé à la Mission HCERES, à l'AERES, aux sociétés savantes, à l'Académie des sciences et aux grandes institutions de recherche.

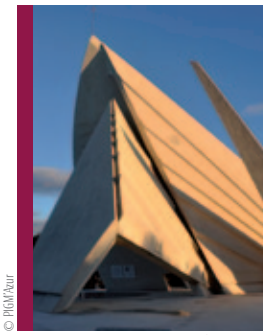


p. 8

p. 19

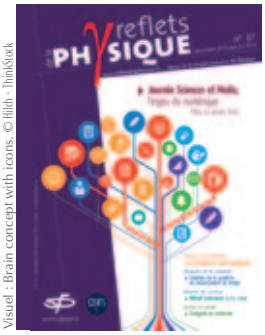
© SLAC National Accelerator Laboratory.

p. 27



© PIGM'Aur

p. 41



Visuel : Brain concept with icons. © lilith - ThinkStock

Voir article, p. 39.

Sommaire

Éditorial

2 Évaluation de la Recherche : position de la Société Française de Physique
Michel Lannoo

Images de la physique

4 Quand la frustration rend plus dynamique : les liquides de *spins* quantiques
Fabrice Bert, Philippe Mendels, Olivier Cépas et Claire Lhuillier

12 La caléfaction
Baptiste Darbois-Texier, Guillaume Dupeux, Guillaume Lagubeau, Marie Le Merrer, Keyvan Piroird, Dan Soto, Christophe Clanet et David Quéré

Dossier « supraconductivité »

18 Les jeunes et longues années de la supraconductivité (1911-1940)
Georges Waysand, Christian Joas et Jean Matricon

Avancées de la recherche

22 Physique, Plasmas, Matériaux et Énergie : les piles à combustible
Pascal Brault, Jean-Marc Bauchire, Amaël Caillard, Anne-Lise Thomann, Mathieu Mougenot, Christophe Coutanceau, Steve Baranton, Pascal Andreazza, Caroline Andreazza-Vignolle, François James et Christophe Josserand

27 Première observation de la violation de symétrie de renversement du temps
Georges Vasseur

30 Prix Nobel de Physique 2013
Jean Orloff

Histoire des sciences

33 Sur le site *Ampère*, une histoire multimédia de l'électricité
Bertrand Wolff et Christine Blondel

34 Mikhaïl Lomonossov, le premier scientifique russe moderne
Vladimir D. Shiltsev

Science et société

36 Le colloque CETSIS 2013
Arnaud Le Padellec

37 L'école d'été e2phy 2013 : « Entre lumière et matière »
Arnaud Le Padellec, Sophie Rémy et Jean-Marie Biau

Au sein et autour de la SFP

38 Actualités

40 Prix scientifique : Denis Savoie

42 Portrait : Sylvie Lebrun, la lumière tout simplement

43 EDP Sciences

Reflets de la physique et ses lecteurs

44 Sommes-nous toujours honnêtes dans nos pratiques de la recherche ?
Michèle Leduc et Lucienne Letellier

46 Notes de lecture

Comité de rédaction
Président : Stefano PANEBIANCO
Membres : Michel BELAKHOVSKY - Gérard BONNEAUD - Irène BUVAT - Fabienne CASOLI - Anne DAVAILLE - Olivier DULIEU - François GRANER - Étienne GUYON - Jean-Pierre HULIN - Stéphane LABROSSE - Michèle LEDUC - Stéphane MAZOUFFRE - Charles de NOVION - Marios PETROPOULOS - Sophie REMY - Jean VANNIMENUS

Ce numéro a été préparé avec la participation du comité de rédaction des *Images de la Physique* (rédacteur en chef, Marc Moniez) et de l'Institut de Physique du CNRS.

Directeur de la publication : Jean-Jacques BÉNATTAR
Rédacteur en chef : Charles de NOVION
Conception : Lætitia MORIN - Keith VILLEMEUR
Réalisation graphique : Lætitia MORIN
web : laetitiamorin-graphiste.fr - e-mail : laetitiamorin@free.fr
Suivi de rédaction : Agathe CYMER
Service publicité : Jessica EKON - Tél. : 01 69 18 92 40
e-mail : publicite@edpsciences.org

Dépôt légal : 4e trimestre 2013
ISSN : 1953-793X – e-ISSN : 2102-6777

© SFP - Édité à 3 400 exemplaires

Imprimerie Jouve
11, bd de Sébastopol, 75036 Paris Cédex 01
Tél. : 01 44 76 54 40
Société Française de Physique
33, rue Croulebarbe, 75013 Paris
Tél. : 01 44 08 67 10 - Fax : 01 44 08 67 19
e-mail : sfp@sfpnet.org
Serveur : www.sfpnet.fr
SFP Bulletin, Institut Henri-Poincaré,
11, rue Pierre-et-Marie Curie, 75005 Paris
e-mail : sfp-bulletin@ihp.fr
Serveur : www.refletsdelaphysique.fr

Quand la frustration rend plus dynamique : les liquides de *spins* quantiques

Fabrice Bert(*) (fabrice.bert@u-psud.fr), **Philippe Mendels**(*), **Olivier Cépas**(+) et **Claire Lhuillier**(°)
(*) Laboratoire de Physique des Solides, bât. 510, Université Paris Sud, UMR CNRS 8502, 91405 Orsay
(+) Institut Néel, CNRS et Université Joseph Fourier, BP 166, 38042 Grenoble Cedex
(°) Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR CNRS 7600, Université P. et M. Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex

Le magnétisme des isolants peut donner naissance à des états quantiques macroscopiques appelés « liquides de *spins* ». Sans ordre à longue portée à température nulle, ces états sont caractérisés théoriquement par des excitations magnétiques fractionnaires de *spin* 1/2, conséquences spécifiques de l'intrication de leur état fondamental. Les travaux théoriques des vingt dernières années permettent d'affirmer qu'un tel état liquide de *spins* pourrait être stabilisé en deux dimensions sur un réseau triangulaire en étoile de David, le réseau kagomé.

Un composé modèle pour cette physique, l'*herbertsmithite*, a pu être synthétisé et ouvre la voie aux études expérimentales et aux premières confrontations avec la théorie.

Les symétries brisées sont omniprésentes à toutes les échelles de la physique, de la physique des hautes énergies, avec la génération de masse des particules, à la matière « condensée » où elles sous-tendent des phénomènes courants. Dans la transition liquide-solide cristallin, les atomes s'organisent en un réseau qui brise la symétrie de translation ; celle entre paramagnétisme et ferromagnétisme correspond au choix d'une direction particulière de l'aimantation. De façon empirique, abaisser la température conduit à une transition vers une phase de symétrie plus basse. Certains oxydes magnétiques découverts récemment – c'est le cas de l'*herbertsmithite* – échappent à ce schéma. Refroidis à des températures proches du zéro absolu où le système devrait s'ordonner ou se geler, ces composés restent dynamiques et ne présentent aucune rupture avec la phase de haute température. La symétrie semble préservée.

C'est cette physique de « liquide de *spins* » et ses premières études expérimentales que nous nous proposons de décrire ici.

Les interactions magnétiques dans les isolants

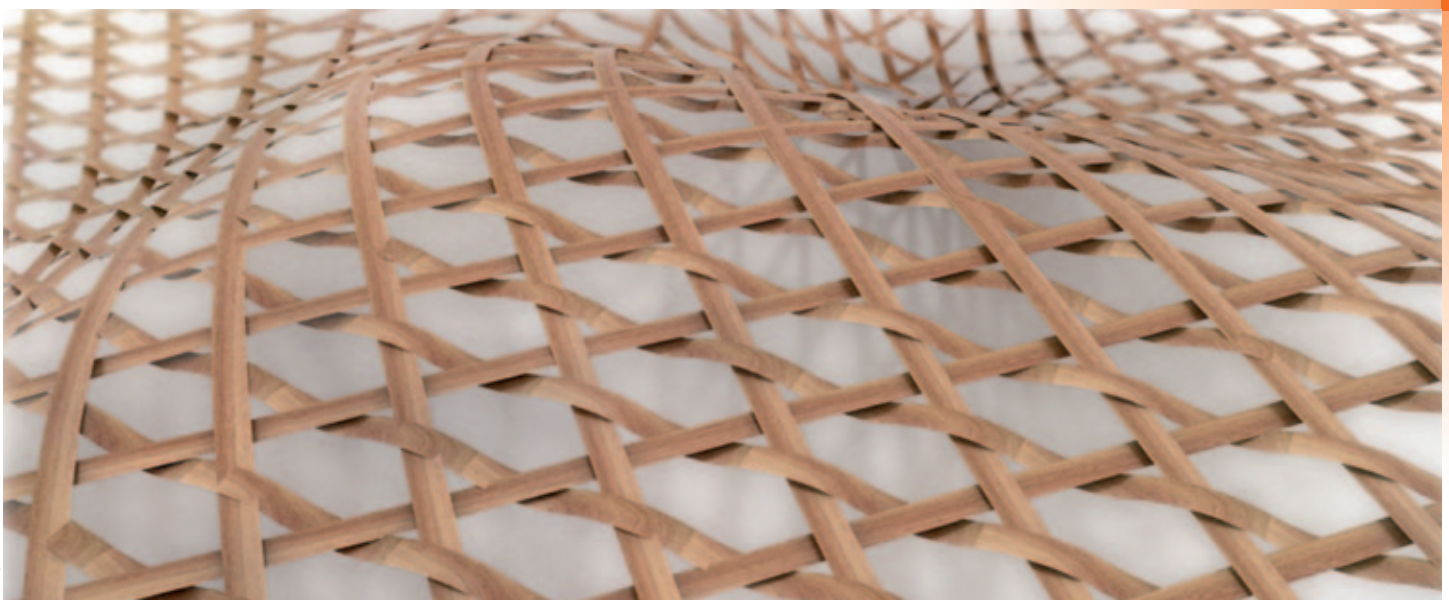
Dans un isolant, les électrons restent localisés au voisinage des sites atomiques : seuls sont donc possibles des échanges entre électrons de sites proches. Le principe de Pauli interdisant à deux électrons d'occuper le même état, on ne peut considérer que des états antisymétriques dans l'échange des deux électrons, constitués d'une partie spatiale qui fixe l'énergie de répulsion coulombienne et d'une partie associée au *spin* de la paire d'électrons. Ce mécanisme, compris dès 1929 par Heisenberg, amène celui-ci à décrire la physique de basse énergie de ces systèmes par un hamiltonien de *spin* effectif qui porte son nom :

$$\mathcal{H} = \Sigma_{i,j} J_{i,j}\, \mathbf{S}_i.\mathbf{S}_j \qquad (1).$$

$\mathbf{S}_i$ représente le *spin* 1/2 au site i et $J_{i,j}$ représente l'interaction d'échange entre les sites i et j ; $J_{i,j}$ peut atteindre une fraction d'électron-volt (quelques 100 à 1000 K), que lui confère son origine coulombienne.

Dans les isolants, en raison de la forte localisation des électrons, c'est l'interaction entre proches voisins qui domine ; sa valeur et son signe sont dictés par les recouvrements d'orbitales atomiques et restent difficiles à calculer *ab initio*. Une constante d'échange $J_{i,j}$ négative conduit au ferromagnétisme ; dans le cas où elle est positive, deux moments voisins ont tendance à s'anti-aligner, ce qui conduit, par exemple, sur un réseau carré à un état ordonné de *spins* alternés, qui brise la symétrie de rotation des *spins* du hamiltonien. Plus généralement, on appelle ces états avec symétrie brisée et moments magnétiques sur sites à température nulle ($T = 0$) des états de Néel. Ces états sont-ils toujours les plus stables ?

>>>



© Digital [Sub]stance

Tissage de rubans en réseau kagomé (simulation numérique).

Favoriser des états quantiques singulets par la frustration

encadré 1

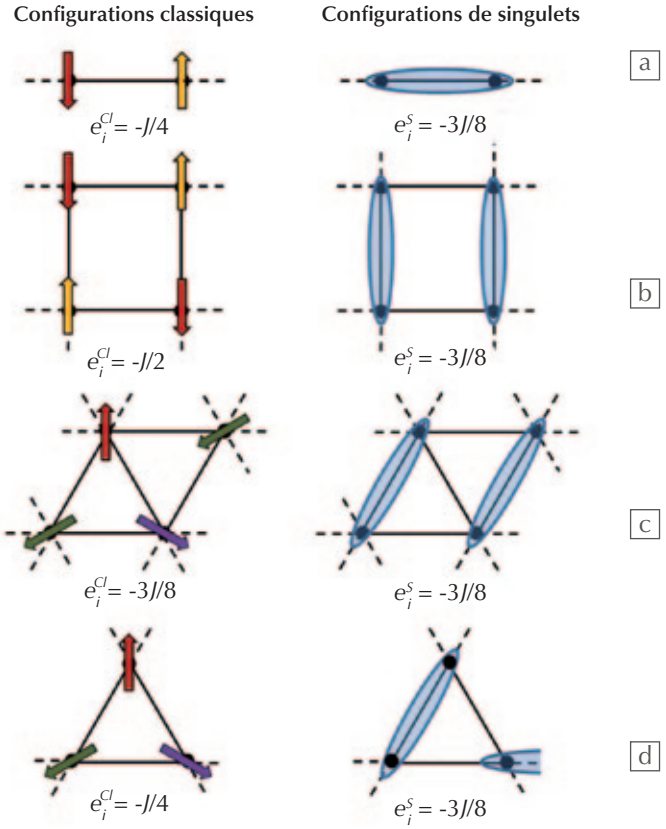
L'état fondamental de deux *spins* 1/2 en interaction antiferromagnétique est un singulet[(a)] :
$|\psi_0\rangle = 2^{-1/2}\,(|1:\uparrow\rangle\,|2:\downarrow\rangle - |1:\downarrow\rangle\,|2:\uparrow\rangle)$, d'énergie $E_0 = -3J/4$, et non l'état $|1:\uparrow\rangle\,|2:\downarrow\rangle$ (ou $|1:\downarrow\rangle\,|2:\uparrow\rangle$) dont l'énergie $-J/4$ est plus haute. On appellera ce dernier un état « classique » de Néel : les deux sites ont une aimantation « classique » non nulle dans une direction **z** particulière, contrairement au premier où l'aimantation de chaque site est nulle en moyenne.

Par extension, on peut toujours construire un état singulet sur un réseau de N sites en formant $N/2$ singulets de deux *spins* 1/2, d'énergie $E_S = (N/2)E_0$. Pour l'état « classique » qui minimise l'énergie des $zN/2$ liens du réseau (z est la coordinance, le nombre de premiers voisins d'un site du réseau), l'énergie est $E_{cl} = -(zN/2)JS^2 = -zNJ/8$ pour des *spins* 1/2. Plus la dimensionnalité du réseau est grande, plus z est grand et donc plus les états classiques sont stables. Hormis le cas $z = 2$ de la chaîne unidimensionnelle (fig. E1a), l'état classique d'un réseau simple (par exemple, le réseau carré de la figure E1b) a toujours une énergie plus basse.

Sur un réseau géométriquement frustré, en revanche, l'énergie classique n'est pas aussi basse que l'estimation ci-dessus le suggère. Sur un réseau triangulaire ($z = 6$, fig. E1c), l'état antiferromagnétique frustre un lien du triangle et le meilleur compromis est d'orienter les *spins* à 120 degrés. L'énergie $E_{cl} = (zN/2)JS^2 \cos(2\pi/3)$ est alors égale à celle du singulet. Sur le réseau kagomé avec $z = 4$ (fig. E1d), l'état singulet a même une énergie plus faible, $E_S = -3NJ/8 < E_{cl} = -NJ/4$.

Ce raisonnement énergétique simple souligne l'importance de la frustration et de la faible coordinance pour favoriser des phases quantiques de singulets.

(a) On utilise ici le formalisme bra-ket introduit par Dirac : $|1:\uparrow\rangle$ désigne l'état quantique où le *spin* 1 est dans l'orientation $\uparrow$.



E1. Énergie par site pour les réseaux chaîne (a), carré (b), triangulaire (c) et kagomé (d). À gauche, les configurations classiques et leurs énergies e_i^{Cl} ; chaque couleur de *spin* est associée à un des sous-réseaux ferromagnétiques caractéristiques de l'état de Néel. À droite, les configurations quantiques et leurs énergies e_i^{S} ; les ellipses bleutées représentent l'état singulet (équation (2), p. 6) d'une paire de *spins* voisins.

Une alternative à l'état de Néel sur le réseau kagomé

Les états de Néel sont essentiellement *classiques*, au sens où ils minimisent l'énergie (1) traitée dans un cadre classique en assimilant les *spins* à des vecteurs. Mais dans un traitement quantique, ce ne sont pas des états propres du hamiltonien. La question générale est de savoir si le bon état quantique est un état de Néel « habillé » par des fluctuations quantiques ou s'il s'en éloigne fondamentalement.

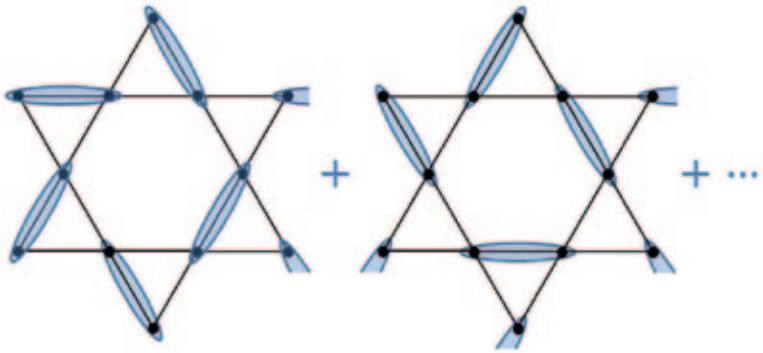
Par exemple, si l'on minimise l'énergie d'échange antiferromagnétique $J\mathbf{S}_1.\mathbf{S}_2$ d'une paire de *spins* 1/2, on trouve que l'état « classique » $|\psi_{cl}>=|1:\uparrow>|2:\downarrow>$ (où le premier *spin* a une aimantation $S_z=+1/2$ et le second $S_z=-1/2$) a une énergie $E_l=-J/4$, plus haute que celle de l'état propre quantique singulet dont la fonction d'onde s'écrit :
$|\psi_0>=2^{-1/2}(|1:\uparrow>|2:\downarrow>-|1:\downarrow>|2:\uparrow>)$ (2), et qui a l'énergie $E_0=-3J/4$. L'état (2) est fondamentalement différent de l'état « classique », en ceci qu'il est totalement sphérique dans l'espace des *spins* : l'aimantation sur chaque site est nulle, puisqu'elle résonne entre un état $|\uparrow>$ et un état $|\downarrow>$. C'est cette résonance (quantique) qui abaisse l'énergie de cet état par rapport à celle de l'état classique.

Ce mécanisme quantique de superposition d'amplitudes de probabilité de présence et les interférences auxquelles cela conduit sont au cœur de la physique des liquides de *spins*. Toutefois, passer de l'état singulet pour une paire de *spins* au liquide de *spins* pour un réseau n'est pas trivial. En effet, l'état classique bénéficie d'une énergie de stabilisation sur chacun des liens du réseau, alors que la paire singulet bénéficie d'une très forte stabilisation sur le lien où elle est construite, mais elle n'interagit plus avec les *spins* des autres sites. Au final, le modèle de Heisenberg sur la plupart des réseaux bi- ou tridimensionnels possède un ordre de Néel classique à température nulle. Pour favoriser l'appariement des *spins* en singulets, il faut *frustrer* l'état classique (voir encadré 1).

La géométrie triangulaire est l'archétype des situations où le hamiltonien de lien, avec un échange antiferromagnétique, ne peut pas être satisfait sur tous les liens simultanément : c'est l'essence du phénomène dit de « frustration ». C'est finalement uniquement sur le réseau kagomé (représenté sur la figure du haut de la page 5), qui combine la géométrie triangulaire frustrée et une faible coordinance, que les configurations de singulets sont énergétiquement plus favorables que les configurations classiques (voir encadré 1). Les calculs les plus sophistiqués, incluant les fluctuations, concluent effectivement à l'absence d'ordre magnétique à longue portée sur ce réseau (voir encadré 2).

Cependant, se focaliser sur une de ces configurations de singulets localisés sur le réseau ne donne qu'une petite fraction de la physique de l'état fondamental du liquide de *spins*. À une échelle macroscopique, la difficulté est la même que celle de Kékulé face à la structure du benzène. Ayant compris le caractère tétravalent du carbone dans le benzène, Kékulé était confronté à la difficulté de savoir comment distribuer les doubles liaisons autour du noyau benzénique. Certes, l'alternance simple liaison – double liaison lui semblait (à juste titre) énergétiquement favorable, mais comment choisir entre les deux configurations alternées possibles ? Il proposa en 1872 (avant la découverte de la mécanique quantique) que le système devait osciller entre ces deux configurations de manière extrêmement rapide. Cette réponse classique est inexacte : l'état du noyau benzénique est stationnaire, et c'est Linus Pauling qui donna en 1928 la réponse satisfaisante en remplaçant l'idée d'oscillations par le concept purement quantique de superposition des deux amplitudes de probabilité : phénomène qu'on appelle en chimie la résonance ou la mésomérie.

La réponse pour l'état fondamental du hamiltonien de Heisenberg couplant les premiers voisins sur le réseau kagomé, est essentiellement de même nature : l'état fondamental est la superposition de toutes les configurations de singulets équivalentes que l'on peut accommoder sur le réseau kagomé (fig. 1) ; on parle d'état *intriqué*. La différence avec le benzène tient dans le nombre de ces configurations énergétiquement équivalentes : sur un réseau kagomé de N *spins*, on n'a plus 2, mais $2^{(N/3)+1}$ pavages désordonnés de singulets premiers voisins. L'état fondamental stationnaire de ces liquides de *spins* est un état *macroscopiquement intriqué* de ce nombre exponentiel de pavages. La physique extraordinaire que nous allons décrire dans les paragraphes suivants est intimement liée à cette structure quantique de l'état



1. Un état macroscopiquement intriqué de singulets sur le réseau kagomé de triangles à sommets partagés. La fonction d'onde de l'état fondamental contient $2^{(N/3)+1}$ configurations désordonnées de singulets (on parlera également de pavages désordonnés de singulets). Attention, par faute de place, deux débuts de pavages seulement sont montrés ici, d'où toute l'importance du « + ... » !

fondamental et des états excités associés. *Spin* 1/2 (voir note, p.11), géométrie bidimensionnelle frustrée et faible coordinance sont les ingrédients essentiels pour obtenir des liquides de *spins*.

Les propriétés des liquides de *spins*

Du caractère désordonné de l'écrasante majorité des configurations formant l'état fondamental, on peut déduire qualitativement que le système n'a pas d'ordre magnétique à longue portée à température nulle ($T = 0$) et que ses excitations élémentaires sont de *spin* 1/2. En effet, pour créer une excitation de *spin* à partir de l'état fondamental il faut briser un lien singulet. Éloigner l'un de l'autre les deux *spins* parallèles ainsi créés revient à déplacer sur le réseau les singulets restants. Comme toutes les configurations de singulets ont la même énergie, un tel mouvement ne coûte rien. On peut même éloigner les deux *spins* l'un de l'autre jusqu'à l'infini pour le même prix : on dit que ces excitations de *spin* 1/2 – que l'on appelle *spinons* – sont déconfinées.

La conséquence expérimentale la plus évidente de cette propriété est que le spectre des excitations magnétiques d'un liquide de *spins* (que l'on peut mesurer, par exemple, en diffusion inélastique de neutrons) est un continuum. La deuxième conséquence est que ce continuum d'excitations peut être très dense. On peut en effet aisément imaginer que les $N * 2^{N/3}$ configurations comportant un *spinon* donneront par interférences un nombre colossal de superpositions quantiques d'énergies voisines (en jouant sur les phases des superpositions) : les liquides de *spins* sont des phases très dynamiques à basse énergie.

Entre l'état fondamental et ce continuum d'excitations, il peut, ou non, exister un *gap* d'énergie. Si l'état fondamental est essentiellement formé de singulets premiers voisins, briser un singulet pour promouvoir deux *spins* 1/2 parallèles coûte l'énergie d'échange du lien correspondant et le système présente un *gap*. Dans ces systèmes les corrélations *spin-spin*, équivalentes aux corrélations de position dans un liquide, décroissent exponentiellement avec la distance, même à $T = 0$. C'est la situation qui prévaut dans le problème théorique du hamiltonien de Heisenberg sur le réseau kagomé. Mais l'ajout d'autres interactions (comme nous le verrons dans la suite) peut conduire à une modification de la nature de la phase liquide de *spins*, l'état fondamental présentant des corrélations plus étendues. Dans un tel cas, briser un singulet de très longue portée peut avoir un coût énergétique infinitésimal, le système ne présente pas de *gap* d'énergie et ses corrélations sont algébriques à $T = 0$. Un tel système est appelé liquide de *spins* critique ou liquide de *spins* algébrique.

Une phase liquide de *spins* est-elle fragile ? Peut-on espérer la stabiliser dans un matériau réel qui présente nécessairement des déviations, du « désordre » par rapport au système modèle du théoricien ? La compréhension de la nature de l'état fondamental liquide de *spins* comme une superposition d'un nombre exponentiel de pavages de singulets, nous conduit à penser que cet état fondamental est très « plastique » vis-à-vis des défauts du réseau (substitution d'un atome magnétique par un atome non magnétique, déplacements aléatoires des atomes magnétiques, etc.), et donc peu sensible à un désordre modéré. Une question différente concerne la sensibilité de la phase liquide de *spins* à l'existence de petites interactions perturbant l'hamiltonien « idéal » (1) (p. 4) : anisotropies magnétiques, interaction entre seconds voisins, etc.

Dans le cas du liquide de *spins* avec *gap*, on peut dire, en raccourci, que le liquide de *spins* est robuste par rapport à des perturbations plus petites que le *gap*. Le liquide de *spins* algébrique (sans *gap*) serait-il donc déstabilisé par n'importe quelle perturbation ? La réponse tient en deux points. À $T = 0$, un liquide algébrique donné peut être stable vis-à-vis de certaines perturbations et instable par rapport à d'autres : c'est une analyse au cas par cas et cette étude, si elle est faite expérimentalement, peut sans doute apporter des informations précieuses sur la nature même du liquide de *spins*. De plus, même si le liquide de *spins* sans *gap* est instable, à $T = 0$, face à une perturbation donnée, il existe toujours à température non nulle une zone finie de paramètres où le système garde son caractère de liquide quantique critique. De ce fait, le champ expérimental reste largement ouvert. Les théoriciens sont allés beaucoup plus loin dans la classification des liquides de *spins* putatifs. Combien seront réalisés dans la nature ? C'est sans aucun doute actuellement la question la plus cruciale. ›››

Du qualitatif au semi-quantitatif

encadré 2

Parvenir à une estimation quantitative fiable des propriétés d'un liquide de *spins* quantique est en général une question très difficile. Ces problèmes ont toutes les caractéristiques de ceux appelés problèmes de couplage fort en hautes énergies, ou problèmes de fermions fortement corrélés en physique de la matière condensée. Dans ces situations, aucune approche perturbative ne fonctionne (sauf à construire des hamiltoniens modèles, en général peu réalistes, dont on connaît la solution exacte). Seules les méthodes numériques permettent d'approcher cet idéal.

Dans cette optique, au Laboratoire de Physique Théorique de la Matière Condensée de l'Université Paris 6, nous avons initié il y a maintenant plus de vingt ans des études numériques et conceptuelles qui ont permis par étapes de résoudre un certain nombre de dilemmes relatifs à la physique du magnétisme frustré des *spins* 1/2. Nous avons utilisé les plus gros ordinateurs disponibles pour calculer le spectre exact des niveaux de basse énergie de ces hamiltoniens sur des petits réseaux (méthode de « diagonalisation exacte »). L'analyse de ces spectres avec l'arsenal de la théorie des groupes a montré, dès 1997, la spécificité du problème de Heisenberg sur le réseau kagomé, prévoyant pour ce liquide de *spins* un *gap* de l'ordre de $J/20$. Ce travail pionnier explique probablement les efforts déployés pendant des années pour synthétiser des composés de cuivre sur un réseau kagomé. L'estimation du *gap* donnée ci-dessus repose sur une analyse de taille finie et une extrapolation des très petites tailles (maximum 36 *spins*) jusqu'à l'infini. En dépit d'une croissance exponentielle de la capacité des ordinateurs depuis lors, le spectre exact complet d'un échantillon de 48 *spins* reste aujourd'hui un défi. Une méthode différente, fondée sur le principe du groupe de renormalisation dans l'espace réel (DMRG), permet aujourd'hui d'atteindre des tailles beaucoup plus grandes (au maximum 400), mais en délivrant moins d'informations contrôlées. Cette nouvelle approche donne pour le *gap* de *spin* une valeur de l'ordre de $J/10$, avec une barre d'erreur difficile à déterminer.

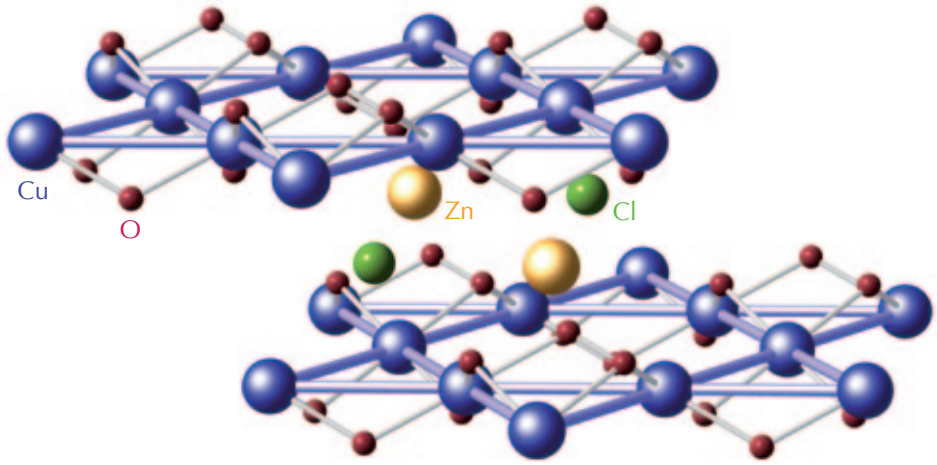
Un minéral frustré quantique

Le concept de liquide de *spins* quantique a ainsi longuement mûri depuis les années 1970 dans l'esprit des théoriciens de la matière condensée, mais ce n'est que très récemment que ces développements ont reçu un support expérimental avec la découverte du premier matériau modèle pour cette physique, l'*herbertsmithite*. Ce composé isolant, de formule chimique $ZnCu_3(OH)_6Cl_2$, est un minéral rare, identifié seulement en 2004 et nommé ainsi en l'honneur de G.F. Herbert Smith (1872-1953), un minéralogiste anglais, qui avait découvert en 1906 la famille plus large des atacamites. C'est une équipe de chimistes du Massachusetts Institute of Technology qui, en 2005, a fait sortir ce composé du domaine strict de la minéralogie, en reconnaissant son intérêt potentiel pour le magnétisme quantique et en en réalisant la première synthèse sous forme suffisamment pure pour des études physiques poussées.

Dans la structure cristalline de l'herbertsmithite (fig. 2), les ions Cu^{2+}, de structure électronique $3d^9$ ($S = 1/2$), sont les seuls à porter un moment magnétique et forment des réseaux bidimensionnels kagomé, bien séparés les uns des autres, du point de vue magnétique, par les ions non magnétiques Zn^{2+} et Cl^-. La susceptibilité magnétique de l'herbertsmithite, plus faible que celle attendue pour des moments libres, montre que l'interaction d'échange entre les ions Cu^{2+} est de nature antiferromagnétique et d'amplitude J/k_B = 180 K. Ainsi l'herbertsmithite, avec ses réseaux kagomé de *spins* quantiques $S = 1/2$ en interaction antiferromagnétique, ouvre enfin la voie de l'étude expérimentale des liquides de *spins* quantiques.

© Rob Lavinsky & irocks.com

Microcristaux verts d'herbertsmithite disséminés sur une roche (origine : Chili).



2. Structure cristalline de l'herbertsmithite. Les atomes de cuivre (bleus) forment des réseaux kagomé bidimensionnels à sommets partagés.

Mesure du spectre d'excitations magnétiques

Pour élucider la nature du magnétisme de l'herbertsmithite dans son état fondamental, nous avons étudié son spectre d'excitations magnétiques par résonance magnétique nucléaire (RMN) à basse température. Cette technique consiste à utiliser le *spin* des noyaux présents dans le composé pour sonder à l'échelle atomique leur environnement magnétique, c'est-à-dire les champs locaux créés par les *spins* électroniques des ions Cu^{2+} proches voisins. Il s'agit ici de mesurer le temps de retour à l'équilibre thermique de la population de *spins* nucléaires. Ce temps, noté T_1, est traditionnellement appelé temps de relaxation *spin*-réseau, car il correspond à un échange d'énergie entre le système de *spins* nucléaires et le « réseau », réservoir d'énergie constitué par le système de *spins* électroniques (voir encadré 3). En particulier, si le spectre d'excitations électroniques présente un *gap* Δ, à une température $T < \Delta/k_B$ il n'y a plus de niveaux d'énergie du « réseau » pour permettre la relaxation des *spins* nucléaires, et on attend un rallongement exponentiel du temps $T_1 \propto \exp(\Delta/k_B T)$.

Le choix du noyau que l'on va utiliser pour la mesure de RMN est essentiel ; il faut que le noyau soit bien couplé au magnétisme des plans kagomé, donc qu'il soit très proche des orbitales magnétiquement actives des ions cuivre. On pourrait penser utiliser directement le noyau des atomes de cuivre, mais la constante de couplage aux *spins* des électrons sur site est si forte qu'elle conduit à des temps T_1 trop courts pour pouvoir être détectés. Un très bon compromis est réalisé par le noyau de l'atome d'oxygène, dont les orbitales *p* sont bien hybridées avec les orbitales *d* du cuivre responsables du magnétisme. C'est en fait cette hybridation qui est responsable du mécanisme microscopique de l'interaction d'échange entre les *spins* des ions cuivre. L'isotope naturel ^{16}O ne possédant pas de *spin* nucléaire, nos collaborateurs chimistes ont préparé un échantillon enrichi à 40% en isotope ^{17}O, de *spin* nucléaire I = 5/2.

L'évolution du taux de relaxation $1/T_1$ des noyaux de ^{17}O en fonction de la température est reproduite sur la figure 3 dans la gamme d'intérêt $T << J/k_B$, où les corrélations entre *spins* sont fortes. On observe que T_1 se rallonge effectivement en refroidissant l'échantillon en dessous de ~ 50 K, ce qui traduit le dépeuplement thermique naturel du spectre d'excitations. Cependant, jusqu'à 1 K ($\sim J/200k_B$), bien en dessous de l'estimation actuelle du *gap* de *spin* pour le modèle de Heisenberg pur sur le réseau kagomé par les approches numériques ($\Delta/k_B \sim J/10k_B$ = 18 K, voir encadré 2), T_1 ne présente pas un comportement exponentiel activé, mais plutôt une évolution lente en loi de puissance, $T_1 \propto T^{-0,73}$. Ces résultats démontrent que le spectre d'excitations de l'herbertsmithite ne

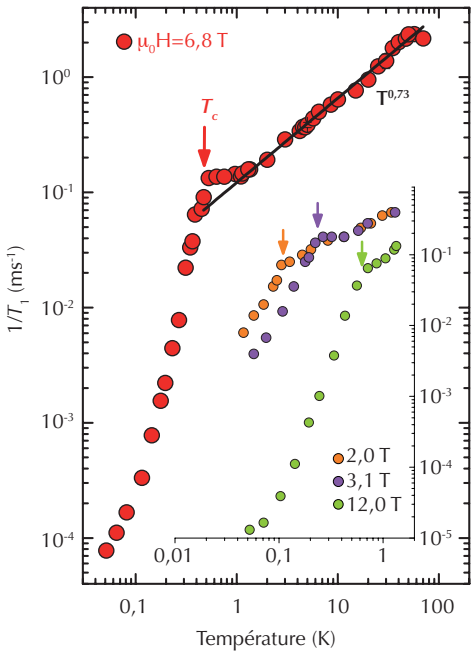
possède pas de *gap*, du moins pas de *gap* plus grand que ~ $J/200$. En d'autres termes, l'état fondamental de l'herbertsmithite présente des longueurs de corrélation *spin-spin* relativement grandes, et pourrait être un liquide de *spins* critique. Ces modèles prédisent effectivement que le temps T_1 évolue en loi de puissance de la température, comme observé.

Afin de sonder le spectre d'excitations à encore plus basse énergie, nous avons développé un dispositif de RMN dans un cryostat à dilution permettant des mesures jusqu'à 0,04 K. De manière inattendue, nous avons observé un allongement spectaculaire du temps de relaxation T_1 (fig. 3) en dessous d'une température bien définie T_c marquant un changement d'état vers une phase plus classique, gelée magnétiquement, caractérisée par une forte réduction des excitations de *spins*.

Pour tester l'influence du champ magnétique extérieur sur la physique de basse énergie de l'herbertsmithite, nous avons reproduit les mesures de T_1 en travaillant à différents champs, donc différentes fréquences de RMN, entre 2 et 12 teslas. On observe un comportement similaire à tous les champs, mais la température de changement de régime T_c dépend fortement du champ appliqué H.

L'évolution de T_c avec H est reproduite sur la figure 4 (p. 10). Clairement, T_c tend à s'annuler lorsque H diminue, ce qui montre que la phase de basse température mise en évidence en RMN est *induite* par le champ extérieur. Plus spécifiquement, le diagramme de phase $T - H$ de la figure 4 indique l'existence d'un champ critique fini $\mu_0 H_c \sim 1{,}5$ tesla, qu'il faut dépasser pour déstabiliser la phase liquide de *spin* sans *gap* de l'herbertsmithite. Ceci est en accord avec des mesures antérieures de *relaxation de* spin *des muons* (μSR), utilisant non plus les noyaux mais le *spin* de muons μ^+ implantés dans l'échantillon comme sonde très sensible au magnétisme local ; ces mesures avaient conclu à l'absence de tout moment statique sur les ions Cu^{2+} jusqu'à la plus basse température de l'expérience (0,02 K ~ J/8000) en champ nul. L'état fondamental de l'herbertsmithite apparaît finalement fragile vis-à-vis de l'application d'un champ magnétique extérieur.

›››



3. Évolution en température du taux de relaxation RMN à un champ magnétique de 6,8 teslas et (dans l'insert) à 2, 3,1 et 12 teslas. La dynamique de *spins*, responsable des processus de temps de relaxation T_1, change dramatiquement en dessous d'une température T_c qui augmente avec le champ appliqué.

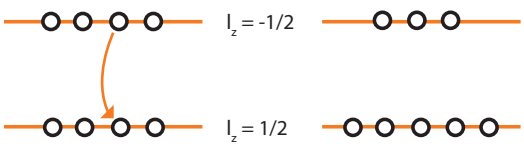
Mesure de la dynamique de *spins* par Résonance Magnétique Nucléaire

encadré 3

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est une technique bien connue du grand public, puisqu'elle est à la base de l'IRM, Imagerie par Résonance Magnétique.

Comme toutes les techniques résonantes, elle est basée sur la transition entre niveaux, ici nucléaires, par absorption d'une onde. Lorsque le noyau, dans son état fondamental, porte un moment magnétique, l'écart entre niveaux est produit en appliquant un champ magnétique au système de *spins* nucléaires (effet Zeeman). L'écart typique entre niveaux d'énergie est de l'ordre du μeV (la fréquence ν_n est de 5,77 MHz/tesla pour ^{17}O). L'intérêt de la technique pour sonder les propriétés magnétiques des solides réside dans le couplage local entre moments nucléaires et moments électroniques ; ces derniers créent en effet un champ sur le site des noyaux à proximité immédiate, $\mathbf{B}_l$; on peut ainsi sonder localement les susceptibilités et la dynamique associée aux *spins* des électrons.

C'est ce dernier cas qui nous intéresse ici. Dans le champ magnétique appliqué, l'ensemble des noyaux acquiert suivant la direction **z** du champ une aimantation M_{eq}, régie par les lois de Maxwell-Boltzmann de population des niveaux Zeeman nucléaires. En envoyant sur notre matériau des impulsions radiofréquence à la fréquence de résonance du noyau d'oxygène, on peut annuler cette aimantation et ainsi créer un déséquilibre par rapport aux populations initiales des niveaux (fig. E2). Le temps de retour à l'équilibre, T_1, est dicté par les interactions entre les *spins* nucléaires et les *spins* électroniques. D'après la règle d'or de Fermi qui conditionne les probabilités de transition, seuls les échanges d'énergie à la fréquence de résonance fixée par le champ extérieur peuvent induire ces transitions. Ainsi, la RMN est une technique particulièrement adaptée pour sonder les excitations de basse énergie, correspondant à la fréquence nucléaire ν_n, et la présence de *gap* dans les excitations du système électronique. Dans ce dernier cas, pour des températures faibles devant le *gap* Δ, le temps T_1 suit une loi d'activation $T_1 \propto \exp(\Delta/k_B T)$.



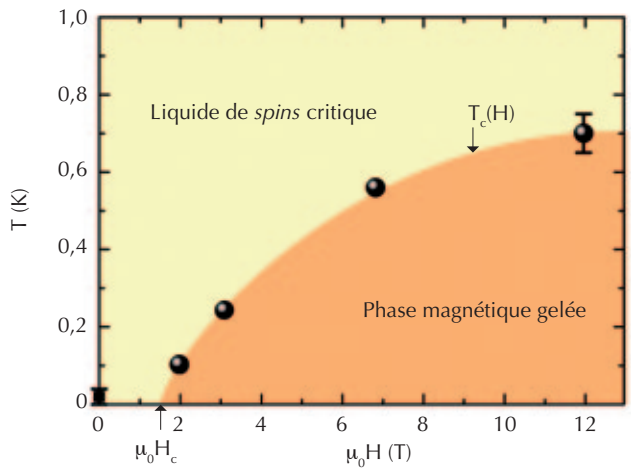
E2. La population des deux niveaux Zeeman nucléaires pour un *spin* nucléaire 1/2, après les impulsions radiofréquence (gauche), retourne à l'équilibre (droite) par des transitions induites par les excitations des *spins* électroniques.

L'herbertsmithite : un liquide de *spins* critique sur réseau kagomé

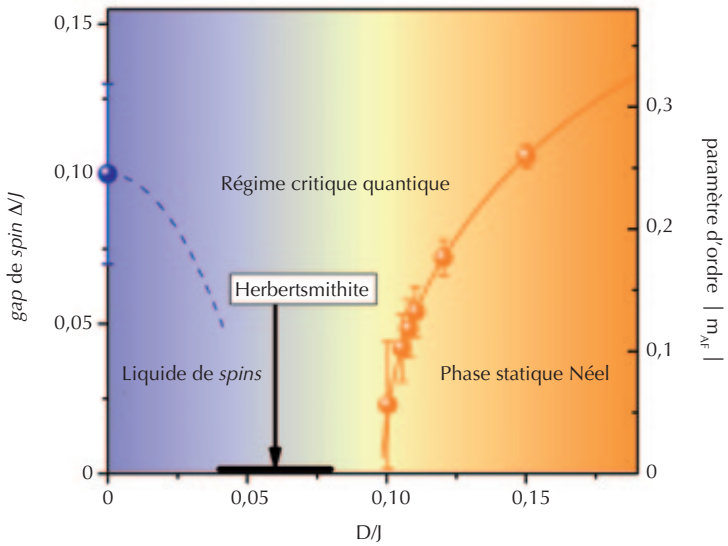
La structure cristalline de l'herbertsmithite et l'observation d'une phase liquide de *spins* en champ faible suggèrent que l'hamiltonien (1)(p. 4) est un bon point de départ pour décrire ce matériau. Cependant, pour mieux comprendre la nature de sa phase liquide et l'effet du champ appliqué, il faut affiner l'hamiltonien en identifiant les premières perturbations pertinentes. Des mesures de résonance paramagnétique électronique, très sensibles aux anisotropies magnétiques, suggèrent que la perturbation dominante est ici le couplage *spin*-orbite qui génère une légère anisotropie du mécanisme d'échange. Cette correction à l'équation (1), dite interaction de Dzyaloshinskii-Moriya (DM), s'écrit sous la forme : $\Sigma_{i,j}\, \mathbf{D}_{ij} \,.\, (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j)$ (3), où les vecteurs $\mathbf{D}_{ij}$ couplent les plus proches voisins (comme l'échange) et sont dans des directions déterminées par la symétrie du réseau. Son amplitude a été mesurée expérimentalement et est indépendante du lien, $|D_{ij}|/J = D/J = 0{,}06 \pm 0{,}02$, une valeur habituelle dans les oxydes de cuivre.

Nous avons trouvé théoriquement que cette interaction devait détruire la phase liquide de *spins* et induire un ordre antiferromagnétique classique. Intuitivement, l'interaction DM réduit les fluctuations en favorisant un état planaire au détriment de l'état liquide de *spins* qui est, lui, essentiellement isotrope dans l'espace des *spins*. Cependant, la destruction de la phase quantique n'est pas immédiate et se fait pour des valeurs de $D/J \geq 0{,}1$. À température nulle et en l'absence de champ magnétique, le composé herbertsmithite serait donc bien dans sa phase « liquide », mais très proche dans l'espace des paramètres de devenir « solide » ; des perturbations extérieures comme l'application d'une pression ou d'un champ magnétique pourraient changer la nature de la phase.

On peut alors expliquer qualitativement la fragilité de la phase liquide de *spins* de l'herbertsmithite à l'application d'un champ magnétique. Le champ magnétique permet de se déplacer dans le diagramme de phases de la figure 5, et de traverser le point critique quantique $D/J \sim 0{,}1$. En effet, le champ magnétique ne change pas directement la valeur de D/J, mais favorise l'état classique en se couplant avec l'aimantation (alors qu'un liquide de *spins*, dépourvu d'aimantation, a une réponse plus faible voire nulle).



4. Diagramme de phase température – champ magnétique de l'herbertsmithite. Les symboles ronds correspondent aux transitions observées en RMN (fig. 3), et le symbole carré reproduit l'absence de transition en champ nul d'après les expériences de μSR.



5. Diagramme de phases théorique du réseau kagomé à température nulle, en fonction de la force de l'interaction de Dzyaloshinskii-Moriya, D/J. Il existe un point critique quantique à $D/J = D_c/J \approx 0{,}1$, séparant une phase liquide de *spins* d'une phase ordonnée. Le paramètre d'ordre de Néel (points en orange, ligne continue, axe de droite) a été calculé par diagonalisation exacte. Le *gap* de *spin* de la phase liquide (point bleu sur l'axe de gauche) provient d'un calcul de DMRG (voir encadré 2), et la ligne bleue en pointillés donne, de façon schématique, son évolution.

En savoir plus

- M.P. Shores *et al.*, "A Structurally Perfect S = 1/2 Kagomé Antiferromagnet", *J. Am. Chem. Soc.*, **127** (2005) 13462.
- C. Waldtmann *et al.*, "First excitations of the antiferromagnetic Heisenberg antiferromagnet on the kagome lattice", *Eur. Phys. J. B*, **2** (1998) 501.
- O. Cépas *et al.*, "Quantum phase transition induced by Dzyaloshinskii-Moriya interactions in the kagome antiferromagnet", *Phys. Rev. B*, **78** (2008) 140405.
- A. Olariu et al., "^{17}O NMR Study of the Intrinsic Magnetic Susceptibility and Spin Dynamics of the Quantum Kagome Antiferromagnet $ZnCu_3(OH)_6Cl_2$", *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 087202.
- P. Mendels *et al.*, "Quantum Magnetism in the Paratacamite Family: Towards an Ideal Kagomé Lattice", *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 077204.
- M. Jeong *et al.*, "Field-Induced Freezing of a Quantum Spin Liquid on the Kagome Lattice", *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011) 237201.
- G. Misguich *et al.*, "Quantum Dimer Model on the Kagome Lattice: Solvable Dimer-Liquid and Ising Gauge Theory", *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 137202.
- C. Lacroix, P. Mendels et F. Mila, *Introduction to Frustrated Magnetism*, Springer (2011).

Le point remarquable du diagramme de phase sous champ (fig. 4) est que l'énergie magnétique associée au champ critique, $\mu_0\mu_B H_c/k_B \sim 1$ K, c'est-à-dire l'énergie Zeeman acquise par les *spins* dans ce champ, est très faible, même devant le petit *gap* de *spin* du modèle de Heisenberg pur, $J/10k_B \sim 18$ K. Mais pour l'herbertsmithite, ce *gap* est déjà fortement réduit par l'interaction DM. 18 K n'est plus l'échelle pertinente, et le gel du liquide de *spins* se produit pour le champ bien plus faible $\mu_0 H_c \sim (D_c - D)/\mu_B$. Dans l'herbertsmithite, grâce à la proximité du point critique quantique, le champ magnétique apparaît finalement comme un paramètre de contrôle externe, qui permet de débrancher progressivement les effets quantiques.

Conclusion

L'herbertsmithite est le premier exemple de matériau quasi bidimensionnel où la frustration joue un rôle essentiel pour exacerber les fluctuations quantiques et donner naissance à un comportement liquide de *spins*. La comparaison des résultats expérimentaux aux théories existantes nécessite une compréhension fine du matériau au-delà du modèle de Heisenberg ; en retour, l'étude théorique des perturbations de ce modèle apporte un nouvel éclairage sur la physique des liquides de *spins*.

Le liquide de *spins* a été défini ici par l'absence de brisure de symétrie, mais des approches théoriques permettent d'en envisager de nombreuses classes. Il reste à voir s'il est possible de mesurer les observables qui les caractérisent, et de proposer ainsi une classification plus précise. En parallèle, d'autres composés liquides de *spins* sont découverts dans des situations moins canoniques : interactions multiples en compétition, géométries non-kagomé, fort couplage *spin*-orbite... Leur étude nécessitera des collaborations très étroites entre physico-chimistes, physiciens expérimentateurs et théoriciens. Nul doute que les progrès constants dans la qualité des matériaux ouvriront la voie à de nouvelles techniques et permettront une confrontation étroite avec les prédictions théoriques. ▮

Nous remercions nos collègues du CEMES, de l'institut Néel et de l'université d'Edimbourg pour la préparation des échantillons d'herbertsmithite.

Note. Les effets quantiques sont associés à la non-commutation des composantes des *spins*. Plus les *spins* sont petits, plus ces effets quantiques grandissent en valeur relative.

Inauguration d'IPANEMA, le 12 septembre 2013

© CNRS Photothèque / Cyril FRESILLON.

1. Lors de la visite du bâtiment, Claire Gervais, chercheuse associée à IPANEMA et à la Smithsonian Institution (États-Unis), a pu expliquer à Mme Fioraso quels types d'études seront menés dans le cadre d'IPANEMA, en présence également d'Alessandra Vichi (à droite de Mme Fioraso), ingénieure d'étude à IPANEMA.
2-3. Nouvelles approches d'imagerie pour l'étude des matériaux anciens à IPANEMA.

Le 12 septembre 2013, Mme Geneviève Fioraso, ministre de l'Enseignement supérieur et de la Recherche, et M. Jean-Paul Huchon, président de la Région Île-de-France, ont inauguré IPANEMA (CNRS / ministère de la Culture et de la Communication) sur le site du synchrotron SOLEIL, à Saint-Aubin (91). IPANEMA est la plate-forme européenne de recherche destinée à l'étude avancée des matériaux de l'archéologie, de la paléontologie, des environnements anciens et du patrimoine culturel (voir *Reflets de la physique* **34-35** (juin 2013), p. 105). La construction et l'équipement d'IPANEMA sont financés à parité par l'État et la Région Île-de-France, et comprennent un bâtiment de recherche attenant au synchrotron SOLEIL, et une ligne de lumière optimisée pour les matériaux anciens, PUMA, qui sera ouverte aux utilisateurs en 2015/2016.

L'inauguration a débuté par une intervention du directeur général de SOLEIL. Jean Daillant a rappelé comment est née, à SOLEIL, cette idée d'une plate-forme de recherche sur les matériaux anciens, adossée au synchrotron pour bénéficier à la fois des possibilités expérimentales de ce grand instrument et des compétences des équipes. Il a souligné l'originalité et la force des partenariats régionaux, nationaux et internationaux qui soutiennent IPANEMA et lui permettent aujourd'hui d'accueillir des équipes pluridisciplinaires du monde entier.

Puis Michel Kochoyan, président du comité des très grands équipements scientifiques et grandes infrastructures au CNRS, a pris la parole à son tour et rappelé que pas moins de quatre instituts du CNRS (INEE, INP, INC, INSHS) sont impliqués dans IPANEMA, assurant la totale transdisciplinarité de la plate-forme.

Loïc Bertrand, directeur d'IPANEMA, a ensuite accueilli Geneviève Fioraso et Jean-Paul Huchon, accompagnés d'une délégation officielle d'élus locaux et régionaux.

En savoir plus

http://ipanema.cnrs.fr

La caléfaction

Baptiste Darbois-Texier, Guillaume Dupeux, Guillaume Lagubeau, Marie Le Merrer, Keyvan Piroird, Dan Soto, Christophe Clanet et **David Quéré** (quere@pmmh.espci.fr)
Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, UMR 7636 du CNRS, ESPCI, 75231 Paris Cedex 05
et Ladhyx, UMR 7646 du CNRS, École polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex

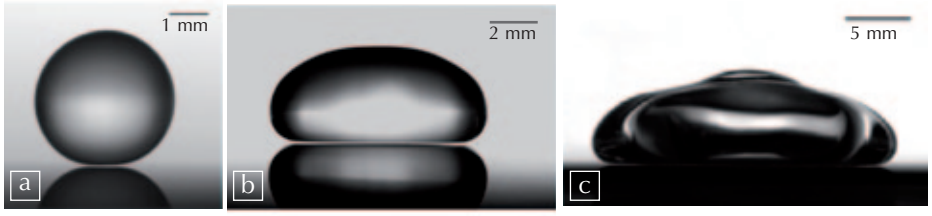
Ingénieurs et physiciens s'intéressent depuis plusieurs siècles au comportement des liquides volatils sur des plaques chaudes, et à la lévitation du liquide sur un coussin de vapeur, ou caléfaction, qui en résulte. Plusieurs phénomènes nouveaux ont été récemment décrits, en particulier si l'on texture le solide (friction spéciale, autopropulsion).

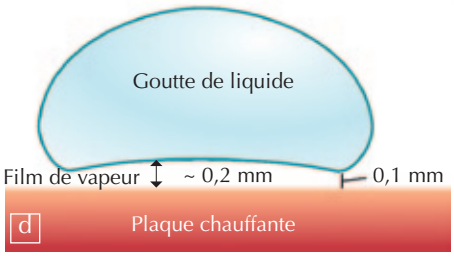
Mais ces systèmes sont aussi un moyen de produire une situation modèle, où l'on manipule ou place sous champ un liquide détaché de son support.

Découverte de la caléfaction

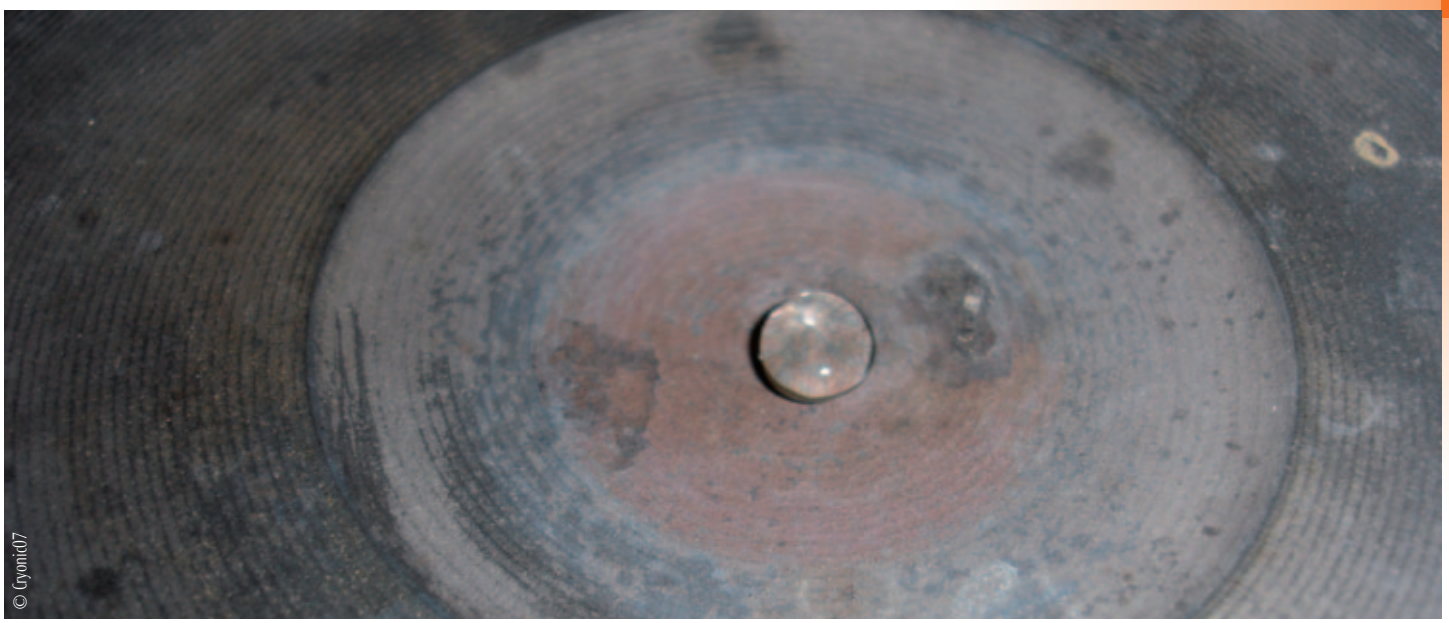
On a pu découvrir l'existence de la caléfaction dans l'enfance, dans les pages de *Michel Strogoff* (1876), quand Jules Verne aveugle son héros en exposant ses yeux à une épée chauffée à blanc. Le traitre responsable de cette torture prend alors le dessus, jusqu'au coup de théâtre final, quand nous découvrons que Strogoff a simulé sa cécité – ce qui lui permet de terrasser son ennemi, dans leur ultime combat. Comme l'explique Jules Verne, Strogoff a été sauvé par ses larmes, qui en se vaporisant à l'approche de la lame ont créé un film isolant et protecteur. À l'époque de l'écriture du roman, l'effet était connu : décrit une première fois en 1734 par Herman Boerhaave à Leiden, il avait fait ensuite l'objet du célèbre chapitre XV du *Traité sur les propriétés de l'eau commune* de Johann Gotlob Leidenfrost (1715-1794), publié en 1756 à Duisburg. Leidenfrost avait remarqué que l'eau, versée dans une cuillère polie et rougie au feu, « n'adhère pas à la cuillère » mais « y repose paisiblement, sans mouvement apparent et sans bouillir ». Mieux encore, ces gouttes « ne s'évaporent que lentement, survivant une demi-minute au moins avant de disparaître avec un léger craquement ».

Leidenfrost avait bien compris la cause de cet *état sphéroïdal*, comme on l'a parfois appelé : comme pour l'épée de Jules Verne, il n'y a pas contact entre le solide brûlant et le liquide, qui s'évapore à son voisinage et lévite ainsi sur un coussin de vapeur. L'absence de contact rend ces gouttes extrêmement mobiles (ce sont des aéroglisseurs) et empêche l'ébullition : les bulles apparaissent habituellement sur les défauts du solide, et détacher un liquide de son support l'éloigne de ces sites de nucléation. En plaçant une source de lumière derrière les gouttes lévitantes,





1. Gouttes d'eau sur un support à 300°C.
(a) Une gouttelette est quasi sphérique.
(b) Une plus grosse goutte est aplatie par la pesanteur.
(c) Enfin, une flaque voit le film de vapeur qui la porte s'élever au centre et former un dôme (qui un instant plus tard éclatera). (Photos Raphaële Thévenin et Dan Soto.)
(d) Schéma correspondant à la figure (b), montrant le film de vapeur sous-jacent.



Effet Leidenfrost : goutte d'eau en caléfaction sur une plaque de cuisson.

Leidenfrost put évaluer à l'œil nu l'épaisseur du film, 100 micromètres environ. On a compris depuis que cette épaisseur résulte d'un compromis entre deux actions antagonistes : en s'évaporant, le liquide nourrit le film de vapeur et le fait s'épaissir ; dans le même temps, il appuie sur ce film, qui s'échappe par les côtés et s'amincit : l'égalité de ces flux contraires définit l'épaisseur du film sous-jacent.

On peut s'interroger sur la stabilité d'une telle situation : mille fois plus légère que le liquide qu'elle supporte, la vapeur tend à s'élever. Elle pourrait engendrer une colonne de bulles ascendantes, mais la tension de surface du liquide s'oppose en général aux déformations de l'interface que des bulles produiraient : quand une goutte est petite, le film de vapeur est stable. Toutefois, si c'est une grande flaque de Leidenfrost que l'on considère, on voit bien monter au centre de la flaque une cheminée de vapeur qui crève son sommet : à grande échelle, la gravité (incarnée ici par Archimède) domine les forces de surface.

Ainsi, les formes de goutte et de film sous-jacent sont une affaire d'échelle : pour un rayon r plus petit que la longueur capillaire[1] a pour laquelle forces de surface et poids sont comparables (a = 2,5 mm pour l'eau à son point d'ébullition), une goutte est quasi sphérique et repose sur une interface liquide/vapeur plane (fig. 1a) ; autour de la longueur capillaire ($r \sim a$), la gravité écrase le liquide (fig. 1b), et le film sous-jacent se bombe légèrement (fig. 1d) ; à plus grande échelle, une flaque se troue sous l'effet de la montée de vapeur : le film est instable (fig. 1c).

Deux autres situations de caléfaction méritent d'être citées.

1) Si un solide très chaud est placé dans un bain de liquide volatil, un film de vapeur le couvre et l'isole du liquide environnant. Cet effet, parfois qualifié d'*effet Leidenfrost inverse*, a été décrit pour la première fois par Faraday en 1828. On le voit sur la figure 2a : une sphère centimétrique d'acier est portée à 200°C dans un liquide fluoré (dont le point d'ébullition est à 56°C) et maintenue magnétiquement ; un film de vapeur la recouvre et son écoulement (vers le pôle Nord de la sphère) produit des rides et le détachement périodique de bulles. Au bout d'un moment, la sphère se refroidit assez pour que l'ébullition se produise. Comme pour une goutte, mais pour des raisons bien différentes, une sphère ainsi couverte de vapeur sera ultra-mobile : elle tombe dans son bain à des vitesses deux à trois fois supérieures à ce que l'on observerait à 20°C, en l'absence de film, comme l'a montré Thoroddsen en 2011.
2) Sur un solide chaud, on peut faire léviter des solides, plutôt que des liquides : il suffit pour cela de travailler avec des corps qui se subliment à pression atmosphérique, comme le fait la carboglace. Sa température de sublimation est de – 80°C, si bien qu'un morceau de carboglace lévite sur un coussin de sa propre vapeur, si le support est assez chaud (figure 2b). Ces palets sont donc ultra-mobiles, et leur géométrie à la fois très simple (la surface sous-jacente reste plane quelle que soit l'échelle du palet) et façonnable (on peut les sculpter) rend ce système particulièrement attrayant pour conduire des études sur les phénomènes de caléfaction.

›››

2. Autres situations de caléfaction. a) Bille d'acier (diamètre de 15 mm) maintenue magnétiquement dans un bain de FC-72, un liquide fluoré dont le point d'ébullition est de 56°C. Quand la sphère est à une température supérieure à 130°C (200°C, ici), elle se couvre d'un film continu de vapeur qui remonte vers le pôle Nord de la bille, et y produit régulièrement des bulles. (Photo Ivan Vakarelski et Siggi Thoroddsen.) b) Un morceau de carboglace, qui se sublime à pression atmosphérique, peut également léviter, si son support est assez chaud (300°C ici). (Photo Raphaële Thévenin et Dan Soto.)

Caléfaction sur des textures

L'absence de friction des liquides caléfiés est la propriété la plus immédiatement frappante de ces systèmes. Qui n'a jamais vu des gouttes d'azote liquide roulant sur le sol jusqu'à atteindre le côté opposé de la pièce où on les a lancées ? On devine deux sources de résistance au mouvement rapide de ces gouttes. Il existe d'abord une force liée au frottement dans le coussin de vapeur, mais la faible viscosité de la vapeur et son épaisseur significative rendent en général négligeable cette friction visqueuse. En second lieu, le liquide déplace l'air environnant, comme le fait une goutte de pluie en chute libre, d'où il résulte une force de résistance inertielle. Cette force, proportionnelle à la densité de l'air, au carré de la vitesse et à la surface de la sphère, sera banalement de l'ordre du micronewton, cent fois plus faible que le poids de la goutte !

Une friction aussi ténue suggère deux axes de recherche : on doit se demander comment ralentir et même arrêter ces gouttes ultra-mobiles ; mais on peut aussi chercher à exploiter cette mobilité en imaginant des systèmes où une faible force propulsive permet de piloter le liquide à une vitesse appréciable. Il s'avère que placer des textures à la surface du substrat permet de réaliser ces deux propriétés. La figure 3a montre ainsi une surface crénelée à une échelle (en profondeur) nettement inférieure à l'épaisseur de la goutte, ici d'un facteur 5.

Freinage des gouttes

Comme on le voit sur la figure 3b, des gouttes lancées sur cette surface s'arrêtent au bout de quelques centimètres à peine, au lieu de quelques mètres sur une surface plane : les créneaux ont permis de multiplier par 100 le frottement du liquide !

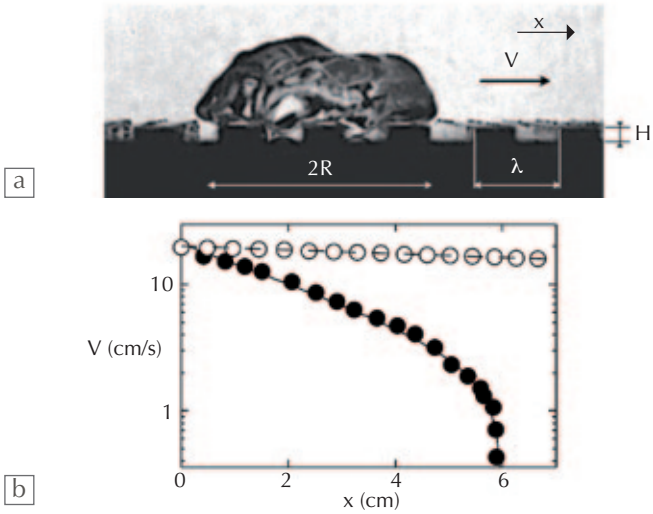
Cette friction spéciale est bien différente de celle qui s'oppose au mouvement des gouttes sur un morceau de plastique ou une vitre. Comme on le voit sur la figure 3a, le liquide se déforme dans les creux de la texture, si bien que des bourrelets frappent (sans pour autant établir de contact) les côtés des créneaux. Or, ces chocs sont d'autant plus mous que la vitesse du liquide est grande. On a ainsi montré dans des expériences d'impact en caléfaction que si le solide chaud renvoie le liquide qui le frappe, le choc est d'autant moins élastique que l'énergie cinétique est grande par rapport à l'énergie de surface du système : le liquide se déforme à l'impact, ce qui lui permet de se comporter comme un ressort ; mais une partie de l'énergie élastique stockée en surface se transforme en énergie vibrationnelle, perdue pour le mouvement d'ensemble du liquide. Pour les créneaux, il doit en être de même, et l'on comprend ainsi que la perte d'énergie (et donc la friction) soit pilotée par la masse volumique ρ du liquide, et non par celle de l'air – expliquant le fort ralentissement sur les créneaux observé sur la figure 3b.

Un bref raisonnement en loi d'échelle permet de préciser comment la forme des créneaux pilote le freinage des gouttes. La masse d'un bourrelet s'écrit $\rho H\lambda R$, en suivant les notations de la figure 3a ; supposer un choc mou sur le côté du créneau revient à supposer une décélération d'ordre V^2/λ de cette masse, et donc une friction totale (intégrée sur les R/λ bourrelets présents sous la goutte) d'ordre $\rho V^2 HR^2/\lambda$, qui a bien la propriété de s'annuler quand les créneaux s'évanouissent ($H \to 0$ ou $\lambda \to \infty$). Si l'on équilibre cette force par l'inertie du liquide, d'ordre $\rho R^3 \mathrm{d}V^2/\mathrm{d}x$, on attend bien le comportement exponentiel observé sur la figure 3b, avec une longueur caractéristique de décélération HR/λ, fonction du dessin des créneaux et de la taille de la goutte.

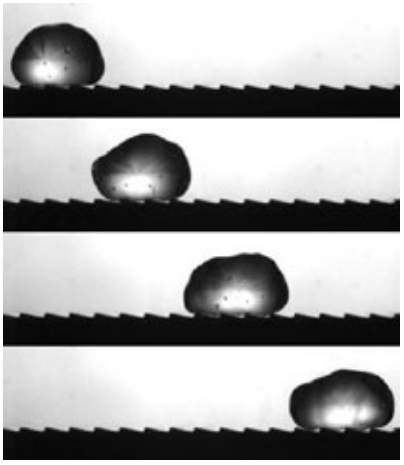
Autopropulsion des gouttes

Cependant, des textures peuvent induire des propriétés plus remarquables encore. En 2006, Heiner Linke a ainsi montré qu'un liquide posé en caléfaction sur un support couvert de dents asymétriques est autopropulsé dans la direction de la pente descendante des dents (fig. 4). Au bout de quelques centimètres de course, il atteint une vitesse terminale de l'ordre de 10 cm/s, réalisant ainsi un système original de refroidisseur où du liquide emmène (un peu de) la chaleur de son support sans l'emploi d'une pompe ou de tout autre dispositif mécanique.

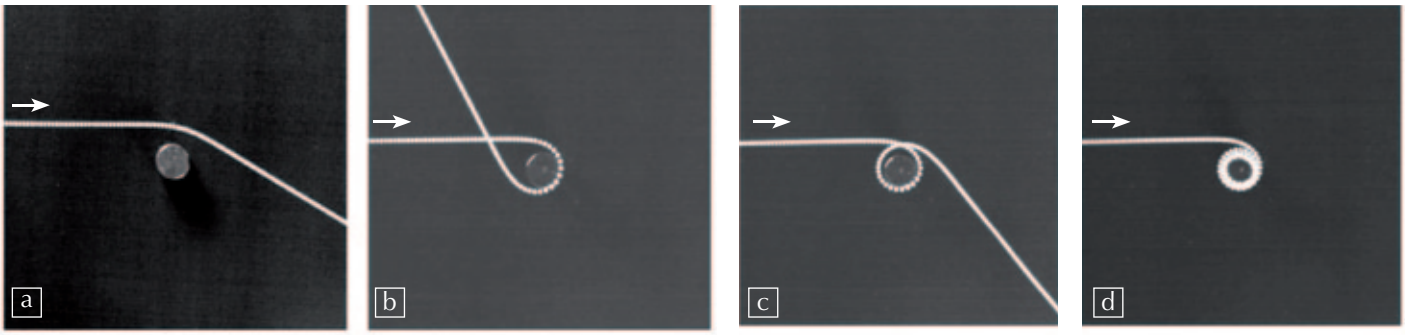
Les mesures faites (en attrapant les gouttes avec un fil et en observant, tel le pêcheur à la ligne, la déflection du fil due à la force

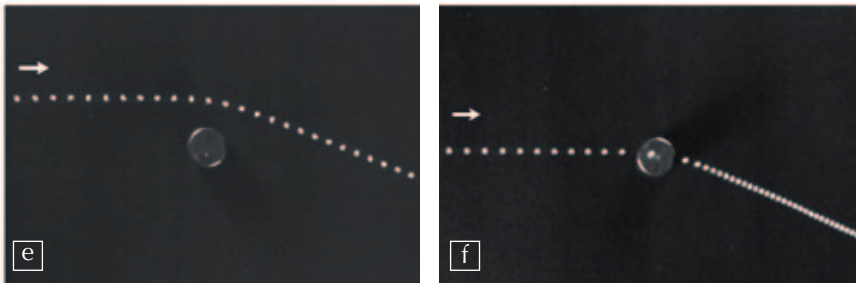


3. Goutte caléfiée d'éthanol avançant sur une surface crénelée chauffée à 450°C (H = 480 µm - λ = 3 mm - $2R$ = 8 mm). À cause des déformations de la goutte, sa vitesse V décroît exponentiellement avec la distance parcourue x (points noirs), jusqu'à s'arrêter brutalement (chute de la vitesse autour de x = 6 cm). Une goutte sur une surface plane (points blancs) parcourt, quant à elle, plusieurs mètres avant de ralentir de manière significative.



4. Expérience de Linke : une goutte (de rayon R = 2 mm) est placée sur un "ratchet" (solide à la surface en toit d'usine), dont les dents ont une profondeur H = 0,2 mm et une longueur λ = 1,5 mm. Si le solide est assez chaud pour induire de la caléfaction, le liquide est autopropulsé dans la direction où il rencontre la partie abrupte des dents. L'intervalle entre les photos est de 40 ms. (Photos Marie Le Merrer.)





5. Vues aériennes de gouttes millimétriques d'oxygène liquide (en blanc) passant sur un plateau de verre horizontal (dans le plan de la figure), sous lequel on a disposé un aimant de diamètre d = 1 cm (en gris, au centre de chaque photo). Selon la distance entre la goutte et l'aimant, la déviation est plus ou moins appuyée et peut aller jusqu'à la capture (mise en orbite de la photo d). La très faible friction d'une goutte en caléfaction rend négligeable la variation de vitesse sur un trajet décimétrique, sauf quand la goutte passe au-dessus de l'aimant (photo f), où ces chronophotographies permettent de mettre en évidence un fort ralentissement.

exercée par la prise) indiquent des forces de l'ordre de 10 µN, soit quelques pourcents seulement du poids du liquide. On voit des ondes se propager le long du liquide, on observe des petites oscillations de la goutte, on remarque des bourrelets sous le liquide, sans parler des légères différences de température (et donc de tension de surface) entre le haut et le bas de la goutte – chacun de ces faits pouvant potentiellement conduire à un scénario de propulsion. De ce point de vue, une avancée significative fut de réaliser qu'un solide de Leidenfrost (tel que le montre la figure 2b) avance aussi sur une surface chaude avec des rugosités en forme de toit d'usine, et dans la même direction qu'une goutte : la propulsion a lieu sans que l'objet soit déformable.

On est ainsi amené à comprendre que le point essentiel est la production de vapeur sous la goutte, une vapeur évacuée par la pression qu'exerce le liquide sur le film qui le supporte. Si cet écoulement est isotrope sur un solide plan (cas de la figure 1), il peut ne plus l'être sur le solide aux textures asymétriques de la figure 4. En disposant des microbilles de silice sur les textures, et en approchant un disque de carboglace, on confirme qu'il y a bien rectification de l'écoulement de vapeur : cette dernière est évacuée dans la direction des pentes descendantes des dents (celle-là même choisie par le liquide), puis tourne à 90° en heurtant la marche, ce qui lui permet de s'évacuer le long de ces gouttières naturelles, perpendiculairement à la direction du liquide. Ce dernier est donc tiré par la force visqueuse qu'induit l'écoulement descendant de la vapeur ; cette force est certes faible (la viscosité de la vapeur est trente fois inférieure à celle de l'eau et la vitesse de la vapeur, révélée par le mouvement des marqueurs, est de l'ordre de 10 cm/s), mais suffisante sur ces systèmes lévitant pour entraîner à des vitesses significatives le liquide (ou le solide) au-dessus. On comprend ainsi que la locomotion est activée dès que l'on canalise la vapeur dans une direction donnée – ce que fait la vapeur sur les dents à cause de leur asymétrie, mais que n'importe quel dispositif forçant un écoulement anisotrope doit réaliser. On peut aussi imaginer des dessins de textures permettant la rotation du liquide plutôt que sa translation, et c'est dans ces différentes voies que nous travaillons actuellement.

Caléfaction sous champ

Comme on l'a vu, la présence de textures sur un solide permet le contrôle des gouttes caléfiées, puisque l'on peut induire aussi bien des ralentissements et des arrêts que des mouvements directionnels. Il est intéressant de se demander si, au-delà de cette première famille de possibilités, d'autres formes de contrôle peuvent être induites par l'application d'un champ, électrique ou magnétique, par exemple. Nous développons ici ce second cas, en discutant ce qui se passe avec l'oxygène liquide, en caléfaction à 25°C et paramagnétique.

Une première expérience est simple : on lance à une vitesse contrôlée de l'oxygène liquide sur un plateau de verre sous lequel on a disposé un aimant. En jouant sur la force de l'aimant et sur sa distance au verre, on module la profondeur du piège magnétique ainsi constitué, et une goutte d'oxygène placée là y est piégée. Mais l'oxygène en mouvement a de l'inertie, et il pourra, si son énergie cinétique se compare à l'énergie magnétique du piège, voir sa trajectoire modifiée par l'aimant, comme en témoigne la figure 5.

Pour reprendre le titre de Queneau, on dispose ainsi d'une véritable *petite cosmogonie portative* : la trajectoire du liquide est plus ou moins perturbée selon sa distance à l'aimant, avec toutes sortes d'angles de déviation – aux vitesses de la figure 5, cet angle peut même quasi diverger pour une « périhélie » de l'ordre de la taille de l'aimant : on peut ainsi piéger le liquide, qui se met à orbiter autour de son attracteur (fig. 5d). Cette façon qu'a le liquide d'interagir avec le puits de potentiel évoque ce qui se passe quand une balle de basket ou de golf tourne autour du pot (pour ainsi dire) avant d'y tomber, ou au contraire de s'en extraire. On peut enfin accélérer le liquide en le faisant passer près d'un aimant en mouvement, une idée inspirée de l'effet de fronde gravitationnelle utilisée par la sonde Voyager pour gagner de l'impulsion au voisinage des planètes qu'elle croise.

Ces systèmes sont aussi utiles pour modéliser ce qui se passe lorsque le liquide passe au-dessus de l'aimant plutôt qu'au large de ce dernier. Si l'on observe aussi une déviation (sauf quand l'oxygène passe strictement au centre du piège), elle

›››

>>>

s'accompagne d'une nette décélération du liquide (fig. 5f). Ce dernier, en tombant dans le puits d'énergie, se déforme, s'aplatit et relaxe ensuite, ayant converti une part de son énergie en vibrations qui peu à peu s'atténuent. Cette question est très générale : comme on l'a dit plus haut, l'impact d'un liquide non-mouillant (comme il l'est en caléfaction) sur son support est d'autant plus mou qu'il est violent : plus le liquide s'écrase, et plus son énergie est transférée en vibrations, aux dépens de l'élasticité du choc. Une goutte caléfiée sous champ semble donc un système modèle pour comprendre cette question, et plus généralement pour décrire le comportement d'un liquide séparé de son support en présence d'une action externe. Par exemple, en faisant tourner l'aimant sur lui-même, on va mettre en rotation le liquide et pouvoir étudier les modes de déformation qui en résultent, un problème étudié théoriquement par Rayleigh, Poincaré et Chandrasekhar, mais pour lequel il existe aujourd'hui très peu de données.

Futur de la caléfaction

Deux cent cinquante ans après sa découverte, la caléfaction pose encore des problèmes nouveaux, comme nous avons tenté de le montrer dans cet article. La recherche sur ces sujets devrait se développer dans trois directions principales.

(1) La simple description du phénomène demande à être approfondie, notamment la forme de la poche de vapeur sous-jacente et son instabilité quand elle devient grande. Il convient en particulier de comprendre comment l'écoulement de vapeur modifie les seuils d'instabilités, comme l'a suggéré Snoeijer en 2009. Les mouvements internes dans une goutte caléfiée ont été très peu décrits, et leur relation avec la différence de température existant entre les deux pôles de la goutte reste à établir. La façon dont se construit le film au moment du contact, comme les derniers instants d'une goutte caléfiée, sont deux autres sujets qui méritent d'être étudiés.

(2) La caléfaction des liquides complexes est un autre sujet d'avenir. On cherche souvent à refroidir des plaques chaudes (dans un laminoir, par exemple) avec de l'eau, et la caléfaction, qui fait rebondir les gouttes sur le métal, est préjudiciable. Des liquides complexes pourraient avoir des comportements différents, que l'on pense à des solutions de polymères, de tensioactifs, ou à des émulsions.

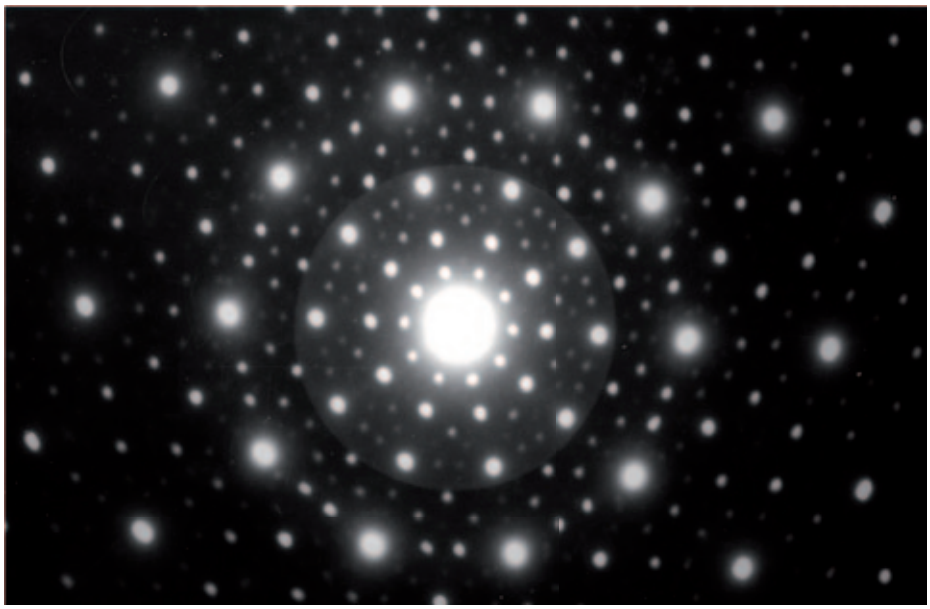
(3) Induire une lévitation par la température est restrictif : un liquide non volatil ne lévitera pas, et on ne pourra pas toujours chauffer le support. Il est donc intéressant de se demander si l'on peut caléfier « à froid » un liquide. Une voie est la dynamique : en faisant osciller un bain d'huile, Yves Couder a montré qu'on peut faire léviter des gouttes d'huile à la surface de ce bain. Il est envisageable d'étendre ce principe à d'autres systèmes : ainsi, un solide se déplaçant rapidement entraîne avec lui un film d'air sur lequel un liquide (quelconque) pourra « surfer ». Ces situations de « caléfaction » dynamique sont à nos yeux un domaine particulièrement prometteur. Et l'on comprend la richesse de ces systèmes où la conjonction du non-mouillage, des écoulements d'air ou de vapeur, et des propriétés interfaciales engendre quantité de situations nouvelles, rénovant de façon stimulante les observations du Docteur Leidenfrost. ∎

(1) La longueur capillaire a est définie par $a=(\gamma/\rho g)^{1/2}$, où γ est la tension de surface de l'interface liquide-vapeur, ρ la masse volumique du liquide et g l'accélération de la pesanteur.

Bibliographie

- J.G. Leidenfrost, "On the fixation of water in diverse fire", *Int. J. Heat Mass Trans.*, **9** (1966) 1153-1166. (Traduction de l'article original de 1756 par Carolyn Wares, Univ. of Oklahoma.)
- B.S. Gottfried *et al.*, "The Leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate", *Int. J. Heat Mass Trans.*, **9** (1966) 1167-1172.
- Y. Couder *et al.*, « Les gouttes marcheuses », *Reflets de la physique*, **5** (2007) 20-24.
- H. Linke *et al.*, "Self-propelled Leidenfrost droplets", *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006) 154502.
- J. H. Snoeijer *et al.*, "Maximum size of drops levitated by an air cushion", *Phys. Rev. E*, **79** (2009) 036307.
- G. Lagubeau *et al.*, "Leidenfrost on a ratchet", *Nature Physics*, **7** (2011) 395.
- G. Dupeux *et al.*, "Trapping Leidenfrost drops with crenelations", *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011) 114503.
- M. Le Merrer *et al.*, "Wave drag on floating bodies", *PNAS*, **108** (2011) 15064.
- G. Dupeux *et al.*, "Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet", *EPL*, **96** (2011) 58001.
- I.U. Vakarelski *et al.*, "Drag Reduction by Leidenfrost Vapor Layers", *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011) 214501.
- K. Piroird *et al.*, "Magnetic control of Leidenfrost drops", *Phys. Rev. E*, **85** (2012) 056311.

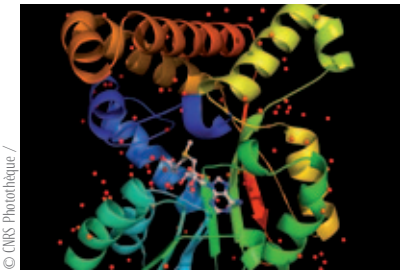
2014 : Année Internationale de la **Cristallographie**



1 - Diagramme de diffraction électronique d'un précipité de phase quasi cristalline, au sein d'un alliage Al_6Mn rapidement solidifié. (Courtoisie : Richard Portier).

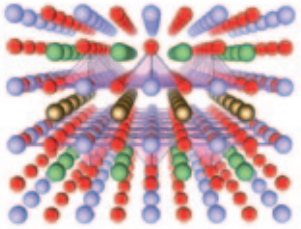
© CNRS Photothèque / Didier Cot

2 - Croissance de cristaux de zéolithe sur la surface d'une céramique en alumine.



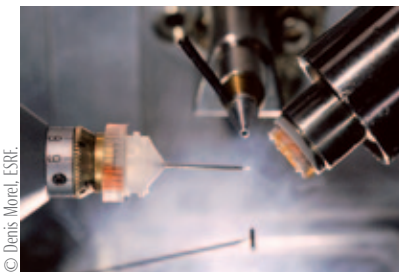
© CNRS Photothèque /

3 - Structure tridimensionnelle d'une enzyme (IPSB, Toulouse).



© CNRS Photothèque / Julien Bobroff

4 - Structure cristallographique d'un cuprate supraconducteur $YBa_2Cu_3O_7$.



© Denis Morel, ESRF.

5 - Cristal de protéine, prêt à être analysé par diffraction de rayons X à l'ESRF.

Les Nations Unies ont décidé en assemblée générale, le 3 juillet 2012, de proclamer 2014 Année Internationale de la Cristallographie ! Avec 23 prix Nobel décernés dans le domaine, c'est « l'instrument le plus puissant d'étude de la structure de la matière ». Cette science est omniprésente dans la vie quotidienne, dans la production pharmaceutique moderne, la nanotechnologie et la biotechnologie. Elle est aussi à la base de l'élaboration de tous les nouveaux matériaux, allant du dentifrice aux éléments d'avion.

L'Année Internationale de la Cristallographie commémore le centenaire de la naissance de la cristallographie aux rayons X, grâce aux travaux de Max von Laue, William Henry Bragg et William Lawrence Bragg. Elle célèbre également le 50e anniversaire du prix Nobel décerné à Dorothy Hodgkin pour ses travaux sur la vitamine B12 et la pénicilline.

L'Année Internationale de la Cristallographie est organisée conjointement par l'UNESCO et l'Union internationale de la cristallographie (UICr). Elle sera inaugurée lors d'une cérémonie officielle, qui aura lieu au siège de l'UNESCO, les lundi 20 et mardi 21 janvier 2014.

À cette occasion, le comité de pilotage de l'Année Internationale de la Cristallographie en France propose :

- Une conférence satellite, intitulée « Cristallographie, une clé de la connaissance », qui se déroulera le mercredi 22 janvier 2014 au siège de l'UNESCO : 7, place de Fontenoy, 75007 Paris. Cette conférence s'adresse aux scientifiques de toutes disciplines et aux étudiants de niveau master 2 ou thèse, et sera retransmise en direct dans les universités partenaires de toute la France. Inscriptions : Satellite cristallographie-IYCr2014-inscription en ligne .

- Un « Festival de la cristallographie » tout public, les vendredi 17 et samedi 18 janvier 2014, au Couvent des Cordeliers : 15, rue de l'École-de-Mèdecine, 75006 Paris. Au programme : les foulées du parfait minéralogiste, art et cristallographie, exposition sur la cristallographie au quotidien.

Site de l'Année Internationale de la Cristallographie :

www.iycr2014.org

Consulter le site : www.aicr2014.fr , pour connaître les événements qui auront lieu en France tout au long de l'année, pour accéder à de nombreux documents mis à disposition et pour trouver la liste des correspondants par région.
Contact : contact@aicr2014.fr

Faute d'entrer par la bonne porte : **les jeunes et longues années de la supraconductivité (1911-1940)**

Georges Waysand[1] (waysand@orange.fr), **Christian Joas**[2] et **Jean Matricon**[3]
(1) Laboratoire Souterrain Bas Bruit, UMS 2202 UNSA/CNRS/OCA, La Grande Combe, 84400 Rustrel
(2) Fritz-Haber Institut des MPG et Max-Planck Institut für Wissenschaftgeschichte, Boltzmannstr. 22, 14195 Berlin, Allemagne
(3) Université Denis Diderot Paris 7

Voici un siècle, la découverte de la supraconductivité fut le fruit d'une politique déterminée des Pays-Bas de soutien à la recherche et l'enseignement pour maintenir leur rang, et de l'obstination d'un élève de Van der Waals, Heike Kamerlingh Onnes, qui comprit que pour aller plus bas vers le zéro absolu de température, il fallait désormais mettre en œuvre des moyens industriels.

Bientôt, avec la nouvelle mécanique quantique, la supraconductivité suscita l'intérêt de la jeune génération de théoriciens. En 1933, Meissner et Ochsenfeld mettaient en évidence l'expulsion complète du champ magnétique du volume d'un supraconducteur. Pour les frères London, cette expulsion était un diamagnétisme parfait : le concept d'état macroscopique quantique venait d'être inventé.

Le 8 avril 1911, au Laboratoire des Basses Températures de Leiden, depuis trois ans le seul endroit au monde à liquéfier de l'hélium, Gilles Holst observe une disparition brutale de la résistivité d'un capillaire de mercure à 4,19 K en présence de Kamerlingh Onnes. À la différence de celle de la liquéfaction de l'hélium trois ans plus tôt, cette naissance ne fut pas célébrée en fanfare. Pendant de nombreuses années, ce résultat surprenant resta interprété comme le cas limite de la conductivité métallique ordinaire au voisinage du zéro absolu. En témoigne la participation de Kamerlingh Onnes à l'événement image d'Épinal de la physique moderne que fut la première conférence Solvay en 1911, pour faire le point sur « la théorie cinétique de la matière et la théorie quantique du rayonnement ».

Un centenaire peut en cacher un autre

Le 2 novembre 1911, après un exposé de Walther Nernst sur les chaleurs spécifiques à basses températures, Kamerlingh Onnes présenta ses résultats « Sur les résistances électriques », qui montraient tous des résistivités décroissantes aux basses températures, contrairement à certaines attentes initiales fondées sur la notion de gel des électrons. Parmi les métaux, le choix du mercure, facile à obtenir très pur, s'était imposé. Mais pour mesurer sa résistivité, le montage n'avait rien de trivial : il avait fallu nécessairement travailler sur des capillaires pour avoir des résistances encore décelables à basse température et, de plus, assurer des prises de contact qui n'engendrent pas d'effet thermoélectrique trop important. Kamerlingh Onnes qualifia la variation observée en dessous de 4,2 K de « diminution très rapide et presque une discontinuité ». Son exposé ne suscita qu'une seule question. Pensant à une transition de phase engendrant une contraction qui augmenterait la densité d'électrons libres, Paul Langevin demanda « si la variation très rapide qui se produit au voisinage de 4° absolus [...] ne correspond pas à un changement d'état s'accompagnant par exemple d'une variation brusque de volume ». Kamerlingh Onnes répondit par un véritable programme pluriannuel d'expériences, avant de conclure : « En tout cas, le nouvel état du mercure se distingue de celui au-dessus de 4°,2 K par une conductibilité tout à fait extraordinaire. » On a connu des naissances plus triomphales. Pour tous les présents, c'était la conductivité parfaite au voisinage du zéro absolu qui était à comprendre. Ainsi, la première manifestation connue de la supraconductivité allait être prise pendant un quart de siècle pour sa propriété caractéristique.

Décembre 1912 apporta une autre surprise : la découverte de la supraconductivité de l'étain et, dans la foulée, celle du plomb. Kamerlingh Onnes, entrepreneur dans l'âme, y vit d'emblée la possibilité de réaliser des aimants sans fer... espoir vite déçu. La faible valeur de la densité de courant critique ramenait les bobines de fil de plomb à l'état résistif, ce qui fut interprété à tort comme un effet analogue au chauffage du conducteur. Ce n'est qu'en 1916 que Francis Briggs Silsbee émit l'hypothèse que le courant critique crée à la surface du conducteur le champ magnétique critique. Après son prix Nobel de 1913 « pour la préparation de l'hélium liquide », et non pour la supraconductivité, Kamerlingh Onnes vit couronnées de succès les premières expériences de courant permanent lancé par induction dans une bobine d'un millier de tours de fil de plomb.

1. Le laboratoire de physique, chimie, anatomie et physiologie de Leiden, vers 1880. 2. Le dispositif de l'expérience du 8 avril 1911.
(Courtoisie : Peter Kes, Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University.)

Une autre expérience de Kamerlingh Onnes avant le début de la Première Guerre mondiale eut une importance capitale pour la première vague de tentatives théoriques d'expliquer la supraconductivité : l'absence d'effet Hall dans l'état supraconducteur conforta l'idée qu'on avait affaire à des trajectoires électroniques spécifiques, véritables canaux sans collisions.

Premières tentatives théoriques

Frederick Lindemann, élève de Nernst, rentré en Angleterre dès le début des hostilités, fut écarté de l'effort de guerre. Il continua donc ses recherches et avança en 1915 qu'aux basses températures, un métal était composé de deux réseaux cristallins de paramètres identiques et emboîtés l'un dans l'autre, l'un pour les ions, l'autre pour les électrons, ce dernier pouvant coulisser à travers le cristal d'ions sans dissiper aucune énergie. Le modèle d'atome proposé par Niels Bohr en 1913 fournissait la possibilité de concrétiser l'idée du cristal d'électrons. Son utilisation pour la conduction métallique fut faite indépendamment par Carl Benedicks (en Suède), Percy Bridgman (aux États-Unis) en 1916-1917 et Fritz Haber (en Allemagne) en 1919. Pour ce dernier, « le point de vue qui vient naturellement à l'esprit est de concevoir la supraconductivité comme un état dans lequel les électrons de valence d'un métal se déplacent sur des orbites tangentes en des points d'égale vitesse ». C'était reprendre une idée de Johannes Stark pour concilier bonne conductivité électrique et faible contribution des électrons à la chaleur spécifique aux basses températures. La conductivité électrique parfaite était possible au zéro absolu.

Pendant le conflit, Einstein, en dépit de ses souhaits, n'avait pu quitter l'atmosphère nationaliste de Berlin pour séjourner à Leiden à l'invitation de son ami Ehrenfest. Les obstacles à cette visite ne furent levés qu'en 1919. Einstein devint professeur invité de 1920 à 1923, ce qui impliquait des séjours de plusieurs semaines. Il put ainsi participer aux nombreuses discussions qui se tenaient à Leiden sur la supraconductivité. En 1922, pour le 40e anniversaire de la prise de chaire de Kamerlingh Onnes, Einstein résuma l'état de la question : « Tout se passe comme si, en l'état actuel de nos connaissances, les électrons libres dans un métal n'existent pas du tout... il semble inévitable que les supercourants soient portés par des chaînes moléculaires closes sur elles-mêmes. » Ce qu'il pondérera immédiatement. « Avec notre abyssale ignorance de la mécanique quantique des systèmes composés, nous sommes très loin d'être capables de composer une théorie à partir de ces vagues idées. »

La nouvelle mécanique quantique et la deuxième vague de tentatives théoriques

Au milieu des années 20, les électrons dans les métaux étaient un banc d'essai pour la mécanique quantique. Après l'utilisation par Pauli en 1926, puis Sommerfeld en 1927, de la statistique de Fermi-Dirac pour un gaz d'électrons libres, Felix Bloch en 1928 fournit la solution au problème des électrons dans un cristal métallique que lui avait proposé d'étudier Werner Heisenberg. Le réseau ionique y est approximé par un potentiel périodique à trois dimensions ; les interactions entre électrons sont négligées. Reprenant l'hypothèse mise en œuvre par Heitler et London pour calculer la liaison entre atomes dans la molécule d'hydrogène – acte de naissance de la chimie quantique – Félix Bloch partait d'une base d'orbitales non perturbées d'atomes isolés. À peu près simultanément, Werner Heisenberg, reprenant lui aussi la méthode de Heitler-London, montrait que le ferromagnétisme est parfaitement descriptible en termes d'interactions entre *spins* électroniques parallèles. L'intégrale d'échange expliquait le champ moléculaire de Pierre Weiss, tout comme elle avait expliqué la liaison des atomes de la molécule d'hydrogène.

Ce succès va donner naissance à un nouveau paradigme. Tous ceux qui vont s'intéresser à la supraconductivité voudront désormais la traiter comme le ferromagnétisme. Entre 1929 et 1933, plus d'une douzaine de théoriciens vont s'attaquer à la supra : Bohr, Pauli, Bloch, Heisenberg, Landau, Brillouin, Frenkel... allant même parfois jusqu'à reprendre l'idée d'un cristal d'électrons. Tous ces modèles étaient fondés sur la conviction qu'une théorie de la supraconductivité devait proposer un mécanisme par lequel, en l'absence de tout champ extérieur, un métal devait être le siège d'un courant... tout comme un ferromagnétique a une aimantation permanente sans champ extérieur. Felix Bloch en privé, puis indépendamment Léon Brillouin en mai 1935 au meeting de la Royal Society évoqué plus loin, établirent que l'état d'énergie minimum était un état de courant nul. La démonstration de Brillouin est élémentaire :
« Supposons qu'un courant I circule dans un métal (qu'il soit de surface ou en volume). L'énergie du métal sera E ; nous voulons prouver que E ne peut être minimum.

›››

›››
Si pendant un court intervalle de temps dt nous appliquons une différence de potentiel P entre les deux extrémités du conducteur, l'énergie de celui-ci sera augmentée d'une quantité P. I. dt ; en changeant le signe de P on peut rendre cette quantité positive ou négative, donc nous voyons qu'il y a toujours une possibilité de réduire l'énergie E, qui ne peut donc être minimale ».

Ce premier théorème fut accompagné par Bloch, rapporteur de tous les papiers sur la supraconductivité soumis au *Zeitschrift*, d'un deuxième qui n'était qu'une boutade : « toute théorie de la supraconductivité est *a priori* une théorie fausse. »

Expériences hors contexte et expériences décisives

Deux expériences furent immédiatement reconnues comme décisives et précipitèrent l'évolution de la compréhension de la supraconductivité, malgré un contexte politico-social catastrophique. En 1932, Willem Keesom et J.N. van den Ende mettent en évidence un saut de la chaleur spécifique de l'étain lors de sa transition de l'état supraconducteur à l'état résistif en champ magnétique nul, et confirment l'absence de chaleur latente de transition. Dans la foulée, Keesom et Johannes Antonie Kok confirment ce résultat pour le thallium. Peu de temps auparavant, Wander Johannes de Haas et H. Bremer avaient trouvé une discontinuité dans la conductivité thermique à la transition en refroidissant en présence d'un champ magnétique, restée elle aussi mystérieuse. Ces résultats sont dans la continuité de l'anomalie de chaleur spécifique de l'hélium à 2,19 K que Keesom et M. Wolfke avaient déjà trouvée en 1927, et qu'ils avaient interprétée immédiatement comme l'indice d'une transition de phase qu'ils baptisent transition entre hélium I et hélium II.

Cet ensemble de résultats amène Ehrenfest à élaborer sa classification des transitions de phase en fonction de leur degré de non-analycité en 1932-1933. Arend Johan Rutgers, premier thésard d'Ehrenfest à Leyde, partant des considérations de celui-ci sur les transitions du second ordre, les applique à la transition supraconductrice et exprime le saut de chaleur spécifique de l'étain en fonction de la température critique T_c et de la dérivée du champ critique en fonction de la température à $T = T_c$. L'accord est meilleur que le pourcent. C'est la réponse à la vieille question de Langevin au congrès Solvay : l'état supraconducteur est une phase nouvelle, pas l'extrapolation à zéro de la résistivité électrique.

On va donc pouvoir distinguer entre des électrons qui participent à la conductivité métallique ordinaire et ceux qui sont responsables de la supraconduction. Cornelis Jacobus Gorter, récent thésard de de Haas reprend ce résultat et, pour les cas où l'induction est nulle, montre que l'équation de Rutgers est identique à l'application de la seconde loi de la thermodynamique, bien que la disparition des courants persistants par dissipation semble, à première vue, incompatible avec l'hypothèse d'une transition réversible. La notion de flux gelé devenait douteuse.

Une vieille expérience de Kamerlingh Onnes et Tuyn, considérée comme l'expérience modèle du flux gelé présentée par Keesom à la conférence Solvay de 1924, est remise en cause. De Haas et Josina Jonker (sur le point d'épouser Hendrik B.G. Casimir) à Leyden, Walther Meissner à Berlin, reprennent, chacun de leur côté, une série d'expériences pour mieux comprendre l'hystérésis des transitions en champ magnétique. Max von Laue avait fait remarquer que, dans les expériences de de Haas et J. Voogd, il semblait que les résultats sur des fils monocristallins d'étain étaient affectés par les coefficients démagnétisants. L'équipe de de Haas s'engage donc dans de délicates mesures locales de champ magnétique à l'intérieur d'un barreau quand, de Berlin, arrive un résultat inattendu. Meissner et Ochsenfeld viennent de publier un résultat ainsi décrit peu de temps après par Gorter et Casimir : « Lorsqu'un corps devient supraconducteur en présence d'un champ magnétique, la déformation de la distribution des lignes de champ magnétique à l'extérieur du supraconducteur peut être décrite en supposant que le supraconducteur a une susceptibilité $-1/4\pi d$ (où d est la densité)... » Si l'induction magnétique **B** est nulle à l'intérieur d'un supraconducteur, c'est l'exact contraire du flux gelé !

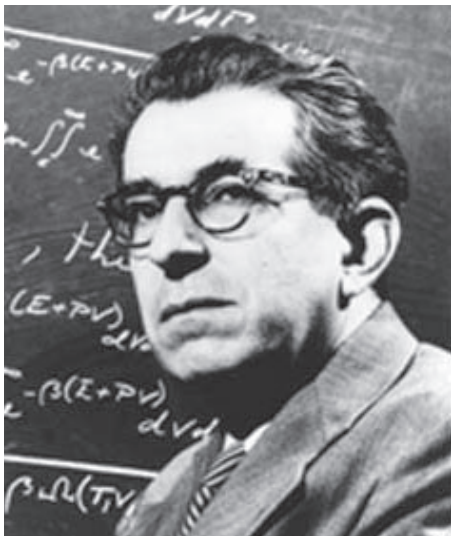
La bonne porte d'entrée

Si la formule de Rutgers appliquée au saut de chaleur spécifique à la transition fût acceptée d'emblée, il n'en alla pas de même, ni pour l'expérience de Meissner-Ochsenfeld ni pour son interprétation. Même aujourd'hui, l'expérience n'est pas si facilement reproductible ; de plus, dans le cas d'un tube de plomb creux, Meissner et Ochsenfeld avaient observé que le champ n'était pas diminué à l'intérieur du tube, les deux résultats paraissaient contradictoires. Quant à l'interprétation, Meissner et Ochsenfeld eux-mêmes, suivant le paradigme dominant de la fin des années vingt, voyaient dans l'expérience sur les barreaux massifs d'étain une possible analogie avec le ferromagnétisme.

© AIP Emilio Segrè Visual Archives.
3. Walther Meissner (1882-1974).

Le premier à proposer une interprétation radicalement différente fut Gorter, qui envoya immédiatement une note à *Nature* suggérant que dans l'état supraconducteur B pouvait toujours valoir zéro. Hypothèse qui avait le mérite de permettre une analyse de la thermodynamique de la transition et d'avancer dans la compréhension du comportement des échantillons supraconducteurs en champ transverse. C'est ce programme que mène à bien la communication de Gorter et Casimir, connue aujourd'hui sous le nom de modèle à deux fluides. Les deux fluides, électrons supraconducteurs et électrons normaux, sont mélangés, le modèle décrit assez correctement la dépendance en température du champ critique. Mais cette proposition ne fit pas l'unanimité. À Kharkov, Shubnikov qui avait séjourné à Leiden et collaboré avec de Haas, reproduisit bientôt le résultat de Meissner sans vaincre le scepticisme de Lev Landau.

En Allemagne, les événements politiques se précipitent, les acteurs de la supraconductivité



© AIP Emilio Segrè Visual Archives, Physics Today Collection.

4. Fritz London (1900-1954).

vont eux aussi être pris dans la tourmente. Hitler reçoit les pleins pouvoirs le 24 mars 1933 ; un mois après l'incendie du Reichstag, le 31 mars, l'Académie prussienne est heureuse de se débarrasser d'Einstein ; le 7 avril, la promulgation de la loi pour la restauration des carrières dans la fonction publique (*Gesetz zur Wiederherstellung des Berufsbeamtentums*, GWB) signifie la révocation des fonctionnaires juifs ou politiquement hostiles. Pour les plus heureux, c'est l'exil et les incertitudes du lendemain.

Fritz London gagne Oxford où l'avenir était bouché puisque Schrödinger, dont il avait été l'assistant, s'y trouve déjà. Au bout de quelques mois, London part pour Paris. Son jeune frère, Heinz, est encore à Breslau pour boucler sa thèse sur l'impédance de surface des supraconducteurs, sous la direction de Franz Simon. Profitant des bourses de deux ans que l'Imperial Chemical Industries avait mises à la disposition de l'Academic Assistance Council pour aider les scientifiques réfugiés, Lindemann invite toute l'équipe de Breslau à Oxford (outre Franz Simon, Kurt Mendelssohn, Nicholas Kurti, Heinz London). Franz Simon emporta dans ses bagages deux liquéfacteurs de poche qu'il avait mis au point, en échange du mobilier de son bureau à l'université, acquis sur ses ressources personnelles. Du jour au lendemain, Oxford devint ainsi un centre de recherches cryogéniques. Un de ces liquéfacteurs sera utilisé pour la première liquéfaction d'hélium en France par Simon et Kurti, au grand électroaimant d'Eugène Cotton à Meudon-Bellevue. La compagnie Oxford Instruments créée après-guerre par Martin Wood... initialement technicien de Simon, est ainsi une héritière du groupe de Breslau.

Comme Gorter, les frères London étaient convaincus que l'expérience de Meissner-Ochsenfeld signifiait que $\mathbf{B} = 0$ était la propriété caractéristique de la supraconductivité. Les frères London proposent une description macroscopique, dans laquelle le « supracourant » est seulement déterminé par un champ magnétique. En plus de $\mathbf{B} = 0$, ils postulent que le champ électrique $\mathbf{E}$ est nul, et partent d'une seule relation : $c \times rot\Lambda\mathbf{J} = -\mathbf{B}$, où Λ est une grandeur caractéristique du supraconducteur, c est la vitesse de la lumière, $c(\Lambda)^{1/2}$ étant la profondeur sur laquelle le champ magnétique est écranté. « Ce qui caractérise le supraconducteur, ce n'est donc pas une valeur particulière de la perméabilité, mais une *équation différentielle.* » Tous calculs faits, pour un supraconducteur *simplement connexe*, $\Lambda c\mathbf{J} = -\mathbf{A}$; le « supracourant » $\mathbf{J}$ qui assure $\mathbf{B} = 0$ à l'intérieur du supraconducteur est proportionnel au potentiel vecteur $\mathbf{A}$. « … cette équation exprime la même connexion entre la densité de courant et le champ magnétique que celle qui existe dans un atome diamagnétique isolé [...]. Le supraconducteur en bloc est considéré comme un seul immense atome diamagnétique. »

L'article des deux frères décrivait la supraconductivité sans l'expliquer. Dessinant ce que devrait être selon eux une future « théorie moléculaire » de la supraconductivité, ils supposaient que les électrons devaient être couplés par une interaction à préciser : « Alors, l'état le plus bas des électrons pourrait être séparé par une distance finie de ceux qui sont excités ». Ainsi, dès 1935 c'est, semble-t-il, la première suggestion du *gap* d'énergie dans les supraconducteurs.

Après qu'il eut donné ses conférences à l'Institut Henri Poincaré en avril 1935 (republiées par Hermann en 2005), Fritz regagna Londres. La Royal Society avait pris l'initiative de réunir tous les acteurs importants de la supraconductivité – sauf les Soviétiques – le 30 mai 1935. London insista sur le fait qu'il avait résolu le dilemme de Bloch–Brillouin. Gorter et Casimir en furent convaincus, mais Meissner répéta qu'il ne voyait dans ses expériences qu'une possible analogie avec le ferromagnétisme.

Aux États-Unis, John Clark Slater et Linus Pauling, partant de l'article de Heitler-London sur la molécule d'hydrogène, l'avaient développé dans une optique pragmatique plus accessible aux chimistes, en mettant l'accent sur les paires électroniques. Heitler et London n'en étaient guère satisfaits, mais London eut en Slater un collègue qui suivit attentivement tous ses travaux et ceux de Gorter et Casimir. Slater, en 1937, publia un article suggérant que la supraconductivité pouvait être décrite par l'application de la théorie des perturbations à la fonction de Bloch pour les électrons dans un métal. Pour un métal, les états excités forment un continuum dont l'état de plus basse énergie est l'état normal (le niveau de Fermi, mais Slater n'emploie pas cette expression). Slater envisageait qu'un petit nombre de ces niveaux puissent avoir leur énergie plus basse que le niveau minimum des électrons normaux, ils constitueraient alors une phase supraconductrice qui ne serait stable qu'à basse température. À cette époque, Slater rencontrait souvent un jeune prodige qui avait quitté l'industrie pétrolière pour faire de la physique. Ensemble, ils discutaient longuement de toutes ces questions et des travaux de London ; c'était John Bardeen. Mais le conflit mondial s'annonçait ; il faudra attendre l'après-guerre pour que reprennent les travaux sur la supraconductivité. ▮

Remerciements
Les auteurs remercient l'Institut Max Planck d'Histoire des Sciences (Max-Planck-Institut für Wissenschaftsgeschichte) pour la mise à disposition de ses ressources documentaires. GW y ajoute ses remerciements pour l'hospitalité dont il a bénéficié.

En savoir plus

- J. Matricon et G. Waysand, *La guerre du froid – Une histoire de la supraconductivité,* Le Seuil (1994).
- P.F. Dahl, *Superconductivity: Its Historical Roots and Development from Mercury to the Ceramic Oxides,* American Institute of Physics (1997).
- F. London, *Une conception nouvelle de la supra-conductibilité, conférences faites à l'Institut Poincaré de Paris en 1935,* Hermann (1939). Réédition 2005, avec présentation de J. Matricon et G. Waysand.
- K. van der Beek, « Supraconducteurs : la mécanique quantique à grande échelle », *Reflets de la physique* **27** (2011-2012), pp. 6-11.

Physique, Plasmas, Matériaux et Énergie

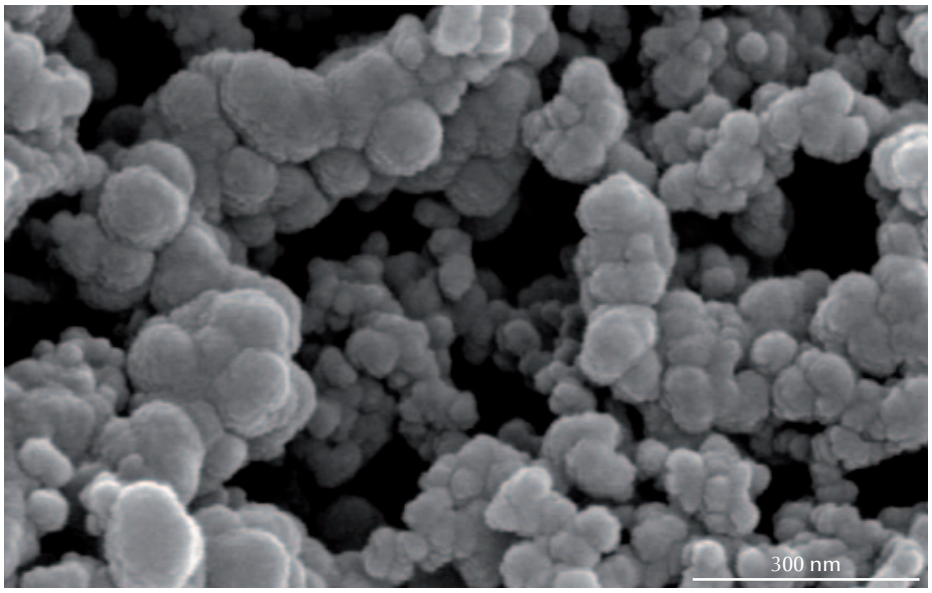
Les piles à combustible

Pascal Brault[1] (Pascal.Brault@univ-orleans.fr), **Jean-Marc Bauchire**[1], **Amaël Caillard**[1], **Anne-Lise Thomann**[1], **Mathieu Mougenot**[1,2], **Christophe Coutanceau**[3], **Steve Baranton**[3], **Pascal Andreazza**[4], **Caroline Andreazza-Vignolle**[4], **François James**[5] et **Christophe Josserand**[6]
(1) GREMI, UMR 7344, CNRS-Université d'Orléans, BP 6744, 45067 Orléans Cedex 2
(2) Agence Innovation Made in Dreux, 4 rue Caquot, 28500 Vernouillet
(3) IC2MP, UMR7285, CNRS-Université de Poitiers, 86034 Poitiers Cedex
(4) CRMD, FRE 3520, CNRS-Université d'Orléans, 45071 Orléans Cedex 2
(5) MAPMO, UMR 7349, CNRS-Université d'Orléans, BP 6759, 45067 Orléans Cedex 2
(6) IJLRA, UMR 7190, CNRS-Université Paris 6, 75252 Paris Cedex 05

La forte demande actuelle de nouvelles technologies de l'énergie conduit à des études fondamentales sur des sujets extrêmement appliqués, avec un souhait de réalisation de dispositifs performants. C'est le cas de l'élaboration des matériaux pour les piles à combustible, convertisseurs d'énergie chimique en source de courant et de chaleur, voire également de produits chimiques à haute valeur ajoutée.

Cet article décrit le couplage de diverses approches physiques pour comprendre et développer de nouvelles électrodes de piles à combustible, en vue de permettre la réalisation de véhicules à hydrogène à un coût compatible avec une production industrielle.

Remerciements
Nous remercions très vivement le CNRS, qui, au travers de l'INSIS, de l'INC, du programme Énergie et successivement des GdR PACEM, PACTE et PACS, nous a constamment soutenus.



© CNRS Photothèque / Jean DURAND.

Électrode de piles à combustible PEMFC obtenue par pulvérisation plasma (GREMI, UMR CNRS – Université d'Orléans), vue au microscope électronique à balayage.

Piles à combustible à membrane

Le principe de base est extrêmement simple : une pile à combustible est composée de deux électrodes (anode et cathode) et d'un électrolyte. Pour simplifier la discussion, nous ne décrirons ici que les piles à électrolyte polymère (appelé membrane) qui peuvent fonctionner à température ambiante, et qui sont des candidates de choix pour les applications transports et nomades (p. ex. téléphones mobiles). Les piles à combustible à membrane échangeuse de protons (dont l'acronyme anglais est PEMFC = Proton Exchange Membrane Fuel Cell) sont les représentantes les plus abouties de cette catégorie. À l'anode, un combustible contenant de l'hydrogène est dissocié catalytiquement (permettant ainsi un fonctionnement à basse température), libérant des protons qui traversent la membrane. Les électrons, également produits à l'anode, circulent dans un circuit extérieur et se recombinent à la cathode avec les protons et l'oxygène qui y est délivré, pour former de l'eau et de la chaleur, la réaction étant exothermique (voir encadré 1).

Pulvérisation plasma

Le GREMI (Groupe de recherches sur l'énergétique des milieux ionisés) a, depuis quelques années, mis au point une technique de pulvérisation plasma (voir encadré 2, p. 24), permettant de réaliser les électrodes de ces piles à combustible avec de très faibles

charges de catalyseur [1-4]. Ce dernier point est extrêmement important, car le catalyseur le plus efficace est le platine dont le coût est très élevé : 40 € le gramme (février 2012). Pour mesurer l'importance de ce point, il faut savoir que la puissance de pile nécessaire pour un véhicule automobile est d'environ 80 kW. Il faut actuellement 80 g de platine pour atteindre cette puissance, ce qui conduit à un coût de 3200 €, uniquement pour le catalyseur. Un tel coût est bien évidemment prohibitif. Pour pallier à cette limitation, plusieurs groupes se sont lancés dans la course à la réduction des quantités de platine. Nous avons ainsi obtenu, en déposant la phase catalytique par pulvérisation plasma, des taux de platine aussi faibles que 10 $\mu g_{Pt}.cm^{-2}$ et des densités de puissance de 20 $kW.g_{Pt}^{-1}$, ce qui est bien supérieur à ce qui a été obtenu jusque-là, soit 1 à 10 $kW.g_{Pt}^{-1}$.

Au-delà de l'obtention de ces performances encourageantes, le dépôt par pulvérisation plasma a permis de s'intéresser à des problèmes très fondamentaux. En effet, le support des catalyseurs est une couche poreuse de carbone conducteur, se présentant sous la forme d'un empilement non compact de sphères de carbone de tailles comprises entre 30 et 100 nm, conduisant à une porosité d'environ 60% et une taille de pores d'environ 100 nm. L'élaboration de la phase catalytique est alors directement liée au problème de transport/diffusion/agrégation/croissance en milieu poreux. Pour traiter le problème, nous avons mis en place trois approches : une étude théorique de la « diffusion » du platine dans la couche poreuse [5, 6], une étude de la répartition des agrégats dans le milieu poreux par diffusion des rayons X aux petits angles en incidence rasante (GISAXS), et une étude par microscopie électronique en transmission à haute résolution (HRTEM) [7].

Le principe du dépôt par pulvérisation plasma consiste à délivrer sur un substrat un flux d'atomes provenant d'un matériau cible (encadré 2). Ces atomes ont une fonction de distribution en énergie qui dépend de la pression du plasma et de la distance cible-substrat, ce qui détermine le nombre de collisions sur ce trajet et donc les pertes d'énergie. Pour fixer les idées, à faible pression (0,5 Pa) et faible distance (5 cm), l'énergie moyenne des atomes de platine est d'environ 7 eV, alors qu'à plus

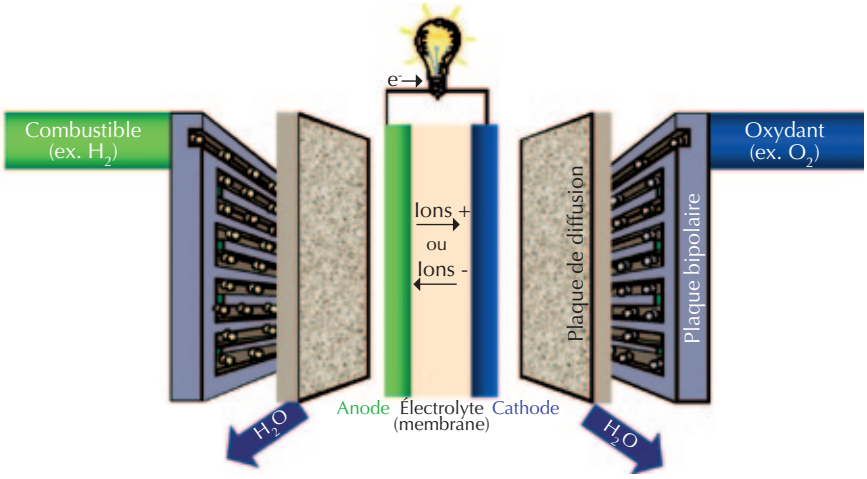
›››

Qu'est-ce qu'une pile à combustible ?

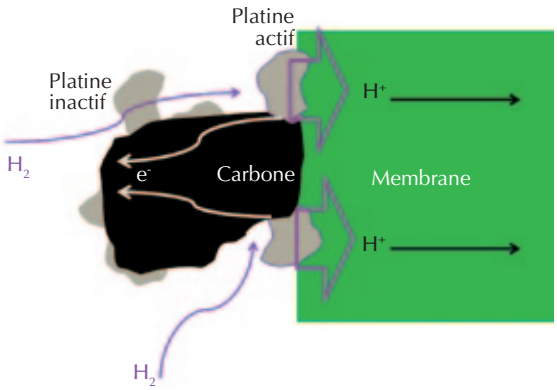
encadré 1

Une pile à combustible permet de convertir directement de l'énergie chimique (transformation de réactifs en produits de réaction) en énergie électrique. Comme cela est présenté sur la figure E1, une pile est constituée d'un cœur, formé de deux électrodes séparées par un électrolyte, et de dispositifs garantissant l'approvisionnement en combustible et en comburant, et l'évacuation des produits de réaction.

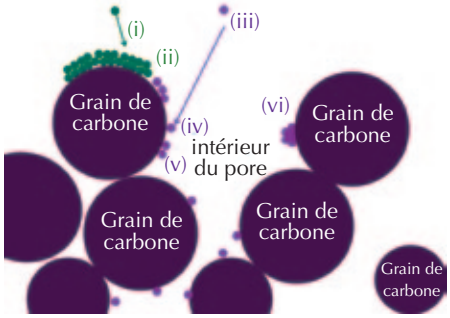
Dans une PEMFC, le combustible hydrogène est introduit côté anode, puis dissocié à l'interface anode-membrane suivant la réaction électrochimique $H_2 \rightarrow 2H^+ + 2e^-$, qui fait intervenir le catalyseur (Pt). Les ions H^+ diffusent dans l'électrolyte jusqu'à la cathode. Les électrons sont contraints de se déplacer dans l'électrode (carbone), puis dans un circuit extérieur, créant un courant continu. Les électrons, les protons et l'oxygène se retrouvent à l'interface cathode-membrane pour former de l'eau. La réaction s'accompagne d'un dégagement de chaleur, qui peut être récupéré. Le bilan global est : hydrogène + oxygène → eau + électricité + chaleur, avec une efficacité supérieure à 90%.
Les réactions électrochimiques n'ont lieu que dans les zones de triple contact entre le platine, le carbone (éléments constituant les électrodes) et la membrane (fig. E2).



E1. Schéma d'une PEMFC H_2/O_2. Les principaux éléments sont :
(a) l'électrolyte, en général fine membrane polymère solide (nafion©), qui doit conduire les protons, mais pas les électrons, et être imperméable aux gaz ;
(b) les électrodes (anode et cathode), constituées d'un métal catalyseur (Pt) déposé sur une couche poreuse de carbone conducteur ;
(c) les plaques de diffusion ;
(d) les plaques bipolaires, parcourues de microcanaux qui permettent d'assurer la distribution des gaz et l'évacuation de l'eau.



E2. Localisation des points triples à l'interface entre la couche catalytique et la membrane d'une PEMFC.

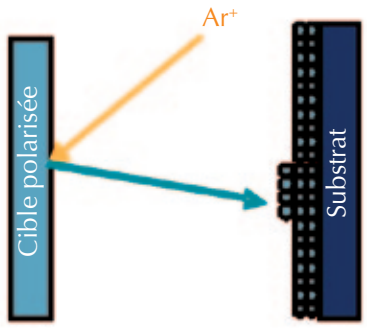


1. Illustration des processus physiques intervenant dans la séquence dépôt/transport/diffusion/croissance dans un pore issu de l'empilement de grains de carbone.
(i) Adsorption et croissance sur le haut d'une sphère ;
(ii) diffusion du haut d'une sphère vers la paroi interne d'un pore ;
(iii) transport/adsorption directement sur une paroi interne de pore ;
(iv) diffusion le long de la paroi ;
(v) nucléation d'un agrégat ;
(vi) croissance d'un agrégat supporté dans un pore. Ce schéma peut s'étendre simplement à toute configuration/géométrie de pores ouverts [2, 6].

Qu'est-ce que la pulvérisation plasma ?

encadré 2

Un plasma d'argon est créé dans une enceinte sous vide. Une cible est polarisée négativement, et les ions positifs Ar^+ situés à proximité de la cible sont attirés par la chute de potentiel. En interagissant avec la surface, ils pulvérisent les atomes de la surface à la suite d'une série de collisions. Les atomes pulvérisés sont libérés de la cible, traversent le plasma (transport plus ou moins collisionnel suivant la pression du plasma) et se déposent sur un substrat placé en vis-à-vis, comme le représente la figure E3.



E3. Schéma de principe de la pulvérisation plasma.

>>>

haute pression l'énergie cinétique peut être thermalisée, soit 0,03 eV. Ce flux d'atomes pulvérisés va donc interagir avec le substrat poreux selon de multiples possibilités, comme le schématise la figure 1.

Diffusion du catalyseur sur un substrat poreux

L'exposition d'un milieu poreux à un flux d'atomes conduit à une pénétration plus ou moins grande de ces atomes à l'intérieur du milieu, comme le montre la figure 1. Les mesures par spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford menées sur l'accélérateur Van de Graaff du CEMHTI (UPR 3079 CNRS, Orléans), ont permis de déterminer les profils de concentration de platine dans la profondeur de la couche poreuse par ajustement aux moindres carrés entre les spectres expérimentaux et les spectres simulés à partir de compositions d'essai. Comme cela était attendu, ces profils sont décroissants de la surface vers l'intérieur de la couche. Il était intéressant de vérifier s'ils obéissaient, ou non, à une équation de diffusion de la matière. La littérature est riche de la description de phénomènes de transport/diffusion. Nous nous sommes donc penchés sur ceux concernant les milieux poreux, et nous avons testé l'équation de diffusion unidimensionnelle correspondante [5, 6] :

$$\partial\rho/\partial t = \partial[K(z,t)\ \partial\rho/\partial z)]/\partial z \quad (1),$$

où $\rho(z,t)$ est la concentration en fonction de la profondeur au temps t. Le coefficient de diffusion prend la forme :
$K(z,t) = K_0\, t^{\gamma}/z^{\theta}$, où K_0 est une constante. Les paramètres θ et γ prennent en compte le fait que la morphologie du substrat poreux peut évoluer à mesure que la quantité de platine y augmente, à la fois dans l'espace et dans le temps. De plus, le flux arrivant à la surface du substrat ($z = 0$) est supposé dépendre du temps ($\propto t^{\varepsilon}$), du fait du changement de morphologie pendant le dépôt. Ceci conduit alors à un profil de concentration [5] en fonction de la profondeur :

$$\rho(z,t) \propto t^{\beta} \exp\left[-\frac{(1+\gamma)\, z^{2+\theta}}{(2+\theta)^2 K_0 t^{1+\gamma}}\right] \quad (2).$$

L'exposant β est une fonction des paramètres ε, γ et θ. θ dépend plutôt des conditions plasma, alors que ε et γ sont plutôt fonction du matériau poreux.

Dans le tableau 1 sont reportées les valeurs de ces paramètres pour différentes conditions d'élaboration. C1 et C2 représentent des dépôts sur des empilements de grains de carbone de taille 30-100 nm (comme schématiquement représenté sur la figure 1), pour deux pressions d'argon différentes [5], alors que AAO correspond à un dépôt à la même pression que C1, mais dans un réseau hexagonal de trous cylindriques de diamètre 100 nm d'un substrat d'oxyde d'aluminium anodisé [6]. $\varepsilon < 0$ (cas du substrat de carbone) signifie que le flux entrant dans le matériau poreux décroît dans le temps et est limité du fait de la croissance de la surcouche (processus (i), figure 1) ; alors que $\varepsilon > 0$ (cas du substrat d'alumine) correspond au processus (ii) où les atomes de la surcouche contribuent à la « diffusion » sur les parois du pore. $\gamma < 0$ correspond à un coefficient de diffusion qui diminue au cours du temps, par exemple du fait du rétrécissement des pores, tandis que $\gamma > 0$ décrit une diffusion accélérée.

Les différences entre les deux milieux sont la plus faible porosité et l'absence de tortuosité pour le support AAO. Malgré cette plus faible porosité, on constate que la diffusion est exaltée dans ce dernier cas ($\varepsilon > 0$, $\gamma > 0$). Ceci peut s'expliquer par le fait que l'absence de tortuosité rend le transport dans le pore cylindrique plus efficace que dans l'empilement de sphères, qui pourtant présente une plus forte porosité, mais une plus faible accessibilité. On

Tableau 1. Exposants θ, β, γ et ε pour trois conditions différentes de pulvérisation plasma : C1, C2 et AAO. C1 et C2 correspondent au même substrat, un empilement de sphères de carbone, dans des conditions de pression d'argon différentes ($p^{C1}_{Ar} < p^{C2}_{Ar}$). Pour AAO, le substrat est une matrice d'alumine traversée par un réseau hexagonal de pores nanométriques cylindriques (de diamètre 100 nm), dans les mêmes conditions plasma que C1.

Conditions	θ	β	γ	ε
C1	- 1,50	0.40	- 0,60	- 0,20
C2	- 1,33	0.25	- 0.75	- 0,25
AAO	- 1,66	0,75	0,25	4,00

atteint là les limites du modèle proposé, qui ne tient compte ni de la géométrie du support matériel, ni des processus physiques mis en jeu (couplage transport-adsorption).

Croissance des agrégats

L'un des points importants pour l'électrocatalyse dans les piles à combustible est la maîtrise du processus de croissance des agrégats de catalyseur. En effet, la taille et la morphologie des particules métalliques sont des paramètres importants de l'activité (vitesse de réaction aux électrodes) et de la sélectivité (production d'eau à la cathode) des matériaux catalytiques [8]. Pour comprendre comment la pulvérisation plasma peut permettre le dépôt/croissance d'agrégats appropriés pour les électrodes de piles à combustible, nous avons mené une étude conjointe de microscopie électronique en transmission et de diffusion de rayons X aux petits angles en incidence rasante (GISAXS, voir encadré 3) [9, 10].

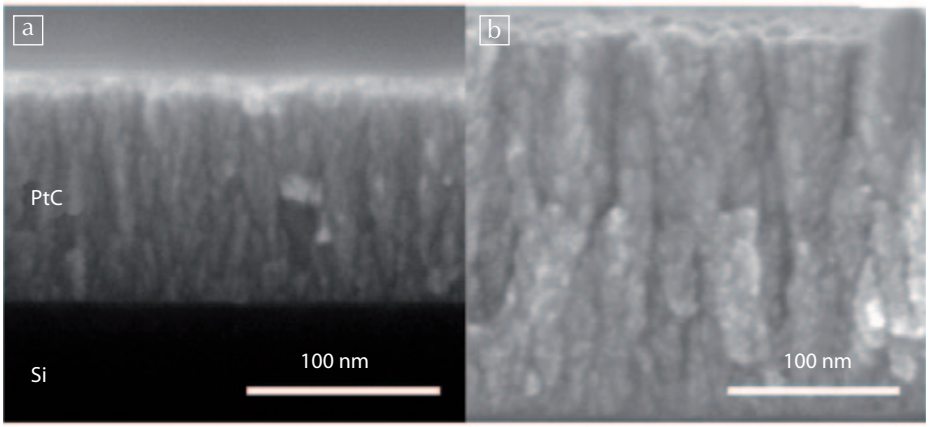
Pour cette étude, nous avons réalisé entièrement les électrodes par pulvérisation plasma, en codéposant simultanément le platine et le carbone. En fait, cette configuration a permis d'obtenir les performances en pile très intéressantes citées plus haut [3]. Il était donc pertinent de comprendre la croissance des agrégats de platine lors du processus de copulvérisation.

La copulvérisation conduit à une croissance en colonne mixte carbone-platine, observée sur la figure 2 où les zones les plus claires correspondent à la présence de platine. On constate un évasement des colonnes vers la surface du dépôt (haut de la figure). Ceci correspond aux effets d'ombrage inhérents à la croissance colonnaire. Il est cependant difficile de savoir si du platine se trouve à l'intérieur des colonnes.

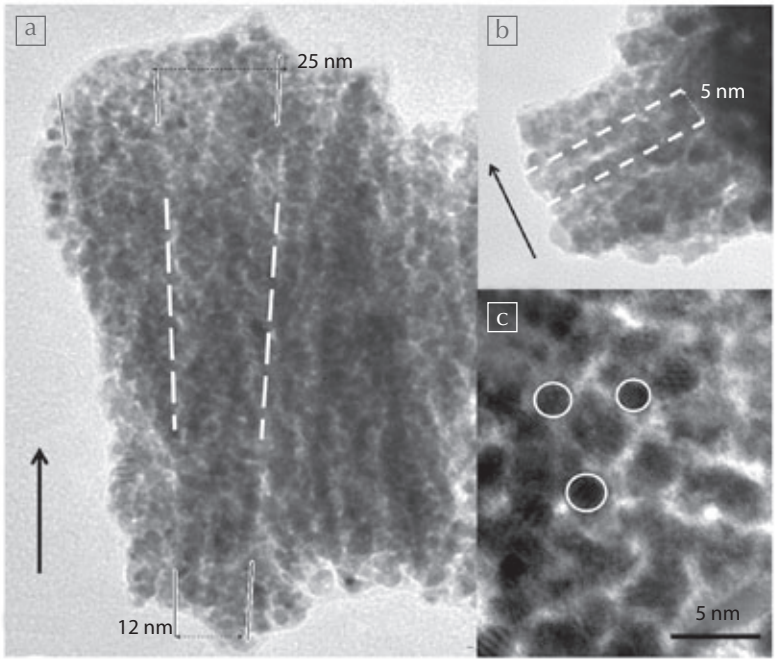
Par rapport à la microscopie électronique à balayage, de moins bonne résolution, et au GISAXS plus statistique, la microscopie électronique en transmission donne des informations plus précises et plus locales quant à la nature des agrégats de platine, comme cela peut se voir sur la figure 3.

La figure 3b montre distinctement que les agrégats de platine s'arrangent en lignes perpendiculaires à l'axe de croissance de la colonne, et que la taille de ces agrégats est de l'ordre de 2 nm. Cependant, il est difficile d'attribuer à ces résultats une portée statistique. C'est pour cela qu'il a été nécessaire de les confirmer et les généraliser par une étude GISAXS (cf. encadré 3), qui

›››



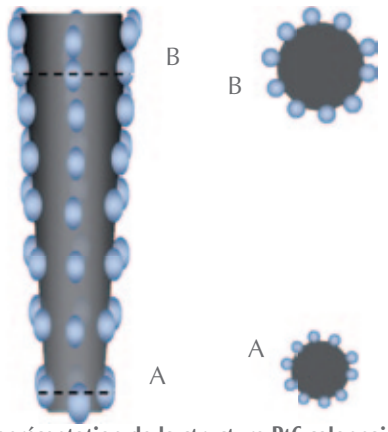
2. Clichés de microscopie électronique à balayage de couches carbone-platine déposées sur un substrat de silicium, révélant une structure colonnaire de la couche.
(a) Couche de 110 nm d'épaisseur. (b) Couche de 300 nm d'épaisseur.



3. Clichés de microscopie électronique en transmission sur une coupe transverse d'une couche carbone-platine. Les agrégats de platine sont en noir. Les flèches indiquent la direction de croissance.
a) Structure colonnaire de carbone comprenant les agrégats de platine. Les tirets blancs montrent l'évasement des colonnes.
b) Zoom avec les tirets blancs indiquant la distance entre deux colliers de platine successifs.
c) Zoom avec les cercles blancs délimitant des agrégats de Pt.

Tableau 2. Détermination des tailles des agrégats de platine et des distances inter-agrégats, parallèlement et perpendiculairement au plan de croissance.

	α_i	D_{xy} (nm)	Λ_{xy} (nm)	D_z (nm)	Λ_z (nm)
PtC20	0,28°	1,6	2,9	2,2	4,2
	0,35°	1,6	2,1	2,2	4,7
PtC60	0,37°	1,6	2,6	2,0	4,8
	0,51°	1,6	1,8	2,0	5,4
PtC100	0,27°	1,6	3,2	2.2	4,2
	0,33°	1,6	2,9	2,0	4,8
	0,40°	1,6	2,2	1,9	5,1



4. Représentation de la structure PtC colonnaire moyenne, obtenue par pulvérisation magnétron simultanée de platine et de carbone. Les agrégats de platine (en bleu) forment des colliers en périphérie des colonnes de carbone (en noir).

›››

permet d'obtenir des valeurs moyennes des tailles d'agrégats (D) et distances interagrégats (Λ), parallèlement (indices xy) et perpendiculairement (indice z) au plan de croissance. Les mesures ont été effectuées sur la ligne SWING du synchrotron SOLEIL, sur trois échantillons, PtC20, PtC60 et PtC100, d'épaisseurs respectives 20, 60 et 100 nm, à incidence α_i variable du rayonnement X pour sonder des profondeurs différentes [7]. Ainsi, les caractéristiques des agrégats en fonction de la profondeur ont pu être déterminées. Les résultats, reportés sur le tableau 2, sont cohérents avec ceux des observations par microscopie électronique.

Les distances interagrégats, parallèlement au plan de croissance (Λ_{xy}), augmentent lorsque α_i décroît, c'est-à-dire lorsque l'on se rapproche de la surface, ce qui est cohérent avec la forme évasée des colonnes supportant les agrégats de platine. De même, les distances perpendiculaires au plan de croissance (Λ_z) diminuent lorsque l'on se rapproche de la surface. Ceci indique une organisation en colliers autour des colonnes. Les colliers d'une colonne se rapprochent près de la surface. La distance interagrégats dans un collier est plus grande près de la surface. D'autre part, le diamètre des agrégats parallèlement au plan de croissance (D_{xy}) est plus petit que celui mesuré dans l'axe des colonnes : $D_z > D_{xy}$. Nous avons donc des agrégats oblongs le long de l'axe des colonnes. Ceci est cohérent avec un flux de dépôt parallèle à l'axe de croissance. La figure 4 résume le mode de croissance du platine copulvérisé avec le carbone.

Conclusion

Ces travaux ont permis de mettre en évidence les mécanismes de transport/diffusion du platine dans différentes couches poreuses, et de comprendre comment le plasma pouvait être responsable de la pénétration de platine dans ces couches. D'autre part, le mode de croissance des agrégats lors de la copulvérisation plasma a pu être déterminé : la croissance des agrégats se fait en décorant les colonnes de carbone. Le contrôle de la valeur des flux de platine et de carbone permet d'ajuster les distances interagrégats à l'évasement des colonnes.

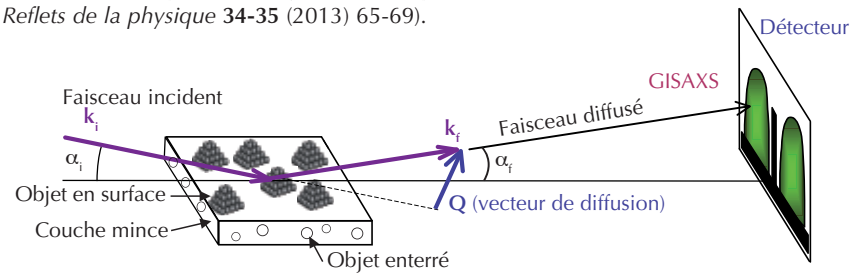
Au-delà de la compréhension des mécanismes de croissance du catalyseur, ces travaux ont conduit à améliorer les performances des piles à combustible utilisant des électrodes ayant une couche active catalytique composée d'agrégats de platine supportée sur des particules de carbone. Ceci est largement dû au fait que la pulvérisation plasma permet de contrôler des profils de concentration de catalyseur dans les électrodes pertinents pour un fonctionnement optimal des piles, tout en réduisant considérablement la quantité de ces catalyseurs très coûteux. En effet, le gain de performance est d'un facteur 10 en terme de coût de matière : passage de 0,1 à 0,01 $mg_{Pt}.cm^{-2}$, pour des puissances délivrées comparables à l'existant. Cette réduction de coût rend plus réaliste l'utilisation de PEMFC à catalyseur de platine dans les véhicules à hydrogène.

Les futurs travaux concernent maintenant le contrôle du vieillissement de ces électrodes, ce qui nécessite la prévention de la coalescence des agrégats de platine durant le fonctionnement en pile. L'idéal sera bien sûr de trouver des solutions sans catalyseurs à base de métaux nobles. Un tel objectif fait actuellement l'objet de recherches intensives. ▮

Qu'est-ce que la diffusion des rayons X aux petits angles en incidence rasante ?

encadré 3

La technique GISAXS (Grazing Incidence Small Angle X-ray Scattering) permet de caractériser les hétérogénéités de densité dans les zones superficielles d'un matériau, telles que des particules dans une matrice. Les mesures sont réalisées sous des angles d'incidence α_i variables (0,2°-0,6°), proches de l'angle critique de réflexion totale de la couche mince à analyser, permettant de sonder des zones plus ou moins profondes de la couche. Les rayons diffusés sont observés avec des angles d'émergence α_f faibles (petits angles). L'analyse fine de la figure de diffusion (répartition de l'intensité diffusée dans le plan perpendiculaire au faisceau incident) permet de déduire la forme, l'orientation, la taille et la distribution moyenne des objets diffusants présents dans la couche mince (voir G. Renaud, *Reflets de la physique* **34-35** (2013) 65-69).



E4. Principe de la technique GISAXS.

Références

1• P. Brault *et al.*, *J. Phys. D*, **37** (2004) 3419.

2• A. Caillard *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **90** (2007) 223119.

3• M. Cavarroc *et al.*, *Electrochem. Comm.*, **11** (2009) 859.

4• M. Mougenot *et al.*, *Int. J. Hydrogen Energy*, **36** (2011) 8429.

5• P. Brault *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **102** (2009) 045901.

6• S. Wu *et al.*, *Physica A*, **390** (2011) 2112.

7• M. Mougenot *et al.*, *J. Nanoparticle Research*, **14** (2012) 672.

8• C. Coutanceau *et al.*, "Platinum Fuel cell nanoparticle syntheses: effect on morphology, structure and electrocatalytic behavior" in *Nanoparticles* / Book 2, InTech Open Access Publisher, University Campus, STeP Ri Slavka Krautzeka 83/A, Rijeka, Croatia, 2011. ISBN 979-953-307-859-4.

9• J. Penuelas *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008) 115502.

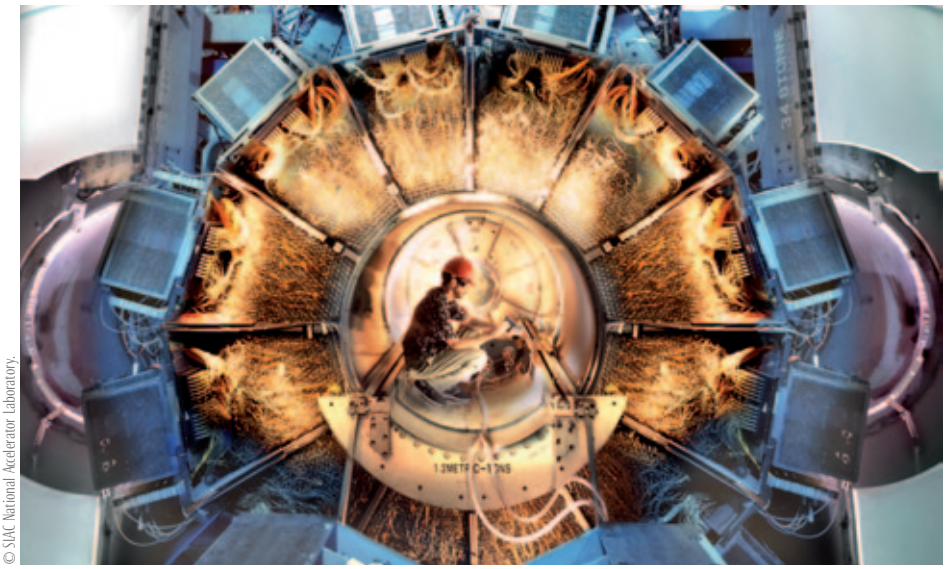
10• P. Andreazza, "Probing nanoalloys structure and morphology by X-ray scattering and absorption methods", dans *Nanoalloys*, Ed. D. Alloyeau, C. Mottet, C. Ricolleau (Springer, 2012).

Première observation par l'expérience BaBaR de la violation de symétrie de renversement du temps

Georges Vasseur (georges.vasseur@cea.fr)
Service de physique des particules, Irfu, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

À notre échelle macroscopique, il est clair que les phénomènes ne sont pas invariants par renversement du temps. Si, en tombant, un récipient se brise en mille pièces, on ne voit jamais les morceaux éparpillés au sol se rassembler ensuite spontanément pour former le récipient initial. On dit que la symétrie de renversement du temps n'est pas conservée.

À l'échelle des particules élémentaires par contre, les interactions fondamentales respectent généralement la symétrie de renversement du temps. Seule l'interaction faible viole cette symétrie. Restait à observer ce phénomène expérimentalement de manière directe. C'est ce que la Collaboration BaBaR a réalisé en 2012.



© SLAC National Accelerator Laboratory.

1. Vue transverse du détecteur BaBaR. On aperçoit en particulier, en forme de pétales, les douze secteurs du détecteur DIRC d'identification des particules chargées, à la construction duquel les laboratoires français de l'expérience ont fortement contribué.

L'étude des symétries des systèmes et des interactions, en particulier de leur lien avec les lois de conservation, constitue une question fondamentale de la physique. Par exemple l'opération de renversement du temps, notée T, consiste à dérouler un phénomène en inversant le sens d'écoulement du temps, ce qui revient à passer le film à l'envers. Elle est associée, en physique des particules élémentaires, à deux autres opérations de symétrie : la parité P, qui inverse les coordonnées spatiales et équivaut, à une rotation près, à effectuer une symétrie dans un miroir, et la conjugaison de charge C, qui transforme toute particule en son antiparticule. Pendant longtemps on a pensé que les équations fondamentales de la physique des particules étaient invariantes sous chacune de ces trois opérations. C'est le cas pour l'interaction électromagnétique et pour l'interaction forte (qui assure la cohésion des noyaux et des nucléons). Cependant, à la fin des années 1950, on découvre que l'interaction faible (responsable notamment de la radioactivité β) viole les symétries P et C de façon maximale[a], tout en semblant conserver la symétrie produit CP. Une nouvelle surprise intervient en 1964, avec la découverte expérimentale d'une violation de la symétrie CP[b] pour un type particulier de mésons (particules constituées d'un quark et d'un antiquark), les kaons électriquement neutres.

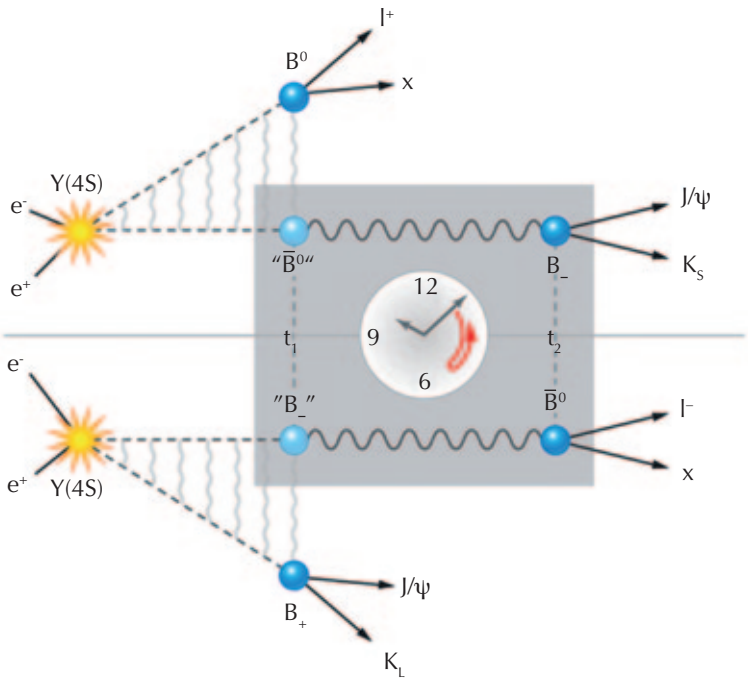
Il faudra attendre 2001 pour observer la violation de CP dans un autre système, celui des mésons B[c] électriquement neutres, prouvant que ce phénomène n'est

›››

›››
pas limité au système des kaons mais est une caractéristique générale de l'interaction faible. C'est là l'œuvre des deux expériences concurrentes BaBaR [1] (fig. 1) et BELLE, installées respectivement auprès des collisionneurs électron-positron PEP-II au laboratoire national de l'accélérateur SLAC (photo, p. 29) en Californie et KEKB au Japon, qui ont commencé à accumuler des données en 1999. Collisionneurs à énergies asymétriques, avec des faisceaux de grande intensité et une énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision voisine de 10,58 GeV (correspondant à la masse de la résonance Y(4S), qui se désintègre en une paire constituée d'un méson B et de son antiparticule $\overline{B}$), ce sont de véritables « usines à B ». En une décennie, ces deux expériences accumulent une statistique de plusieurs centaines de millions de paires $B\overline{B}$. En cherchant des différences de propriétés dans les désintégrations des mésons B d'une part et des mésons $\overline{B}$ d'autre part, les deux collaborations internationales entreprennent alors une étude exhaustive de la violation de la symétrie CP [2] et vérifient que celle-ci est expliquée par le mécanisme[d] proposé dès 1973 par les théoriciens Makoto Kobayashi et Toshihide Maskawa, qui obtiennent pour cela le prix Nobel de physique en 2008.

Sous des hypothèses très générales, on peut démontrer que la symétrie globale CPT doit être conservée en théorie quantique locale des champs. Ce résultat, connu sous le nom de théorème CPT, n'a jamais été mis en défaut expérimentalement. Or, si la symétrie CPT est conservée, la violation observée de CP implique la violation de la symétrie T. Mais si la violation de CP est relativement simple à étudier, la mise en évidence de la violation de T est beaucoup plus subtile : il faut pouvoir inverser l'état initial et l'état final, ce qui n'est pas réalisable expérimentalement si l'état final est constitué des produits de désintégration.

Or, dans le système des mésons B électriquement neutres, il est possible de choisir comme situation initiale ou finale l'état d'un méson B à un instant donné. En effet, les deux mésons B produits dans la désintégration de la résonance Y(4S) sont dans un état quantique intriqué, c'est-à-dire que leur évolution est liée aussi longtemps qu'aucun des deux ne s'est désintégré. Ainsi, la mesure de l'état dans lequel se trouve le premier méson B qui se désintègre à l'instant t_1[e] nous renseigne sur l'état du second méson au même instant. Si, par exemple, le premier méson se désintègre comme l'état propre de saveur B^0 (voir encadré), le second est nécessairement dans l'état propre de saveur opposée $\overline{B}^0$ à cet instant. De même, si le premier méson se désintègre comme l'état propre de CP de valeur propre +1, B_+, le second est forcément dans l'état propre de CP de valeur propre opposée -1, B_-, au même instant. Cependant, le second méson B, désormais seul, peut ensuite évoluer librement depuis cet instant t_1 jusqu'à l'instant t_2 où lui-même se désintègre. C'est justement cette évolution que la Collaboration BaBaR a utilisé pour étudier la violation de la symétrie T.



2. Deux processus symétriques l'un de l'autre par renversement du temps : (haut) $\overline{B}^0 \rightarrow B_-$ et (bas) $B_- \rightarrow \overline{B}^0$. En haut, le premier méson à se désintégrer est identifié comme l'état propre de saveur B^0 par le signe positif du lepton issu de sa désintégration semi-leptonique, $B^0 \rightarrow l^+ x$, à l'instant t_1. Le second méson est donc étiqueté en tant que méson $\overline{B}^0$ à cet instant t_1, tandis que sa désintégration en un état propre de CP de valeur propre -1, $J/\psi\ K_S$, l'identifie comme méson B_- à l'instant t_2. En bas, on utilise le méson B_+, caractérisé par sa désintégration en un état propre de CP de valeur propre +1, $J/\psi\ K_L$, pour étiqueter le second méson comme B_- à l'instant t_1, alors que son état $\overline{B}^0$ à l'instant t_2 est identifié par sa désintégration semi-leptonique avec un lepton de charge négative, $\overline{B}^0 \rightarrow l^- x$.

Le principe de l'analyse est schématisé sur la figure 2. On considère l'évolution du méson B se désintégrant en dernier. Son état final est déterminé par son mode de désintégration, tandis que son état initial est déduit du mode de désintégration de l'autre méson B dans l'événement. On construit ainsi des processus transformés l'un de l'autre par renversement du temps, c'est-à-dire en inversant l'état initial et l'état final, comme $\overline{B}^0 \rightarrow B_-$ et $B_- \rightarrow \overline{B}^0$ dans l'exemple de la figure 2. C'est en mesurant l'asymétrie, allant jusqu'à 70%, des taux d'événements entre de tels processus symétriques par T, que la Collaboration BaBaR a mis en évidence, avec un niveau de confiance de 14 écarts standards, la violation de l'invariance par renversement du temps.

La publication de cette première observation directe de la violation de la symétrie par renversement du temps [3] a fait la couverture de *Physical Review Letters* le 19 novembre 2012. Le 14 décembre 2012, *Physics World* à son tour l'a incluse, classée en troisième position, dans sa liste des dix percées scientifiques mondiales en physique en 2012 [4]. En utilisant le phénomène d'intrication quantique, une observation directe de la violation de l'invariance par renversement du temps en utilisant des particules instables, longtemps considérée comme impossible, a été finalement réalisée par la Collaboration BaBaR. ▮

Références

1• Site internet de l'expérience BaBaR : www-public.slac.stanford.edu/babar/. Cinq laboratoires français contribuent à l'expérience, quatre du CNRS/IN2P3 : le LAL à Orsay, le LAPP à Annecy, le LPNHE à Paris et le LLR à Palaiseau, ainsi que le CEA/Irfu à Saclay.

2• « La violation de CP », J. Chauveau et R. Granier de Cassagnac, *Images de la physique*, CNRS (2001-2002) 92-98.

3• "Observation of Time-Reversal Violation in the B^0 Meson System", J.P. Lees *et al.* (BaBaR Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 211801.

4• Liste complète sur le site internet du magazine *Physics World* : http://physicsworld.com/cws/article/news/2012/dec/14/physics-world-reveals-its-top-10-breakthroughs-for-2012 .

© SLAC National Accelerator Laboratory.

Vue aérienne du Laboratoire national de l'accélérateur SLAC (Stanford, Californie, USA), avec indication des expériences. L'expérience BaBaR est située sous l'anneau de collisions.

Production, propagation et désintégration des mésons B

Lorsqu'un électron et un positron entrent en collision à l'énergie des « usines à B », ils peuvent s'annihiler pour former un quark de saveur b et un antiquark de saveur $\bar{b}$, qui se matérialisent sous forme d'un état lié de ces deux particules, la résonance $\Upsilon(4S)$. Très instable, celle-ci se désintègre en moins de 10^{-22} s de façon pratiquement équiprobable, soit en une paire de mésons B électriquement chargés, B^+ et B^-, soit en une paire de mésons B électriquement neutres, B^0 et $\bar{B}^0$. Seuls les mésons B neutres nous intéressent ici.

L'interaction faible ne conserve pas la saveur et permet le mélange B^0 - $\bar{B}^0$. Sous l'effet de ce phénomène, un méson B^0 peut se transformer en $\bar{B}^0$ et *vice versa*, de sorte que l'état d'un méson B électriquement neutre, au cours de sa propagation, est une combinaison linéaire, variant avec le temps, des états B^0 et $\bar{B}^0$. Ces derniers sont les états propres de saveur. Leur contenu en termes de saveurs de quarks est parfaitement défini, $\bar{b}\,d$ pour le méson B^0 et $b\bar{d}$ pour le méson $\bar{B}^0$. Comme ces deux états sont transformés l'un en l'autre par l'opération CP, les combinaisons linéaires particulières $B_+ = (B^0 + \bar{B}^0)/\sqrt{2}$ et $B_- = (B^0 - \bar{B}^0)/\sqrt{2}$ sont les états propres de CP avec pour valeurs propres respectives +1 et -1. (Ne pas confondre ces états propres de CP, B_+ et B_-, qui sont des mésons électriquement neutres, avec les mésons chargés B^+ et B^- !)

Finalement, le méson B se désintègre de multiples manières. Certains modes de désintégration sont particulièrement intéressants, car ils signent l'état quantique dans lequel se trouve le méson B au moment de sa désintégration. C'est le cas des désintégrations semi-leptoniques, $B^0 \rightarrow l^+ x$ et $\bar{B}^0 \rightarrow l^- x$, qui produisent, outre un ensemble de particules noté génériquement x, un lepton l, électron ou muon, dont le signe de la charge électrique est spécifique à la saveur du méson B, positif pour B^0 et négatif pour $\bar{B}^0$. De même, un état final propre de CP identifie le méson B dans l'état propre de CP correspondant. Ainsi, les états $J/\psi\ K_L$ et $J/\psi\ K_S$ (le J/ψ est un méson formé d'un quark de saveur c et d'un antiquark de saveur $\bar{c}$, tandis que les K_S et K_L sont deux formes de kaons neutres), de valeurs propres pour CP +1 et -1 respectivement, signent la désintégration d'un méson dans l'état B_+ pour $J/\psi\ K_L$, et B_- pour $J/\psi\ K_S$.

(a) La violation des symétries P et C a été mise en évidence expérimentalement pour la première fois en étudiant la désintégration β du noyau de cobalt Co^{60}.

(b) On observe alors que le kaon neutre de longue durée de vie, K_L, considéré comme un état impair sous la transformation CP, se désintègre dans environ 0,2% des cas en une paire de deux mésons π chargés, qui est un état pair sous CP.

(c) Les mésons B contiennent ou bien un quark de saveur b ou bien un antiquark de saveur $\bar{b}$. Les quarks existent sous six variétés différentes, appelées saveurs et notées d, u, s, c, b et t, que l'on regroupe en trois familles (u,d), (c,s) et (t,b). À chaque quark correspond une antiparticule, nommée antiquark, notée $\bar{d}$, $\bar{u}$, $\bar{s}$, $\bar{c}$, $\bar{b}$ ou $\bar{t}$.

(d) En postulant l'existence, confirmée expérimentalement par la suite, d'une troisième famille de quarks, Kobayashi et Maskawa étendent la matrice 2×2 de mélange des quarks de Cabibbo en une matrice 3×3, dénommée depuis matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou matrice CKM. Le terme complexe présent dans cette matrice fournit un mécanisme pour la violation de CP.

(e) Les mésons B ont un temps de vie moyen très court de 1,5 ps, mais cependant mesurable. Comme l'énergie du faisceau d'électrons est choisie différente de celle du faisceau de positrons, les mésons B sont produits en mouvement dans le référentiel du laboratoire, et parcourent une distance de l'ordre du quart de millimètre. L'instant de désintégration est calculé à partir de la position mesurée du point de désintégration.

Prix Nobel de Physique 2013

Jean Orloff (orloff@in2p3.fr)
Laboratoire de physique corpusculaire, IN2P3/CNRS, Université Blaise Pascal, 24 av. des Landais, BP 80026, 63171 Aubière Cedex

Le prix Nobel de Physique 2013 a été attribué conjointement à François Englert et à Peter W. Higgs pour « la découverte théorique d'un mécanisme qui contribue à notre compréhension de l'origine de la masse des particules subatomiques, et qui a été récemment confirmé par la découverte de la particule fondamentale prédite, par les expériences ATLAS et CMS au Grand collisionneur de hadrons du CERN ».

Le prix Nobel de Physique 2013 couronne la découverte en 1964 d'un mécanisme théorique par Robert Brout et François Englert de l'Université Libre de Bruxelles, et indépendamment par Peter Higgs de l'Université d'Edimbourg. Ce mécanisme dit de Brout-Englert-Higgs (ou BEH) permet d'exprimer la masse de certaines particules, non comme une propriété intrinsèque de chaque particule, mais comme le produit d'un couplage et d'un champ :

(Masse) = (couplage)× (champ de Brout-Englert-Higgs) (1).

La physique offre de nombreux exemples de telles relations, où l'effet d'un champ générique est démultiplié par un couplage caractéristique de l'objet sensible à ce champ, par exemple :

(Force électrostatique) = (charge électrique) × (champ électrique),

ou encore :

(Poids) = (masse gravitationnelle) × (champ de pesanteur).

On peut ainsi croire que le poids d'un objet en est une caractéristique fondamentale, jusqu'à ce qu'on soit capable de modifier le champ de pesanteur, par exemple en transportant l'objet dans l'espace ou sur la Lune. On s'aperçoit alors que ce qui reste fondamentalement attaché à l'objet est sa masse gravitationnelle, et que le poids n'est qu'un concept dérivé. De même, la masse de certaines particules élémentaires(1) pourrait disparaître si l'on pouvait modifier et annuler le champ BEH, ce qui est extrêmement difficile et n'a peut-être été réalisé que dans l'univers primordial, à une température supérieure à quelques centaines de GeV.

Si la forme que prend l'équation (1) nous est familière, le mécanisme de Brout-Englert-Higgs n'en est pas moins révolutionnaire à plus d'un titre.

Tout d'abord, parce que c'est la masse qui devient dans certains cas un concept dérivé, alors que, comme on vient de le voir, cette masse joue elle-même le rôle de couplage fondamental pour la gravitation.

Ensuite, parce que le mécanisme de BEH permet de faire rentrer les interactions à courte portée dans le cadre fondamental des interactions de jauge, véhiculées par des particules de *spin* 1, comme le photon dans le cas de l'interaction électromagnétique. Pour leur description quantique et relativiste, ces interactions sont basées sur une symétrie, dite de jauge, qui exige la nullité de la masse des particules intermédiaires, et implique une interaction de portée infinie. Le mécanisme de BEH permet de concilier portée finie, et donc masse non nulle, avec symétrie, en faisant appel au concept de brisure spontanée de symétrie, caractéristique du ferromagnétisme, et importé en physique des particules par Yoichiro Nambu en 1961.

Pour visualiser ce concept, prenons une bouteille de vin avec un fond convexe (fig. 1a) : mise à part l'étiquette, elle est invariante par rotation. Et pourtant, lorsqu'on la vide, qu'on la pose sur une table et que l'on y introduit une bille, celle-ci ne reste pas dans l'axe de la bouteille, mais descend au fond en choisissant une position qui définit une direction arbitraire par rapport à l'axe de la bouteille (fig. 1b). Son état d'énergie minimale ne respecte pas la symétrie de rotation de la bouteille : on dit que cette symétrie est « spontanément brisée ». La présence de cette symétrie se manifeste cependant par le fait que déplacer la bille au fond de la bouteille ne coûte aucune énergie. Qui dit énergie nulle dit masse nulle, et Nambu explique ainsi que certaines particules, appelées pions, ont une masse quasi nulle. Ces pions sont associés à la brisure spontanée de rotation dans un espace interne, c'est-à-dire dans des bouteilles vivant à l'intérieur de chaque point de l'espace-temps.

Dans le mécanisme de BEH, la symétrie brisée n'est pas une **symétrie globale**, faisant tourner toutes les billes en chaque point par un même angle, mais une **symétrie de jauge ou locale**, faisant tourner chaque bille indépendamment d'un angle quelconque.

(1) Les protons et neutrons, qui constituent l'essentiel de notre masse, ne sont pas élémentaires. La masse des quarks qui les constituent ne participe en fait qu'à 1% de notre masse, le reste provenant des interactions fortes entre les quarks.

(2) Ces résultats négatifs ont d'ailleurs valu le surnom de « satanée particule » (*goddamned particle*), initialement donné par Léon Lederman, directeur du Fermilab. Les médias ont préféré amplifier « particule de Dieu », qui est pourtant un magnifique contresens.

(3) Voir l'article « Découverte du boson de Higgs au LHC ? », *Reflets de la physique*, **31** (2012), pp.17-19.

La distance de la bille à l'axe de la bouteille est l'analogue du champ de BEH, dont la valeur non nulle brise spontanément la symétrie de jauge et permet de donner une masse aux particules intermédiaires, sans pour autant compromettre les avantages de cette symétrie. Appliqué au photon, le mécanisme de BEH serait ainsi une généralisation dans le cadre relativiste de l'effet Meissner, par lequel la force magnétique voit sa portée réduite à une distance finie dans un supraconducteur. La pertinence de ce mécanisme pour les interactions faibles de courte portée, suggérée par Brout, Englert et Higgs, a été démontrée en 1967 par Steven Weinberg. Dans son modèle, aujourd'hui appelé « modèle standard », les bosons intermédiaires W et Z ont une masse dictée par l'équation (1), qui est, de plus, étendue aux particules élémentaires constitutives de la matière, comme les électrons, puis les quarks.

Enfin, le dernier aspect original du mécanisme BEH n'est pas le moindre. Comme la masse et les couplages sont des invariants relativistes, qui restent par exemple inchangés lors d'une rotation d'espace, le champ de Brout-Englert-Higgs doit l'être également. C'est donc nécessairement un **champ scalaire**, associé à une particule de *spin* 0, habituellement appelée « boson de Higgs », dont l'analogue est une excitation radiale de la bille au fond de la bouteille. Ce mécanisme est en fait la seule motivation fondamentale exigeant l'existence d'une telle particule, à côté des particules élémentaires de matière ayant un *spin* 1/2, comme l'électron ou les quarks, et des particules de *spin* 1 véhiculant les diverses interactions (photons, gluons, W, Z).

Ce statut particulier explique l'importance de la recherche de cette particule, qui s'est poursuivie pendant plus de 20 ans, malgré de nombreux résultats négatifs[2]. La découverte par les collaborations ATLAS et CMS au CERN[3] d'une nouvelle particule ayant jusqu'ici toutes les propriétés de celle du mécanisme de BEH est donc une étape majeure dans notre compréhension de la façon dont les interactions fondamentales sont réalisées dans la Nature.

Si le mécanisme BEH offre une nouvelle compréhension de la masse des particules élémentaires, la question de leur grande diversité subsiste : par exemple, pourquoi la masse du quark *up* est-elle cinq ordres de grandeur plus petite que celle du quark *top* ? Même reformulée en termes de couplages, cette question reste entière. ▮

François Englert

© CERN

François Englert, né en 1932 à Etterbeek (Belgique), est un physicien théoricien belge. Titulaire d'un diplôme d'ingénieur civil mécanicien et électricien, il bifurque vers une thèse de physique soutenue en 1958. Lors d'un séjour à l'Université de Cornell (USA), il rencontre Robert Brout, avec qui il collaborera toute sa vie. Il est nommé professeur à l'Université Libre de Bruxelles en 1964. La même année, il propose avec Robert Brout le mécanisme BEH dans un article publié dans *Physical Review Letters* **13** (1964) 321-322. François Englert est également associé au modèle d'inflation cosmique, avec Robert Brout et Edgard Gunzig.

Peter W. Higgs

© CERN

Peter W. Higgs est un physicien théoricien britannique, né en 1929 à Newcastle upon Tyne (Angleterre). Il a soutenu en 1954 une thèse de physique moléculaire au King's College de Londres. Enseignant à l'Université d'Edimbourg depuis 1960, il publie en 1964 son article sur les symétries brisées et les masses des bosons de jauge dans *Physical Review Letters* **13** (1964) 508-509. Il occupe la chaire de physique de l'Université d'Edimbourg, de 1980 à 1996. Il y est maintenant professeur émérite.

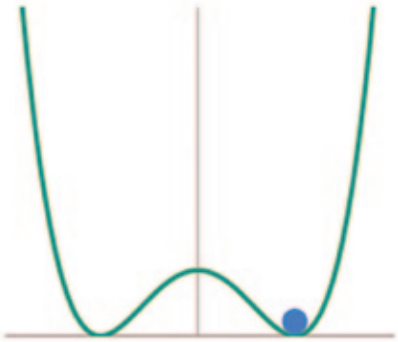
Robert Brout

© Michel Tytgat

Robert Brout est un physicien américain puis belge, né à New-York en 1928. Après avoir commencé sa carrière à l'Université de Cornell (USA), il rejoint François Englert à l'Université Libre de Bruxelles, où il devient professeur de physique. Ils y créent ensemble le service de physique théorique en 1980. Coauteur des articles de François Englert sur le mécanisme BEH, il n'a pu recevoir le prix Nobel, étant décédé en 2011.

© Aurélien Mole

a

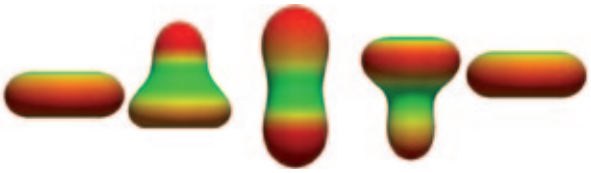


b

1. (a) Bouteille de vin avec fond convexe.
(b) Position asymétrique de l'état d'énergie minimale d'une bille au fond d'un potentiel en forme de fond de bouteille de vin.

La nage des amibes, ou comment ramper au milieu d'un fluide

Extrait du communiqué de presse du CNRS (INP) du 28 novembre 2013



© LIPhy, CNRS/UJF Grenoble.

Déformations de la cellule durant un cycle de nage. Les couleurs représentent les forces internes exercées sur la surface pour la déformer.

La nage des micro-organismes est fondamentalement différente de celle des poissons. À leur échelle, les effets de la viscosité sont dominants et rendent les nageoires totalement inefficaces. Les stratégies mises en œuvre sont diverses. La plupart de ces organismes se propulsent à l'aide de battements de flagelles ou de cils. D'autres, telles les amibes, se déforment comme pour ramper, mais l'efficacité de ce mode de propulsion reste encore mal comprise.

Des physiciens du Laboratoire interdisciplinaire de physique[(a)], de l'Université d'Oslo et de l'Institut Albert Bonniot[(b)], viennent de mettre en évidence des éléments essentiels de ce mode de locomotion en analysant un modèle théorique simplifié.

Pour ce travail, les chercheurs ont modélisé la cellule par une membrane fluide inextensible (c'est-à-dire pouvant se déformer, mais en conservant son aire) contenant un fluide visqueux et se trouvant au sein d'un fluide visqueux. Les déformations de la cellule induisent des contraintes dans le fluide externe qui, en retour, exerce des forces sur la cellule. Ces forces conduisent la cellule d'une forme initiale à une forme finale. Les calculs montrent que le déplacement effectué ne dépend que de la succession de ces formes et non pas de la vitesse du mouvement.

Le modèle présenté reproduit certains cycles de nage observés dans la nature. Il permettra sans doute d'approfondir notre connaissance de la mobilité cellulaire et d'imaginer de nouveaux types de micro-nageurs artificiels.

(a) LIPhy (CNRS/Université Joseph Fourier, Grenoble).

(b) Institut Albert Bonniot (INSERM/Université Joseph Fourier U823, Grenoble).

Contact
Chaouqi Misbah (chaouqi.misbah@ujf-grenoble.fr)

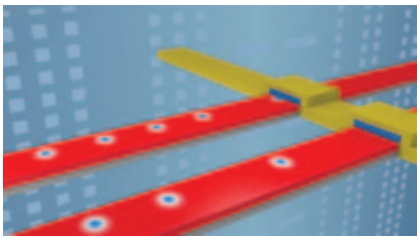
En savoir plus

[1] A. Farutin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 228102.

Les skyrmions, miniaturisation ultime des mémoires magnétiques

Actualité scientifique de l'Institut de physique du CNRS du 28 novembre 2013

Les skyrmions sont des structures magnétiques de taille nanométrique, qui suscitent un intérêt considérable pour augmenter jusqu'à sa limite ultime la densité de stockage de l'information magnétique. Encore faut-il pour cela maîtriser leur production et savoir les contrôler. C'est la réponse à ces questions qu'apporte un travail théorique [1], fruit d'une collaboration entre des physiciens de l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thalès et du Laboratoire de physique des solides d'Orsay (CNRS / Univ. Paris-Sud).



Vue de dessus à deux temps différents du déplacement d'un train de skyrmions (en bleu) induit par un courant polarisé en *spin* dans une nanopiste composée d'une couche de cobalt déposée sur du platine. La couleur rouge (resp. bleue) correspond à l'aimantation pointant hors du plan vers le haut (resp. vers le bas). La distance entre les skyrmions est préservée lors du déplacement.

Ces configurations sont des enroulements de *spins*, qui ont aussi la propriété d'être « topologiquement protégées » : comme un nœud au milieu d'une corde dont les extrémités sont attachées, ils peuvent être déplacés, mais ne peuvent être dénoués. Leur existence avait été prédite par la théorie il y a une vingtaine d'années, mais c'est seulement à partir de 2009 que des réseaux de skyrmions ont été observés.

Pour l'étude actuelle, les physiciens ont procédé à des simulations micromagnétiques, afin de déterminer les conditions de stabilité de skyrmions isolés ou de groupes de skyrmions dans des films magnétiques. Ils ont montré qu'un fort courant de *spin* permet de nucléer localement des skyrmions à volonté. Il est alors possible de déplacer de manière efficace des skyrmions isolés ou des chaînes de skyrmions le long de nanopistes par un courant électrique, et de les détecter par un effet magnétorésistif. Ces résultats proposent une nouvelle voie dans laquelle on peut maintenant s'engager pour l'utilisation des skyrmions dans des dispositifs novateurs de stockage ou de traitement de l'information.

Contact
Vincent Cros (vincent.cros@thalesgroup.com)

En savoir plus

[1] J. Sampaio *et al.*, *Nature Nanotechnology* **8** (2013) 839.

Sur le site *Ampère*, une histoire multimédia de l'électricité

« Ampère et l'histoire de l'électricité » est une plate-forme *web* évolutive, à la croisée de l'histoire des sciences, de l'archivistique et de l'informatisation des données scientifiques. Comportant actuellement près de 5600 pages, le site s'adresse aux chercheurs, aux enseignants, aux étudiants et au grand public curieux.

D'où sortent la pile et le moteur électriques ? Ampère a-t-il vraiment inventé le télégraphe et l'électroaimant ? Pourquoi de nombreux contemporains de Coulomb n'ont-ils pas accepté sa loi sur la force électrique et pourquoi est-il si difficile aujourd'hui, pour un jeune physicien, de reproduire les expériences de Coulomb ? L'explication habituelle de l'attraction des corps légers par un corps électrisé est-elle satisfaisante ?

Pour avancer des réponses à ces questions parmi bien d'autres, le site « Ampère et l'histoire de l'électricité » (www.ampere.cnrs.fr) propose un *Parcours historique* d'une cinquantaine de dossiers multimédia sur l'histoire de l'électricité. Ces dossiers s'appuient sur des vidéos d'expériences historiques, ainsi que sur de nombreuses sources originales des 18e et 19e siècles accessibles sur le site.

Dans sa première partie, consacrée à André-Marie Ampère (1775-1836), le site donne accès à l'ensemble, jusqu'ici dispersé, des publications d'Ampère qui vont des mathématiques à la philosophie en passant par les sciences naturelles, à ses archives personnelles intégralement numérisées et ouvertes à la transcription (53 000 photographies), à une nouvelle édition de sa correspondance, ainsi qu'à des études sur son œuvre. Ces sources intéressent particulièrement les historiens des sciences au niveau international.

De son côté, le *Parcours historique* « De la boussole à la Fée électricité » s'adresse au grand public curieux, aux étudiants et aux enseignants. Ainsi, à propos du chemin qui mène des expériences de Galvani sur la grenouille (fig. 1) à la découverte de la pile par Volta, une première approche est proposée à travers une vidéo, avec la reproduction des expériences de Galvani, tandis qu'une série d'articles s'attache de manière plus approfondie à la controverse entre Galvani et Volta et montre que les sciences de la vie ont largement contribué à l'invention de la pile en 1800.

Sur certains sujets comme celui de la mathématisation de l'électrostatique par Coulomb, ou la discussion à propos de la « force d'Ampère », le *Parcours* propose des analyses de mémoires historiques et de recherches contemporaines. On voit que Coulomb n'a pas seulement énoncé sa célèbre loi $f = qq'/r^2$. Il a instauré une nouvelle « alliance du calcul et de la physique » avec, d'un côté, une gestion mathématique sophistiquée des approximations et, de l'autre, une expérimentation de grande précision avec sa « balance électrique » (fig. 2).

1. Image extraite de la vidéo « Des expériences de Galvani à la pile de Volta », utilisable dans des classes de collège : le laboratoire de Luigi Galvani (planche I de son ouvrage *De viribus*... (1791)).

2. Une expérience discutée, la détermination de la force électrique (1785) : une balance de Coulomb.

Les éléments de réponse apportés à la question *La force d'Ampère, une formule obsolète ?* témoignent du caractère toujours ouvert de la science, avec des physiciens cherchant à remettre à l'honneur une force électrodynamique newtonienne plutôt que maxwellienne. On peut encore citer la page *La loi d'Ohm : la délicate genèse d'une loi « simple »*, où l'on découvre à quel point la question de l'existence même de tensions électriques en circuit fermé fut l'objet de polémiques acharnées au début du 19e siècle.

Dans la partie *Laboratoire historique* sont discutées des expériences historiques qui posent encore des questions à la fois aux historiens et aux physiciens. Les échanges avec des physiciens nous ont amenés à remettre en cause certaines interprétations d'expériences élémentaires. Ainsi la déviation d'un filet d'eau, souvent présentée comme une illustration du caractère polaire de la molécule d'eau, s'explique en fait par la conductibilité de l'eau *(Laboratoire historique > Un phénomène plus complexe qu'il n'y paraît, l'attraction des corps légers)*. L'étude de phénomènes disparus de la physique d'aujourd'hui, comme l'électricité de pression de Haüy, fait la jonction avec les recherches les plus contemporaines en triboélectricité. ▮

Bertrand Wolff (wolffbe@wanadoo.fr) et **Christine Blondel**
Centre Alexandre Koyré – Histoire des sciences et des techniques, 75019 Paris

Mikhaïl Lomonossov,
le premier scientifique russe moderne

Cet article, consacré à Mikhaïl Lomonossov (1711-1765), avait pour moi plusieurs justifications : un intérêt pour la chimie physique autour des travaux du savant russe Venjamin Levich (1917-1987), auteur de l'ouvrage de référence *Physicochemical Hydrodynamics* [1] et héritier du concept de « chimie physique » introduit par Lomonossov ; une visite du Kuntskamera, le premier musée de science du monde, créé par Pierre le Grand à Saint-Pétersbourg, dont toute une partie est consacrée à l'œuvre de ce savant polymathe du siècle des Lumières… et la lecture de deux articles de Vladimir Shiltsev, écrits en 2011 à l'occasion du tricentenaire de la naissance de Lomonossov. Nous avons traduit et adapté le texte publié dans *APS News* [2], en utilisant des éléments de l'article plus complet de *Physics Today* [3].

Étienne Guyon
PMMH, ESPCI, Paris

Mikhaïl Vassilievitch Lomonossov est né le 19 novembre 1711[(a)] dans un village de la Russie du nord près d'Archangelsk, au sein d'une famille de serfs de la Couronne devenus pêcheurs. À l'âge de 19 ans, il s'échappe de chez lui avec ses deux livres favoris *(Grammatica* et *Arithmetica)* pour faire des sciences.

Un voyage de cinq semaines et 1300 kilomètres de route enneigée dans un convoi de luges qui transportait du poisson gelé, le conduit à Moscou où, après avoir menti en disant qu'il était fils d'un noble, il fut admis à l'académie slave-grecque-latine du monastère Spassky. Mourant à moitié de faim avec trois kopeks par jour, il mena à bien en quatre ans un programme de huit ans en latin, grec, slavon, géographie, histoire, philosophie et catéchisme. De là, il fut admis à l'Académie des Sciences de Saint-Pétersbourg pour continuer ses études parmi les douze meilleurs élèves de l'année 1736.

L'Académie envoya alors Mikhaïl à l'Université de Marburg (Allemagne) où il étudia les mathématiques, la chimie, la physique, l'hydraulique, les mines, les humanités, avec Christian Wolff, un savant et philosophe encyclopédiste disciple de Leibnitz, qui prit conscience des exceptionnelles possibilités scientifiques de Lomonossov.

Après avoir passé l'an 1739 à Freiburg à étudier les problèmes de mines avec Johann Heckel, Lomonossov put retourner avec quelques difficultés en Russie deux ans plus tard. Ses mérites, reconnus grâce aux rapports d'études qui étaient envoyés régulièrement de l'étranger (ainsi qu'une ode poétique adressée à l'Impératrice Anna), lui donnèrent accès à un poste d'assistant de physique à l'Académie de Saint-Pétersbourg. Ce fut le premier académicien né en Russie élu en 1745 ; il servit comme membre de la Chancellerie de l'Académie, avec la charge de toutes les activités scientifiques et d'éducation ainsi que des départements, de 1757 jusqu'à sa mort en 1765.

L'Académie des Sciences de Saint-Pétersbourg avait été fondée en 1724 par un décret de Pierre le Grand, à la suggestion de Leibnitz. Pilotée à sa création par des membres étrangers, l'Académie avait connu un bon départ, attirant des scientifiques notables tels que Daniel Bernoulli (1700-1782) et Leonhard Euler (1707-1783).

Mais, au retour de Lomonossov en Russie, ces membres prestigieux étaient partis et l'Académie était en crise, suite à une mauvaise gouvernance et à une gestion des crédits défectueuse. Lomonossov combattit énergiquement ces défauts, afin de suivre de nouveau la trace du projet de Pierre le Grand. Pour cela, il augmenta le nombre de publications en russe (en plus du latin et de l'allemand), insistant aussi pour que les académiciens donnent des enseignements réguliers en russe. Ceci conduisit à augmenter le nombre d'académiciens russes et d'étudiants du Gymnasium de l'Académie. Il créa en 1755 la première université à Moscou, qui porte aujourd'hui son nom.

La nature polymathique de ce Titan russe de l'âge des Lumières est largement

Références

1• V. G. Levich, *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice Hall (1962).

2• V. Shiltsev, "Nov. 19, 1711: Birth of Mikhail Lomonosov, Russia's first modern scientist", This Month in Physics History, *APS News*, **20**, n°10 (novembre 2011).

3• V. Shiltsev, "Mikhail Lomonosov and the dawn of Russian science", *Physics Today* **65** (2012) 40-46.

4• M.V. Lomonosov, *Complete Works*, 11 vols., S. Vavilov, S. Kravets, eds., Akad. Nauk. SSSR, Moscou et Leningrad (1950-83).

Timbre édité par la Fédération de Russie en 2011, pour le tricentenaire de la naissance de M.V. Lomonossov.

L'Impératrice Catherine II de Russie chez Lomonossov en 1764 (œuvre d'Ivan Kuzmich Fedorov, 1884).

démontrée par le contenu de ses œuvres complètes [4] : vols. 1-4, physique, chimie et astronomie ; vol. 5, minéralogie, métallurgie et géologie ; vols. 7-8, philologie, poésie et prose ; vols. 9-11, correspondance, lettres et transactions.

La profondeur de sa créativité scientifique est encore plus remarquable. Dans le simple domaine des sciences naturelles[b], Lomonossov fit à lui seul plus de 4000 tests chimiques dans le premier laboratoire national russe. Ses explications scientifiques dans tous les phénomènes physiques et chimiques se font en termes d'interactions mécaniques de particules « petites et insensibles » – nos molécules – à l'intérieur d'un éther continu. Il se représente le froid absolu comme une condition dans laquelle les corpuscules cessent leur mouvement linéaire et rotationnel[c]. Il créé ainsi le terme « chimie physique » en 1752.

Dix-sept ans avant Lavoisier, Lomonossov démontre la loi de conservation de la matière[d], en montrant que des plaques de plomb placées dans un récipient scellé sans accès à l'air extérieur ne changent pas de poids une fois chauffées (1756). Il fait des expériences sur l'électricité (suffisamment dangereuses pour que son collègue Georg Richmann y perde la vie lors de la formation d'une boule de feu alors que lui survécut « miraculeusement »), et il propose une théorie de l'électricité dans l'atmosphère, qui va au-delà des travaux de Franklin et rend compte des éclairs[e] et des aurores boréales. À la recherche d'un dispositif pour envoyer dans l'atmosphère des instruments météorologiques et de l'équipement électrique, il construit le premier modèle d'hélicoptère (1754) : pour assurer une compensation des couples, celui-ci comportait deux hélices tournant dans des directions opposées, actionnées par un dispositif d'horlogerie, et a pu se soulever légèrement du sol.

Pendant le transit de Vénus du 26 mai 1761, Lomonossov découvre l'existence de son atmosphère en observant l'auréole brillante au début et à la fin du transit[f], et il donne une explication optique détaillée en termes de diffraction. Trente ans avant Herschel, en 1762, il invente et construit un télescope d'un type nouveau, utilisant un miroir primaire incliné de quatre degrés de façon à former une image directement sur un oculaire placé sur le côté ; plus tard, dans la même année, il invente un sidérostat qui lui a permis de suivre les étoiles en faisant tourner un miroir plan placé devant le télescope de 40 pieds, plutôt que l'ensemble du télescope.

Mikhaïl Lomonossov est mort le 15 avril 1765[a] à Saint-Pétersbourg. Reconnu seulement au 19e siècle comme le premier personnage de l'histoire des sciences en Russie, cet homme très grand et fort (au propre et au figuré) fait penser à son idole : Pierre le Grand. Mais il n'a pas eu à l'Ouest la même reconnaissance que les savants contemporains[g], en particulier parce que ses très nombreux travaux en grammaire, art de la mosaïque et poésie[h] ont quelque peu occulté ses travaux scientifiques. Cette méconnaissance vient aussi de la brièveté de sa vie (53 ans) et du fait que sa communauté nationale resta faible jusqu'à la fin des années 1800, avec peu de contacts avec l'Ouest (si l'on excepte Euler). Le tricentenaire de sa naissance fut célébré avec éclat en Russie.

Vladimir D. Shiltsev
Directeur du Centre de physique des accélérateurs au Fermi Lab (Batavia, Illinois, USA)
Auteur invité d'*APS News*

(a) Dates du calendrier grégorien ; soit 8 novembre 1711 et 4 avril 1765 dans notre calendrier julien.

(b) Il semble que Lomonossov n'ait jamais fait appel aux équations dans ses travaux publiés !

(c) À l'aide d'un mélange de glace et d'acide nitrique il obtient une température de – 38°C, qui lui permet d'étudier les propriétés du mercure à l'état solide.

(d) « Tous les changements dans la nature se font… de façon que quelle que soit la matière ajoutée au corps, la même quantité doit être enlevée à un autre. Comme c'est une loi générale de la nature, elle s'applique aux lois du mouvement : un corps perd autant de mouvement qu'il en communique à un autre. » Cette approche cartésienne contraste avec la vision newtonienne privilégiée à l'époque !

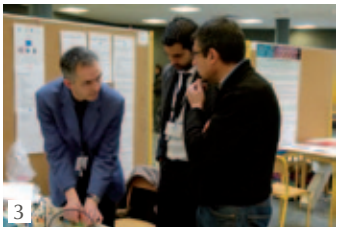
(e) Lomonossov se représente l'éclair comme dû à la friction entre les couches d'air chaud (ascendantes) et l'air froid descendant dans l'atmosphère, l'électricité étant accumulée sur des microparticules « huileuses ».

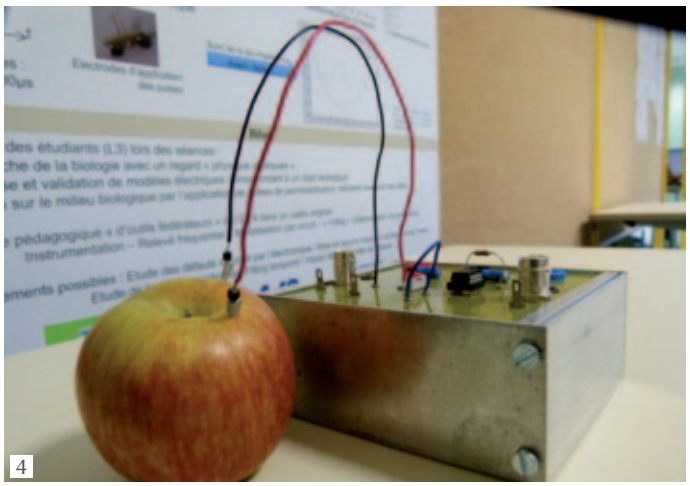
(f) La paternité de cette découverte ne lui fut reconnue qu'au milieu du 20e siècle. Lomonossov alla jusqu'à émettre l'hypothèse de la possibilité d'une vie sur Vénus !

(g) En particulier si on compare sa carrière à celle, analogue, de Benjamin Franklin qui fut son contemporain et aussi une référence de ce siècle des Lumières, et qui contribua comme Lomonossov à faire entrer leurs pays respectifs dans l'ère moderne.

(h) « La poésie est ma consolation, la physique ma profession. »

Le colloque CETSIS 2013





Le 10e Colloque sur l'Enseignement des Technologies et des Sciences de l'Information et des Systèmes (CETSIS) s'est tenu du 20 au 22 mars 2013 à l'Université de Caen Basse Normandie / ENSICAEN sous la présidence de Didier Robbes, et a rassemblé quelques 130 participants venus d'horizons divers. La Société Française de Physique (SFP), en tant qu'institution, en était à sa deuxième participation, après celle d'octobre 2011 à l'Université du Québec à Trois-Rivières (voir *Reflets de la physique* **28** (2012), p. 23). Cette fois-ci, notre société a contribué spécifiquement à l'animation de la table ronde : « Des savoirs fondamentaux aux formations supérieures » (fig. 1). L'ancien responsable de la commission enseignement, Arnaud Le Padellec, y a présenté l'approche par compétences en licence de physique dans le cadre actuel de la refonte des programmes du lycée, dont il est prévisible qu'ils conduiront à un nouveau profil d'étudiant en première année de licence.

Ce CETSIS a été aussi réussi que le précédent, avec de fort intéressantes conférences et démonstrations pratiques autour de l'articulation entre les enseignements secondaire et supérieur et le monde industriel. Rappelons au passage une spécificité de cet évènement pédagogique : une large part faite aux technologies de l'information et de la communication pour l'enseignement (TICE), ainsi qu'aux fameuses POMMADES (pour POsters, Maquettes, MAtériels, DEmonstrationS).

Le prochain colloque CETSIS aura lieu à Besançon, du 27 au 29 octobre 2014 (http://cetsis2014.sciencesconf.org).

Arnaud Le Padellec (alepadellec@irap.omp.eu)
Membre de la commission enseignement de la SFP

Contact

Pierre Bonton ,
Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II),
Département de Physique, LASMEA UMR 6602 CNRS,
63177 Aubière

Pour en savoir plus et accéder aux vidéos des tables rondes :
http://cetsis2013.sciencesconf.org/

1. La table ronde 1 : « Des savoirs fondamentaux aux formations supérieures », animée par (de gauche à droite) : Gilles Le Moroux (Inspecteur pédagogique régional de sciences physiques et chimiques, Rectorat de Caen), Arnaud Le Padellec (SFP et Université de Toulouse III Paul Sabatier) et Emmanuelle Jacquet (enseignante en physique à l'Université de Caen Basse Normandie).
2 - 5. Quelques démonstrations pratiques dans le cadre des POMMADES.

L'école d'été e2phy 2013 : « Entre lumière et matière »

Initiative conjointe de l'IN2P3 (CNRS) et de la DSM (CEA), les écoles d'été de physique e2phy rassemblent depuis treize ans des acteurs de l'enseignement de la physique, du secondaire au supérieur, autour de conférenciers reconnus comme des spécialistes incontestés de leur domaine. Le thème choisi s'adapte chaque année aux spécificités du lieu d'accueil en matière de recherche et d'innovation. Source d'informations sur l'actualité de la physique, e2phy offre aux enseignants l'occasion privilégiée d'échanger dans un climat convivial et stimulant ou de découvrir des pôles scientifiques innovants.

La treizième édition de l'école d'été de physique e2phy s'est tenue à Limoges du 26 au 29 août 2013 « entre lumière et matière », thème résonant avec la devise de la ville : « les arts du feu ». Elle a donné lieu à un véritable feu d'artifice, couvrant la mécanique quantique la plus fondamentale, l'antimatière, la relativité générale, en passant par la recherche la plus en pointe, avec le boson de Brout-Englert-Higgs ; mais aussi avec des conférences traitant de phénomènes fondamentaux, comme la fluorescence (fig. 2), ou d'applications à l'art et au vivant. Des animations proposées par les Amis du Musée d'Arsonval (voir *Reflets de la physique* **2** (2006), p. 18), faciles à réinvestir dans des cours, ont également occupé les pauses café.

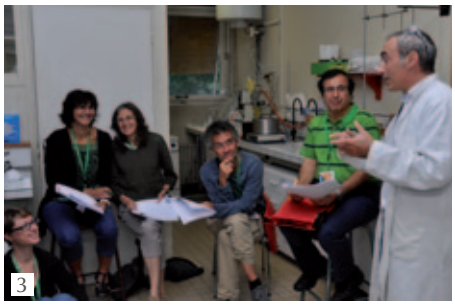
Tout ceci a été organisé, comme il se doit, par un remarquable comité local piloté par Récréasciences, le CCSTI (Centre de culture scientifique, technique et industrielle) du Limousin. L'Université de Limoges et ses diverses composantes se sont aussi fortement impliquées pour faire découvrir les pôles de la recherche régionale. Comme pour les éditions précédentes, les après-midi ont été consacrés aux visites des laboratoires locaux et à divers ateliers (fig. 3), donnant – en particulier – l'occasion à un maximum de participants de découvrir le fameux Scientibus, dont la renommée a largement dépassé les frontières du Limousin ! Les soirées, orchestrées par la Ville de Limoges, ont été occupées par des activités jamais très éloignées du thème directeur, avec en particulier une performance artistique du peintre Reg Alcorn, qui a travaillé devant nous la matière et la lumière (fig. 1) ! Pour ceux qui avaient le temps de s'attarder encore quelques heures, l'école s'est terminée par la découverte du patrimoine scientifique limousin (fig. 4).

L'édition 2013 n'a pas démenti le succès de cette école et de son format, puisque quelques deux cents participants, issus principalement de l'enseignement secondaire ou de classes préparatoires, sont venus de toute la France et parfois même de l'étranger ; les habitués ayant toujours le même plaisir à se retrouver.

La Société Française de Physique joue un rôle central dans cet évènement estival, car non contente de le subventionner, au niveau national et local, un certain nombre de ses membres sont fortement impliqués dans son organisation ; c'est par exemple le cas de l'ancien président de la division Physique nucléaire, Stefano Panebianco, dans le rôle de nouveau président du comité national d'e2phy ! Bref, il nous tarde de nous retrouver fin août 2014 dans les contrées auvergnates, pour explorer la physique de l'extrême ! ▮

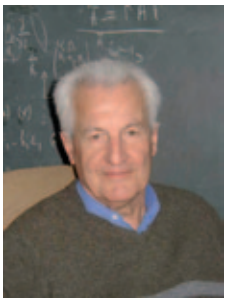
Arnaud Le Padellec, membre de la Commission enseignement de la SFP
Sophie Rémy, présidente du Comité local d'e2phy 2013 (sofremy@aol.com)
Jean-Marie Biau, représentant de l'UdPPC au Comité national d'e2phy 2013

Informations, ressources et documents sur :
http://e2phy.in2p3.fr/2013/index.php .



1. L'artiste évènementiel : Reg Alcorn (www.regalcorn.com) – 2. La conférence de Robert Pansu, sur la fluorescence et la phosphorescence – 3. Atelier « Lumière et matière du vivant », avec Vincent Sol (Laboratoire de chimie des substances naturelles, Université de Limoges) – 4. Visite du musée Urêka des mines d'uranium de Bessines-sur-Gartempe.
Photos : © Henri Guillien et Denis Leroutier

André Morel



Nous avons la tristesse d'annoncer le décès d'André Morel, le 28 juillet dernier.

André a été recruté au Service de Physique Théorique (SPhT) de Saclay en 1961, après des études à l'École polytechnique. Il s'est tout de suite intéressé à la physique des particules. Son travail avec Gilles Cohen-Tannoudji et Henri Navelet reste dans les mémoires, *via* l'acronyme « COMONAV ». Une bonne partie de sa carrière a été consacrée à la Chromodynamique quantique (QCD), qui est une théorie des quarks et des gluons. Il a en particulier appliqué la QCD à l'étude des particules de la famille des mésons J/ψ, qui se singularisent par leur temps de vie long. À partir des années 80, il se consacrera à la QCD sur réseau, version discrétisée de la théorie QCD qui permet d'utiliser les techniques de la physique statistique, avec un intérêt particulier pour le comportement à haute température du plasma de quarks et de gluons.

En 1987 André devient chef du SPhT, succédant à Roger Balian. Il y met en place une évaluation par un comité extérieur et s'investit dans les questions informatiques.

Dès sa retraite, André s'est fortement impliqué à la Société Française de Physique, dans les problèmes d'enseignement des sciences à l'école et à l'université, et dans la culture scientifique. Ces questions lui tenaient beaucoup à cœur, il en parlait régulièrement avec ses amis. Il aimait expliquer la physique de façon aussi simple que possible, à la SFP comme dans sa propre famille.

Il a présidé la Commission enseignement de la SFP au début des années 2000. Il fut durant cette période un acteur très engagé du groupe « Action Sciences », collectif créé en 2002 et regroupant les associations de professeurs de sciences du second degré et des classes préparatoires aux grandes écoles, des sociétés savantes, et diverses autres associations scientifiques. Il y représentait la SFP et était très apprécié des enseignants participant à ce collectif.

Il fut à l'origine du travail commun entre la SFP et la division « physique » de la MSTP (Mission scientifique, technique et pédagogique) sur la licence de physique, lors de la mise en place de la réforme Licence-Master-Doctorat (LMD).

André Morel a participé aux travaux de la Commission culture scientifique de la SFP, dès sa création en 2007. La difficulté de faire passer la science dans le grand public était aussi une de ses préoccupations fortes. Il a beaucoup insisté pour que nous ayons des contacts suivis avec les médias et s'est investi dans la préparation de la journée « Science et médias », que nous avons organisée en janvier 2012. Malgré sa maladie, il assistait quand il le pouvait à nos réunions.

Il nous laisse le souvenir d'un grand scientifique, d'un humaniste doté d'une volonté forte et d'une ouverture d'esprit remarquable.

Daniel Bideau, Commission culture scientifique de la SFP
André Billoire, Institut de physique théorique, CEA/Saclay

Emmanuel Rosencher

Nous sommes profondément attristés par le décès d'Emmanuel Rosencher, survenu le 15 juin 2013.

Après une thèse de mathématiques appliquées soutenue en 1978, il avait poursuivi sa carrière au CNET puis à Thomson-CSF, et enfin à l'ONERA, dont il était directeur scientifique depuis octobre 2010.

Emmanuel Rosencher était un chercheur et enseignant hors pair, qui avait un talent inouï pour susciter l'enthousiasme de ses élèves. Enseignant au département de physique de l'École polytechnique depuis plus de vingt ans, il y fut nommé professeur en 2004. Grâce à son énergie phénoménale, il était presque parvenu à faire oublier la maladie contre laquelle il luttait depuis quelques années, mais qui vient hélas de l'emporter.

Connu pour ses travaux de pionnier en optoélectronique, il avait reçu de nombreux prix et distinctions, dont le Grand prix EDP-Sciences de physique appliquée de la Société Française de Physique en 2003.

Bernard Jancovici

Animateur de recherche hors pair et physicien de renom international, Bernard Jancovici est décédé le 14 juin dernier.

Après ses premiers travaux en physique nucléaire, il s'est tourné vers ce qui allait devenir son domaine de prédilection : l'étude de la force de Coulomb en physique statistique pour les systèmes à l'état fluide, qu'il s'agisse du gaz d'électrons dans un solide, des électrolytes ou des plasmas. Il a dominé, avec une petite communauté d'autres experts, le niveau mondial de la recherche dans ce domaine. Au début des années 60, il a participé à la création du Laboratoire de physique théorique d'Orsay.

L'enseignement de Bernard Jancovici jouissait d'une réputation de tout premier ordre. Son petit manuel, *Thermodynamique et physique statistique*, laisse une trace de son enseignement.

Bernard Jancovici était lauréat du prix Félix Robin 1990 de la SFP.

Aux conseils d'administration

du 22 mars, du 14 juin et du 20 septembre 2013

Nouveaux responsables

- **Division astrophysique :**
  Denis Burgarella (Laboratoire d'astrophysique de Marseille)
  devient président (en remplacement de Gérard Massacrier).
- **Division physique des plasmas :**
  Christian Grisolia (FCM/ITER, Palaiseau)
  devient président (en remplacement de Tiberiu Minea).

Attribution de prix scientifiques

Prix Félix Robin 2013 :
Jean-Pierre Gauyacq (Institut des sciences moléculaires d'Orsay).

Prix René Pellat 2013 (physique des plasmas) :
Sébastien Corde (Laboratoire d'optique appliquée, Palaiseau).

Prix Aimé Cotton 2013 (physique atomique, moléculaire et optique) :
Fabrice Gerbier (Laboratoire Kastler Brossel, ENS, Paris).

Prix Jeune chercheur Daniel Guinier 2012 :
Sébastien Leurent (Laboratoire de physique théorique, ENS, Paris).
Mention à Erwann Bocquillon (Laboratoire Pierre Aigrain, ENS, Paris).

Prix Jeune chercheur Michelin 2012 :
Anne-Florence Bitbol (Laboratoire Matière et systèmes complexes, Paris 7).
Mention à Olivier Vincent (Laboratoire interdisciplinaire de Physique de Grenoble).

Prix Jeune chercheur Saint-Gobain 2012 :
Emmanuel Jacquet (Muséum national d'Histoire naturelle, Paris).
Mention à Antoine Réserbat-Plantey (Institut Néel, Grenoble).

Jacques Friedel

reçoit la Grand'Croix de la Légion d'Honneur

Lors d'une cérémonie à la Présidence de la République, tenue le 22 octobre 2013, la Grand'Croix de la Légion d'Honneur a été remise à Jacques Friedel, professeur émérite à l'université Paris-Sud 11, qui rejoint ainsi les soixante-six autres titulaires de la plus grande dignité de cet Ordre.

Jacques Friedel est l'un des fondateurs de la science des matériaux et de la métallurgie physique. Ses découvertes en théorie des dislocations, modélisation des propriétés mécaniques, structure électronique des métaux de transition et des impuretés dans les métaux (les « oscillations de Friedel »), physique des surfaces et des agrégats, sont considérables. Il a fortement inspiré plusieurs générations de physiciens du solide.

Ancien président de l'Académie des sciences (1993-1994), de la Société Française de Physique (1970) et de l'European Physical Society, Jacques Friedel a joué un rôle crucial dans le développement de la science en France et en Europe.

Sciences et Médias : l'enjeu du numérique

Journée organisée le lundi 21 janvier 2014 au CNAM à Paris,

par la Société Française de Physique (SFP), la Société Chimique de France (SCF), la Société de Mathématiques Appliquées et Industrielles (SMAI), la Société Mathématique de France (SMF), et avec la participation d'Inria.

Les nouveaux médias, blogs et réseaux sociaux, connaissent ces dernières années une croissance exponentielle qui donne aux scientifiques une occasion de repenser leur manière de s'adresser au public.
Cette journée fait suite à celle organisée le 9 janvier 2012 au Palais de la découverte par la SFP, en collaboration avec l'Association des Journalistes Scientifiques de la Presse d'Information (AJSPI), qui était surtout consacrée aux moyens de communication classiques (journaux, radio, télévision).
La SFP et ses partenaires se proposent aujourd'hui d'aborder la diffusion scientifique *via* les nouveaux outils numériques.
La journée s'adresse aux scientifiques des sociétés organisatrices et, plus largement, à un public de scientifiques intéressés par les enjeux de la communication scientifique, ainsi qu'aux journalistes et acteurs de la communication *via* Internet. Les établissements et organismes scientifiques y seront évidemment bienvenus.

Programme :
Devenir des médias classiques – Blogs de journalistes – Journalisme *web* – Science, société et médias – Comment les « institutionnels » peuvent utiliser les nouveaux médias ? – Une expérience sur Internet : *images des Maths* – Utilisation des blogs par les scientifiques – *Avec la participation de Cédric Villani.*

Comité d'organisation : Daniel Bideau et Daniel Hennequin (SFP), Aline Bonami (SMAI et SMF), Pierre Pansu (SMF), Marie-Claude Vitorge (SCF) et Christine Leininger (Inria).

Pour plus d'informations

Contact à la SFP :
daniel.bideau@univ-rennes1.fr
jean-jacques.benattar@sfpnet.org

Inscription gratuite et obligatoire

www.sciencesetmedia.org

Prix Jean Perrin 2012 (popularisation de la science) : Denis Savoie

Denis Savoie dirige le planétarium et le département astronomie du Palais de la découverte. Il est aussi chercheur associé au département Systèmes de référence temps espace (SYRTE) de l'Observatoire de Paris et membre correspondant de l'Académie Internationale d'Histoire des Sciences.

Il fut président de la Commission des cadrans solaires de la Société astronomique de France durant 20 ans. Flammarion moderne, il a consacré sa carrière à la diffusion des connaissances astronomiques. Spécialiste de la théorie et de l'histoire des cadrans solaires, Denis Savoie a publié deux ouvrages qui sont considérés comme des références en la matière : *La gnomonique* et *Les cadrans solaires*. À ceux-là, on peut ajouter sa *Cosmographie* (Belin, Pour la Science).

En matière de cadrans solaires, son œuvre témoigne de sa renommée internationale : il a conçu en particulier la nef solaire, cadran solaire monumental installé sur l'aire de Tavel de l'autoroute A9 (1993) (fig. 1), le cadran solaire de la Bibliothèque d'Alexandrie (2004) et le gigantesque cadran tracé sur le barrage de Castillon (2009).

Denis Savoie est aussi impliqué dans la défense de la science, au sens noble du terme. Son inlassable action auprès des jeunes, des étudiants, des enseignants et du grand public permet de rendre accessible au plus grand nombre et de façon rigoureuse une astronomie bien mal traitée dans l'enseignement, et dont la pollution lumineuse de nos grandes villes nous éloigne chaque jour un peu plus.

En récompensant Denis Savoie, le jury du prix Perrin a voulu, à travers lui, mettre l'accent sur l'importance du travail des médiateurs scientifiques tels qu'ils ont été mis en place au Palais de la découverte dès sa création, et qui devraient avoir une place dans toutes les structures de diffusion de la culture scientifique.

Discours de Denis Savoie, lors de sa remise de prix au Palais de la découverte, le 16 mai 2013

Je suis très honoré ce soir de recevoir le prix Jean Perrin que me décerne la Société Française de Physique et ce, d'autant plus que ce prix porte le nom du fondateur de l'établissement dans lequel j'ai effectué l'essentiel de ma carrière, le Palais de la découverte. Pour les astronomes, Jean Perrin est un savant qui a marqué la discipline puisque, en plus du Palais, il a fondé l'Institut d'astrophysique de Paris et l'Observatoire de Haute-Provence !

Je me suis souvent demandé ce que penserait Jean Perrin s'il revenait aujourd'hui au Palais. Je suppose qu'il serait d'abord surpris, voire très surpris ! Surpris d'abord que ce Palais des sciences existe toujours 76 ans après sa fondation ; surpris encore plus en le visitant, car certaines salles lui sembleraient quasiment dans le même état qu'en 1937, ce qui pour certains est très inquiétant. En ce qui concerne le planétarium, je ne crois pas qu'il serait complètement dépaysé ; concrètement, il est vraisemblable que le discours que l'on y tient aujourd'hui est peu différent de l'époque où le planétarium se trouvait sur les bords de Seine. Certains, bien sûr, s'en offusqueront aussi : combien de fois m'a-t-on reproché de ne pas montrer au public enfin de l'astronomie moderne, c'est-à-dire montrer le ciel en rayons X, en rayons gamma, plutôt que de s'accrocher à de vieilles antiennes… Et, en fait, ce reproche pourrait être fait à bien d'autres disciplines du Palais ; ce serait oublier la mission de cet établissement depuis sa fondation : vulgariser la science fondamentale. Comment comprendre et mesurer l'importance des dernières découvertes en astronomie aujourd'hui, si on ne connaît pas les bases ? Ces bases en astronomie, cette astronomie qui, pour paraphraser Kepler, « est fille du temps », sont en dehors du temps justement : comme les lois de l'électrostatique en physique sont immuables, les lois qui régissent les mouvements des astres le sont aussi à l'échelle humaine. Ce sont ces bases que chaque jour nous transmettons au public. Et c'est peut-être parce que le public qui fréquente le Palais reçoit ce discours, je devrais dire l'outil indispensable à la compréhension du monde, qu'il se dit parfois « ah d'accord, j'ai compris pourquoi ».

Mais l'astronomie au Palais ne se résume pas au planétarium ; la salle des planètes, le balcon de cosmologie, qui eux présentent l'état le plus actuel de l'astronomie et de l'astrophysique, participent activement à faire découvrir au public cette science qu'on dit la plus ancienne. Heureusement aujourd'hui, la médiation au Palais de la découverte ne se résume pas à un discours bien rôdé que l'on déverserait à longueur de journée ; la conception des salles, leur contenu scientifique, la façon d'interagir, tout comme les expositions temporaires, tout ceci fait et doit faire partie du métier de médiateur.

Et il faut en convenir, je pense que le Palais de ce début du XXIe siècle est bien mieux que celui des années 80, époque où je suis arrivé. Cela tient essentiellement à la médiation scientifique, qui a beaucoup évolué et qui s'est considérablement améliorée : elle est désormais délivrée par des personnes au coefficient de vétusté beaucoup moins élevé qu'à une époque où des chargés d'exposé en blouse blanche hantaient les salles d'expériences… Le Palais s'est rajeuni, les médiateurs ont une formation scientifique bien plus sérieuse qu'autrefois ; ils ne sont plus cantonnés à une oralité répétitive. Jean Perrin pourrait être fier que l'idée qu'il a eue à l'époque du Front Populaire, cette idée de partager et de faire découvrir la science aux citoyens grâce à des expériences et

© Claude Garnier

1. Nef solaire de Tavel, imaginée par la sculpteur Odile Mir. Ce cadran solaire monumental a été calculé par Denis Savoie en 1993 ; il se trouve sur l'aire nord de Tavel sur l'autoroute A9, près d'Avignon. De nombreuses explications astronomiques et historiques complètent cette remarquable réalisation.

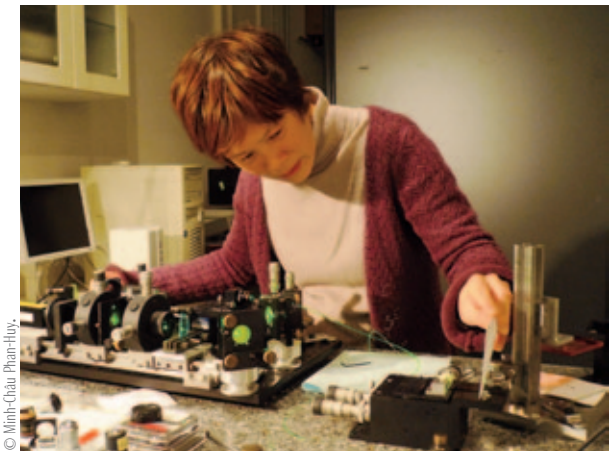
des médiateurs, n'a pas pris une ride. Elle enthousiasme encore un public jeune et moins jeune qui fréquente assidûment, années après années, depuis donc plus de 76 ans, ce Palais qui pourtant a connu et connaît encore des vicissitudes, à un point tel qu'on pourrait graver sur son fronton la devise *Fluctuat nec mergitur*, il ballote mais ne sombre pas !

Je ne pourrai pas dire combien j'ai fait de séances de planétarium et d'exposés d'astronomie en un quart de siècle : des milliers, sans doute. Jamais je n'aurais pu mener à bien cette médiation, organiser le département d'astronomie, publier des ouvrages et poursuivre parallèlement depuis dix-sept ans mes recherches à l'Observatoire de Paris, au sein de l'équipe Histoire du département Temps-Espace, le Syrte, sans mes chers collègues que je voudrais associer ce soir à ce prix Jean Perrin. Je tiens donc à remercier ici Marc Goutaudier, Rémi Tropé, Sébastien Fontaine, Johan Kieken, Stéphane Fay, Alain Redding et Philippe Thebault. Sans eux, rien de tout cela n'aurait été possible. Et, vous l'avez compris, si le Palais de la découverte permet tant d'activités dans la médiation, c'est qu'on y jouit d'une grande liberté et d'une grande confiance : ce sont des atouts qu'il faut préserver, car ils sont précieux.

Le prix Jean Perrin récompense la popularisation de la science ; cette popularisation n'a pas eu dans mon cas comme seul vecteur le Palais de la découverte. Très tôt j'ai eu la chance de rencontrer un maître qui m'a enseigné la gnomonique, une sorte de « microniche » dans le champ de l'astronomie. Et celle-ci est devenue pour moi un axe majeur pour faire découvrir une astronomie peu connue, celle de la mesure du temps, qui regroupe de la technique et de l'histoire, voire de l'art, mais je préfère le mot esthétisme. Et j'avoue que j'ai pris un plaisir immense à réaliser des cadrans solaires, grands ou petits, en France et à l'étranger. À chaque fois, ces cadrans qui paraissent assez simples ont été l'occasion d'expliquer au public que derrière eux se cachent des mathématiques, de l'astronomie, de l'histoire des sciences, voire de la philosophie lorsque l'on s'attache aux devises souvent latines qui évoquent la fuite du temps ou la brièveté de la vie. J'ai toujours été attentif à une médiation pragmatique, pour ne pas dire concrète, de l'astronomie et de l'histoire de l'astronomie ; et les cadrans solaires constituent un vecteur, un moyen d'intéresser le public, alors que l'astronomie est une science assez impalpable, où faire des expériences comme en chimie ou en physique est très difficile.

À une époque pas si éloignée, on aurait pu me demander de dresser l'horoscope du Palais de la découverte. Quoi de plus facile avec le planétarium en plus… Que va devenir le Palais ? Va t-il « surfusioner » avec le Grand Palais après avoir fusionné avec la Cité des Sciences, et se trouver alors dans un état métastable ? À cela je répondrai, comme le ferait un astrologue, toujours habile, que les astres inclinent mais ne déterminent pas… Il est cependant facile d'entrevoir que dans une France où la désaffection des jeunes pour les carrières scientifiques devient un réel sujet de préoccupation pour les politiques, le Palais de la découverte (et plus généralement Universcience) a plus que jamais une légitimité forte dans la diffusion des savoirs. Pour conclure, je ferai mienne cette prédiction d'un grand astrophysicien français, Jean-Claude Pecker : « La culture scientifique est partie intégrante de toute culture. Sans sa composante scientifique, toute culture est vouée à l'échec. »

Denis Savoie



© Minh-Châu Phan-Huy.

Sylvie Lebrun, sur le prototype actuel de convertisseur Rambio, réalisé à partir d'une fibre à cristal photonique remplie d'éthanol, convertissant une lumière de pompe verte à 532 nm issue d'un microlaser vers le premier ordre Stokes de l'éthanol à 630 nm.

Sylvie Lebrun : la lumière, tout simplement

Maître de conférences au Laboratoire Charles Fabry* de l'Institut d'optique (CNRS-IOGS) à Palaiseau depuis 2004, Sylvie Lebrun est spécialiste d'optique non linéaire et des lasers. Une passion qu'elle conjugue avec un égal bonheur entre recherche fondamentale et applications tous azimuts.

« Aussi longtemps que je me souvienne, j'ai toujours été passionnée par la lumière, évoque Sylvie Lebrun. Je ne sais pas... c'est beau, intrigant, ça coule naturellement. » Comme semble couler de source le parcours de cette chercheuse qui, étudiante, rêvait déjà, sans trop y croire, d'entrer à l'Institut d'Optique Graduate School. À peine dix ans plus tard, elle se voit décerner le Prix « Fibre de l'innovation » 2011 par OpticsValley pour ses travaux au sein du laboratoire Charles Fabry.

« Lorsque j'ai fait mon DEA, François Balembois, professeur à l'Institut d'optique, proposait un stage intitulé "Développement d'un laser de puissance". Tout le monde le voulait et, je ne me l'explique pas, c'est moi qui l'ai eu. J'ai eu la chance de l'avoir », se souvient la physicienne. Sylvie Lebrun entreprend ensuite une thèse dans le même laboratoire. Sujet : la mise au point d'un laser à forte luminance aux fréquences télécoms, et l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau produit par des diodes laser. « De cette période, je retiens la satisfaction d'avoir atteint mes objectifs et la liberté de pouvoir creuser un sujet dans toutes les directions », poursuit la jeune femme.

Suit un an d'ATER, durant lequel la physicienne travaille au développement d'un projet de laser infrarouge à cascade quantique. Puis, en 2004, elle entre au Laboratoire Charles Fabry, dans le groupe Manolia (Matériaux non linéaires et applications). Nouvelle spécialité : les fibres à cristaux photoniques, précisément des fibres optiques constituées d'un cœur vide d'environ 10 microns de diamètre, entouré d'une centaine de fibres plus étroites que l'on peut remplir avec différents liquides. La scientifique explique : « En se propageant dans un tel milieu, les photons perdent de l'énergie par interaction avec la matière. Ces fibres permettent donc de modifier la longueur d'onde, c'est-à-dire la couleur de la lumière qui les traverse. » Résultat, en 2006, Sylvie Lebrun montre que ses fibres permettent de muer un laser vert en rouge, et ce avec une efficacité d'environ 70 %. « C'est quasiment optimal, s'enthousiasme-t-elle ; les autres méthodes ont une efficacité entre 20 et 30 %. »

La méthode est si prometteuse que l'objectif suivant est de parvenir à un dispositif miniaturisé et susceptible, à partir d'une seule source laser, de délivrer à loisir une large gamme de longueurs d'onde. Un projet dont la réussite vaut à Sylvie Lebrun son prix et permet le dépôt d'un brevet en 2012, qu'elle compte bien exploiter. « En connectant notre petit module fibré devant un unique microlaser, on peut obtenir une lumière laser dont la longueur d'onde est comprise entre 350 et 800 nanomètres », détaille la chercheuse. Un dispositif dont les applications pourraient aller de la spectroscopie de fluorescence à la détection, en temps réel et de façon non invasive, des tissus cancéreux à opérer, en passant par le détatouage. Les perspectives de valorisation sont très prometteuses et lui valent le soutien du CNRS à travers le recrutement en CDD d'un assistant pour aider au développement du démonstrateur.

« Sur ce projet, ce sont désormais les applications qui nous motivent », nous dit Sylvie Lebrun qui, dans le même temps, planche sur un autre projet où il est cette fois question de fibres au diamètre nanométrique obtenues grâce à un dispositif dont seul dispose le laboratoire Charles Fabry [1]. « Nous en sommes encore à un niveau très fondamental, précise-t-elle. Mais nous imaginons utiliser ces fibres pour modifier la fréquence d'un laser ou, pourquoi pas, comme capteurs en exploitant la partie du champ électromagnétique de la lumière qui, du fait de l'étroitesse de la fibre, se propage à l'extérieur de cette dernière. » Une chose est certaine, la passion est tout simplement intacte ! ▮

Mathieu Grousson, journaliste

* Le laboratoire Charles Fabry est une unité mixte de l'Institut d'Optique Graduate School (IOGS) et du CNRS, partenaire de l'Université Paris-Sud.

[1] L. Shan *et al.*, "Design of nanofibres for efficient stimulated Raman scattering in the évanescent field", *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* **8** (2013) 13030 ; "Stimulated Raman scattering in the evanescent field of liquid immersed tapered nanofibers", *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013) 201110.

Ouvrages sélectionnés pour vous

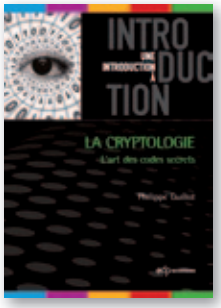
Physique de la matière condensée

Des atomes froids aux supraconducteurs à haute température critique

Michel Héritier – *Préface de Jacques Friedel*

Cet ouvrage de référence en physique de la matière condensée fait le point sur des questions très actuelles du domaine, telles que les systèmes de particules fortement corrélées, la physique au-delà du liquide de Fermi, le magnétisme itinérant, la supraconductivité non conventionnelle, le lien avec la physique des atomes froids. L'ouvrage met en lumière la physique originale derrière les nouveaux matériaux, décrivant les progrès récents de la recherche dans ces domaines.
Le livre couvre de façon approfondie un large spectre de sujets. En particulier, les transitions de phase et les phénomènes critiques, ainsi que le gaz d'électrons, y sont très largement traités. La présentation est rigoureuse et les chapitres sont abondamment agrémentés d'exemples tirés de divers champs de la physique. On y trouve une extension de la culture de physique du solide de base vers de nombreux problèmes modernes.
L'ouvrage comporte aussi des parties mathématiques, qui permettront au lecteur de trouver les descriptions précises dont il peut avoir besoin.

Septembre 2013 / Collection QuinteSciences */ ISBN : 978-2-7598-0810-6 / 640 pages / 70* €
Public averti



La cryptologie – L'art des codes secrets

Philippe Guillot

La cryptologie rassemble les techniques destinées à dissimuler le sens d'un message à toute personne autre que son destinataire. Elle est restée longtemps confinée aux milieux militaires et diplomatiques. Aujourd'hui, avec la généralisation des technologies numériques, elle est omniprésente dans notre vie quotidienne.
La présentation de Philippe Guillot s'appuie sur l'histoire de cette discipline, depuis l'Antiquité jusqu'aux développements les plus récents. Son utilisation va aujourd'hui au-delà du seul chiffrement des messages, elle inclut la signature numérique et tous les services qui contribuent à protéger nos informations. L'auteur expose les opérations cryptographiques qui sous-tendent nombre de nos gestes quotidiens comme le paiement sécurisé en ligne, le retrait d'espèces aux distributeurs de billets ou les appels sur les téléphones portables.
L'ouvrage développe aussi la cryptanalyse, qui se place du point de vue d'un adversaire cherchant à faire sauter les protections mises en place. Enfin, un dernier chapitre présente les perspectives offertes par la physique quantique.

Mai 2013 / Collection Une introduction à... */ ISBN : 978-2-7598-0811-3 / 196 pages / 22* €.
Public averti

Supraconductivité

Philippe Mangin et Rémi Kahn

La supraconductivité fait rêver, surtout depuis la découverte de son existence à des températures relativement accessibles. Ses applications sont déjà notables (imagerie par résonance magnétique, futur ITER, NeuroSpin, SQUID...) et des projets plus futuristes se développent (transport de courant, train en lévitation, moteurs).
Le lecteur pourra s'initier à la théorie de London et aux équations de Pippard, puis étudier les supraconducteurs de type I et de type II (thermodynamique, magnétisme, dynamique de vortex, transport de courant...), les paires de Cooper et les résultats de la théorie BCS. L'étude de la cohérence et de la quantification du flux conduit à l'effet Josephson qui, avec le SQUID, est un bon exemple d'application. Le lecteur pourra combler certaines de ses lacunes grâce aux annexes, suivre le cheminement d'un modèle et s'approprier les concepts. Environ 250 illustrations facilitent la compréhension de l'ouvrage.
Le livre est destiné aux enseignants, universitaires et chercheurs. Les ingénieurs des entreprises disposeront d'une introduction précieuse pour comprendre d'autres ouvrages plus appliqués ou spécialisés.

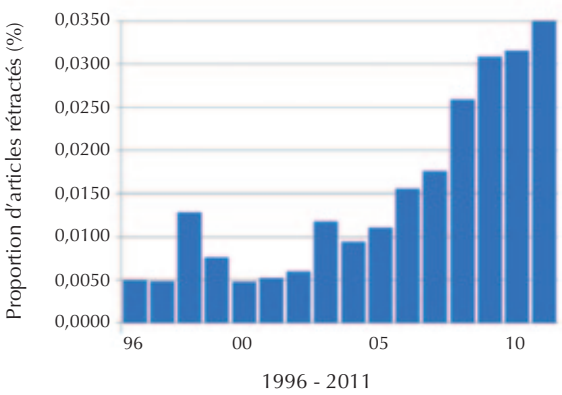
Février 2013 / Collection Grenoble Sciences */ ISBN : 978-2-7598-0657-7 / 406 pages / 59* €
Public : Enseignants, universitaires

Sommes-nous toujours honnêtes dans nos pratiques de la recherche ?

"The description of a scientist as honest should be a tautology" conclut un article récent de *Nature* consacré à la fraude en recherche. Peut-on penser qu'il pourrait en être autrement ? La fiabilité des résultats de la recherche, la rigueur et l'honnêteté de leur interprétation sont essentiels pour l'avancement de la connaissance et pour garantir la confiance du public dans l'entreprise de la recherche. Pourtant, on parle de plus en plus de cas de plagiat, de données falsifiées voire inventées. La proportion d'articles rétractés augmente considérablement (fig. 1), dont 43% pour fraude, comme le souligne en 2012 la prestigieuse revue *PNAS*[(a)] [1]. Il ne s'agit d'ailleurs pas d'un phénomène nouveau puisqu'il a concerné, comme l'on sait, de grands scientifiques tels que Mendel ou Pasteur et Galilée, Newton ou Millikan. Pourtant il semble s'amplifier, devient un motif croissant d'inquiétude pour les institutions de recherche et fait l'objet depuis quelques années de conférences mondiales portant sur l'intégrité en science et aboutissant à des chartes.

Le domaine des sciences de la vie et de la santé semble le premier concerné. C'est en effet une science beaucoup plus jeune que les mathématiques ou la physique, et qui traite de sujets d'une infinie complexité. En outre, le financement de la recherche médicale par des laboratoires privés peut prédisposer aux conflits d'intérêt, voire à la corruption. Un exemple célèbre est celui de Scott Reuben, anesthésiste britannique réputé, financé par la firme Pfizer, qui publia vingt-et-un articles de 1995 à 2006, avec des résultats totalement inventés sur l'efficacité d'un médicament agissant sur les douleurs postopératoires. Plus grave, celui d'Andrew Wakefield démontrant faussement que le vaccin contre la rougeole prédispose à l'autisme, entraînant une diminution importante de la couverture vaccinale en Angleterre. Mais la fraude concerne aussi bien d'autres domaines de la science. La sociologie, sans même évoquer l'économie, fournit de nombreux cas choquants, tel celui bien connu de Cyril Burt qui mit en évidence de très fortes corrélations statistiques entre les QI de jumeaux homozygotes totalement séparés peu après leur naissance ; ces études se sont révélées truquées, mais ont eu des conséquences durables sur les pratiques éducatives en Grande-Bretagne.

(a) PNAS : Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America.



1. L'évolution des rétractations dans la littérature biomédicale, de 1996 à 2011, d'après l'Office of Research Integrity (mars 2013). Ce nombre est rapporté au nombre total d'articles (indexés dans MEDLINE) parus la même année. Les données les plus récentes pour 2012 (absentes de ce graphique) sont de 348 rétractations pour 760 000 articles publiés, soit 0,0457%, ou une augmentation de 30,5% par rapport à 2011. D'après R. van Noorden [2], 44% des rétractations relèvent d'une « mauvaise conduite » (falsification, plagiat ou autoplagiat).

Si les mathématiques semblent relativement à l'abri des pratiques frauduleuses, qu'en est-il de la physique ? L'affaire de Hendrick Schön nous rappelle qu'elle non plus n'y échappe pas. Ce physicien réputé des Bell Labs, entouré d'une équipe de vingt collaborateurs, ambitionnait de révolutionner la supraconductivité, l'électronique moléculaire, les transistors et les nanotechnologies. En 2000, il publia huit articles dans *Science* et *Nature*, en 2001 un article tous les huit jours ! Une commission d'experts finit par conclure, en dépit de la destruction des cahiers d'expériences et des échantillons, qu'il avait délibérément falsifié, voire inventé, des données expérimentales. Schön a certes été confondu, mais que penser de ses collaborateurs exonérés de toute accusation et du filtrage déficient par le "peer review" des journaux scientifiques ?

La fraude avérée reste tout de même exceptionnelle ; les quelques cas signalés au CNRS sont traités dans la plus grande discrétion au niveau de la direction générale, après vérification des allégations par un comité *ad hoc*. Par contre, ce qui paraît plus préoccupant, c'est le glissement actuel, conscient ou inconscient, de certains

chercheurs vers des conduites éthiquement discutables. Et il y a une continuité entre la fraude avérée et les résultats arrangés : on « cuisine » des données pour ne garder que les points qui « collent » ; on « trafique » des clichés de manip avec Photoshop ; on publie trop vite des résultats qu'on n'a pas réussi à reproduire ; on reste évasif sur les protocoles expérimentaux pour ne pas être vérifié ou copié ; on dissimule des résultats ; on « saucissonne » ses données en plusieurs articles au risque de rendre incompréhensible chacun pris isolément, etc. Le domaine des signatures des articles est bien celui qui suscite le plus de comportements peu intègres et donc de conflits dans une équipe ou même d'un laboratoire à l'autre : on « oublie » de mettre sur la publication le nom du postdoctorant reparti dans son pays ; à l'inverse, on cite par complaisance celui du grand patron ; on joue à « je te cite, tu me cites » ; on laisse publier des résultats douteux à un doctorant pressé de boucler sa thèse ; on se querelle sur l'ordre supposé significatif des signataires ; on emprunte des données à des chers collègues sans leur demander leur accord. Pire : on vole une idée à un projet dont on a été rapporteur dans un comité d'évaluation, impunément car il n'y a pas de droit de propriété intellectuelle sur les idées non publiées…

Dans un autre registre, certains chercheurs n'ont pas une pleine conscience de leurs responsabilités dans le travail collectif. Gérer les relations hiérarchiques, savoir respecter ses collaborateurs, reconnaître leur contribution peut se révéler complexe et délicat, d'autant qu'il n'existe quasiment pas de formation au management des personnels dans un laboratoire. La responsabilité des directeurs de thèse dans la formation des doctorants, telle que définie dans la charte des thèses, se révèle assez souvent mise en défaut par manque de suivi ; il importe en effet de bien les initier avec rigueur aux méthodes de la discipline, de les former à l'écriture d'articles, de leur permettre l'accès à des congrès, enfin de leur apporter une aide pour la suite de leur carrière. À côté de conseils insuffisants aux étudiants et d'ailleurs aussi aux postdoctorants, tous dans une situation de précarité, l'abus d'autorité et le harcèlement sont fréquents dans les laboratoires. Certes les discriminations et le harcèlement, moral ou sexuel, relèvent du droit du travail et peuvent être sanctionnés. Mais qui imagine une plainte déposée par une jeune doctorante contre son directeur de thèse, ou par un chercheur novice exploité par son patron, au risque de détruire ses perspectives de carrière dans un milieu où tout le monde se connaît et se soutient à une certain niveau ?

À quoi attribuer ces dérives, mineures ou graves, dont se rend coupable un chercheur sur trois (si l'on en croit une enquête publiée dans *Nature* en 2011 [2]) ? Inutile de revenir ici sur la pression pour publier qui est devenue la règle, avec la dictature imparable de la bibliométrie [3]. Les scientifiques sont de plus en plus confrontés aux profondes mutations de la recherche et à l'évolution de leurs missions, dans un contexte très fortement compétitif avec l'internationalisation de la recherche et les pressions de l'évaluation qui conditionne l'évolution des carrières. Ils doivent valoriser leurs travaux, trouver des financements, prendre en charge des expertises, diffuser la culture scientifique et enfin assurer une communication avec le public et les médias. Notons que certains ont aussi de lourdes charges d'enseignement. Concilier la passion de découvrir et de contribuer au bien commun avec cet ensemble de contraintes, relève d'un défi permanent et rend les chercheurs vulnérables à des écarts.

En France, une charte nationale relative à l'intégrité scientifique est en cours d'élaboration. Le comité d'éthique du CNRS (le COMETS) vient de publier un guide intitulé « Promouvoir une recherche intègre et responsable » [4], qui a vocation à s'étendre à toutes les institutions de recherche en France.

Mais comme l'a écrit Pierre Léna, ancien président de la Société Française de Physique et aussi du COMETS : « On ne peut multiplier des barrières, les interdits, les règlements… dans bien des cas, c'est à la conscience du chercheur que l'on fait appel. »

« Hippocrate a écrit un serment que chaque médecin prête depuis cinq siècles. N'est-il pas temps de penser à un serment du scientifique ? » (Pierre Léna et Michel Serres).

Michèle Leduc[1] (michele.leduc@lkb.ens.fr)
et **Lucienne Letellier**[2]
(1) Directrice de recherche émérite au Laboratoire Kastler-Brossel (ENS et UPMC), présidente du comité d'éthique du CNRS (COMETS)
(2) Directrice de recherche émérite à l'IBBMC (Université Paris-Sud), experte associée au COMETS

Références

1• F. Fang *et al.*, "Misconduct accounts for the majority of retracted publications", *PNAS*, **109** (2012) 17028-33.

2• R. van Noorden, "The trouble with retraction", *Nature*, **78** (2011) 26-28.

3• B. van Tiggelen, *Reflets de la physique* n°**32** (janvier 2013), p. 46.

4• www.cnrs.fr/comets/IMG/pdf/guide_final_19-11-2013.pdf

« Le boson et le chapeau mexicain »

Gilles Cohen-Tannoudji et Michel Spiro – *Préface de Michel Serres*

(Gallimard, collection Folio essais, 2013, 544 p., 9,90 €)

La découverte du boson de Higgs a été saluée à juste titre par l'ensemble de la presse et des journalistes scientifiques comme « la découverte scientifique la plus importante de l'année 2012 ». Au vu du titre du livre de Gilles Cohen-Tannoudji et Michel Spiro, on pourrait penser que le sujet en est principalement la traque du boson de Higgs depuis une vingtaine d'années, mais en fait l'objectif est bien plus ambitieux : il s'agit de dresser un panorama de la physique depuis Galilée et Newton, physique dont ce boson est aujourd'hui l'aboutissement. L'ouvrage répondra à l'attente des lecteurs intéressés par la physique moderne, en leur permettant d'aller bien au-delà des quelques pages sur le boson de Higgs que l'on trouve dans les revues de vulgarisation scientifique, et en leur donnant accès aux concepts fondamentaux.

Le livre s'ouvre sur l'histoire de la physique classique, qui débute avec les équations de Newton et culmine avec celles de Maxwell. Puis sont décrites en détail les deux grandes révolutions du début du XXe siècle, la révolution relativiste et la révolution quantique. Aux chapitres 3 et 4, les auteurs abordent le sujet qui leur tient à cœur, la physique des particules élémentaires à partir des années 1930 et de la découverte du neutron. L'objectif des chapitres 5 à 7 est de faire comprendre au lecteur la logique qui va mener progressivement au modèle sous-tendant aujourd'hui la physique des particules, le modèle standard (sous-entendu : de la physique des particules élémentaires). Ce modèle est décrit en grand détail, avec tous ses composants : bosons de jauge, fermions, et bien sûr le mécanisme de Higgs qui permet de donner une masse aux particules. Il est cependant dommage que ne soit pas mentionnée la théorie de Ginzburg-Landau de la supraconductivité, qui contient l'idée de base. De même, je ne comprends pas que l'analogie du mécanisme de Higgs avec une mélasse visqueuse soit reprise telle quelle, alors que tout le monde sait que cette analogie est trompeuse : une force de viscosité est proportionnelle à la vitesse ! Le chapitre 8 nous mène à la phase finale : la découverte au LHC (CERN) de la pièce manquante du modèle standard. Les auteurs ont activement participé aux développements théoriques et expérimentaux qui ont mené à la construction du modèle standard et à sa confirmation expérimentale, et ils sont particulièrement qualifiés pour en retracer l'historique. Leur livre restera sans nul doute une référence pour l'exposé et l'histoire de la physique des particules.

Une des particularités de ces dernières années a été le rapprochement de l'astrophysique, plus particulièrement la cosmologie, et de la physique des particules. Un chapitre entier très informatif et remarquablement clair détaille le modèle cosmologique standard et donne un aperçu de ce que pourra y apporter la physique des particules. Enfin, les deux chapitres finaux dressent l'inventaire des problèmes non encore résolus et ouvrent les perspectives d'avenir.

J'ai deux réserves sur ce livre : la première est qu'il n'est pas suffisamment pédagogique ; par exemple l'illustration est déficiente, sauf en ce qui concerne les graphes de Feynman que l'on trouve en abondance. De plus, en voulant entrer dans le détail des concepts, les auteurs se lancent dans des phrases comme « un état quantique est associé à un rayon de l'espace de Hilbert, c'est-à-dire un ensemble de vecteurs définis à une constante près... La norme de l'état est le module de la fonction d'onde. » Passant sur le fait que la dernière phrase est incorrecte, à quel lecteur s'adressent les auteurs ? Et je pourrais multiplier les exemples de passages accessibles uniquement aux spécialistes. Ma seconde réserve concerne la vision datée que présentent les auteurs de la théorie quantique, qui a connu au cours de ces dernières années des avancées conceptuelles très importantes ; par ailleurs, certaines affirmations des auteurs sur l'intégrale de chemin ou la décohérence sont très discutables.

En dépit de ces réserves, ce livre stimulant, écrit dans un style alerte, est une mine d'informations sur la physique microscopique moderne.

Michel Le Bellac
Université de Nice – Sophia Antipolis

OUVRAGE RECOMMANDÉ

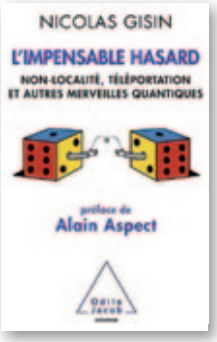
La Science voilée

Physicienne reconnue et personnalité politique de premier plan en Tunisie, Faouzia Farida Charfi offre avec ce livre un vibrant plaidoyer pour la science et l'autonomie de la pensée.

Puisant dans l'actualité récente mais aussi dans l'histoire, elle retrace ici les relations entretenues par l'islam et la science. Des relations qui, après un véritable âge d'or des sciences arabes et la période réformiste du XIXe siècle, sont désormais marquées du sceau de l'ambiguïté.

Un appel pour que la Tunisie se donne les moyens de son avenir.

Faouzia Farida Charfi (Odile Jacob, 2013, 224 p., 22,90 €).



« L'impensable hasard »
Non-localité, téléportation et autres merveilles quantiques
Nicolas Gisin – *Préface d'Alain Aspect* (Odile Jacob, 2012, 176 p., 21,90 €)

Ce livre se propose d'expliquer au grand public le concept de « non-localité quantique ». Le domaine de recherches correspondant est aujourd'hui très actif ; il comprend des sujets comme la violation expérimentale des inégalités de Bell, l'information et la cryptographie quantiques, les relais quantiques, etc. Nicolas Gisin, directeur du département de physique appliquée de l'Université de Genève, fait partie des meilleurs experts au monde dans le domaine de l'information quantique, aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental ; en particulier, il a été à l'origine des tout premiers dispositifs pratiques de cryptographie quantique. Il était particulièrement qualifié pour écrire un livre de vulgarisation sur le sujet et, à mon avis, il y a parfaitement réussi.

Contrairement à la majorité des livres de vulgarisation antérieurs, celui de Nicolas Gisin n'essaie pas d'impressionner le lecteur avec « l'étrangeté » de la physique quantique. Il préfère s'appuyer sur un exemple simple qu'il appelle le « jeu de Bell », en évitant d'introduire l'arsenal habituel de la théorie quantique : vecteurs d'état, amplitudes de probabilité, etc. Dans ce jeu, deux boîtes éloignées possèdent chacune une entrée binaire, $a = 0$ ou $a = 1$ pour la première, $b = 0$ ou $b = 1$ pour la seconde, et des sorties également binaires, x et y. Gagner au jeu de Bell consiste à obtenir un résultat tel que $xy = a + b$, où + est l'addition *modulo* 2, avec $1 + 1 = 0$. Si les corrélations entre les deux boîtes ne peuvent provenir que de causes communes, et si les deux boîtes sont suffisamment éloignées pour interdire toute communication pendant la durée d'une opération, alors la probabilité de gagner au jeu de Bell ne peut pas dépasser 3/4. La physique quantique permet de gagner au jeu de Bell avec une probabilité $\cong 0{,}85$, et les hypothèses ci-dessus sont donc invalidées : c'est la non-localité quantique.

La non-localité quantique est l'exemple d'un sujet où abondent les énoncés discutables, voire carrément faux, et l'un des mérites du livre est la critique de concepts comme « variables cachées », « réalisme local » ou « coexistence pacifique entre relativité et théorie quantique ». Dans ce dernier exemple, les corrélations non locales ne sont pas en contradiction avec la lettre de la relativité restreinte – elles ne permettent pas de communication supraluminique –, mais avec l'esprit de celle-ci. En effet, elles interdisent toute explication fondée sur des processus se déroulant de façon continue dans l'espace-temps, et « elles semblent, en quelque sorte, surgir de l'extérieur de l'espace-temps » (p. 79). Un autre mérite de ce livre est l'explication claire de l'impossibilité de communications supraluminiques en raison du caractère aléatoire des résultats de la mesure. Les derniers chapitres traitent d'applications pratiques comme la cryptographie quantique, la téléportation et les relais quantiques, ainsi que la génération de nombres vraiment aléatoires.

J'ai quelques points de désaccord mineurs avec l'auteur : par exemple, je ne pense pas qu'il y ait une relation directe entre le « principe d'incertitude » de Heisenberg et le théorème de non-clonage quantique (p. 68).

En résumé, ce livre présente une vision résolument moderne de la non-localité quantique. Il passionnera le lecteur profane en lui donnant les éléments de base dans un langage simple, sans sacrifier la rigueur, et je suis convaincu que les physiciens professionnels, y compris les spécialistes de la théorie quantique, y trouveront matière à penser.

Michel Le Bellac
Université de Nice – Sophia Antipolis

Conférence internationale LEES 2014

"Low Energy Electrodynamics in Solids" aura lieu pour la première fois en France, dans la vallée de la Loire, du 29 juin au 4 juillet 2014.

Cette conférence regroupe les physiciens expérimentateurs et théoriciens qui étudient la physique des basses énergies dans les matériaux, en particulier : les systèmes d'électrons fortement corrélés, les multiferroïques, les isolants topologiques, le graphène, les interfaces et hétérostructures…

Pour les inscriptions et toutes informations, le site *web* de la conférence est accessible à l'adresse :

www.lees2014.univ-paris-diderot.fr/

MATÉRIAUX 2014

24-28 nov.

Montpellier

7 avril 2014
Date limite de soumission des résumés

FÉDÉRATION FRANÇAISE DES MATÉRIAUX

Thèmes des Colloques

1. Écomatériaux
2. Matériaux pour le stockage et la conversion de l'énergie
3. Matériaux stratégiques, éléments rares et recyclage
4. Surfaces, fonctionnalisation et caractérisation physico-chimique
5. Interfaces et revêtements
6. Corrosion, vieillissement, durabilité, endommagement
   Inclut une Journée Industrielle du CEM
7. Comportements mécaniques
8. Matériaux désordonnés, verres et leur fonctionnalisation
9. Matériaux et santé
10. Matériaux fonctionnels
11. Matériaux poreux, granulaires et à grande aire spécifique
12. Nanomatériaux, systèmes nano structurés et architecturés
13. Procédés d'assemblage
    Inclut les 9es Journées Nationales du Soudage
14. Matériaux carbonés : synthèse, caractérisation, propriétés et applications
15. Grands instruments et études des matériaux
16. Matériaux en conditions extrêmes
17. Procédés de mise en forme de poudres et massifs
18. Matériaux métalliques : procédés, microstructures, propriétés
19. Allègement de structures
    Inclut le colloque 3AF

Contact :
Fédération Française pour les sciences de la Chimie (FFC)
Tél. : 33 (0)1 53 59 02 18
Courriel : pascale.bridou@wanadoo.fr

www.materiaux2014.net

POUR EXPOSER, demandez le dossier d'information et de participation à gweltaz.hirel@vide.org

ORGANISÉ PAR

3AF Association Aéronautique et Astronautique de France
ATTS Association de Traitement Thermique et de Traitement de Surface
Association Française de l'Adsorption
Association Française de Cristallographie
Association Française de Mécanique
AMC Association pour les Matériaux Composites
Association Française du Titane
CEFRACOR Centre Français de l'Anticorrosion
Cercle d'Etude des Métaux
cofrend Confédération Française pour les essais non-destructifs
DYMAT Association pour la promotion des études du comportement dynamique des matériaux
Fédération Française pour les sciences de la Chimie
GFA Groupe Français des Argiles
GFC Groupe Français de la Céramique
Groupe Français d'Etude des Carbones
gfp Groupe Français d'Etudes et d'Applications des Polymères
Groupe Français des Zéolithes
Groupe Français de Mécanique des Matériaux
Société Chimique de France
Société Française des Microscopies
SF2M Société Française de Métallurgie et de Matériaux
SFGP Société Française de Génie des Procédés
Société Française de Minéralogie et de Cristallographie
Société Française de la Neutronique
SFV Société Française du Vide
Société Française des Ingénieurs Scientifiques et Techniciens en Soudage
Union pour la Science et la Technologie Verrières

AVEC LE SOUTIEN DE

Ville de Montpellier
Montpellier Agglomération
Région Languedoc-Roussillon
Le Corum
CEA Centre de Marcoule Centre de Cadarache
CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique)
EMA (Ecole des Mines d'Alès)
ENSCM (Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Montpellier)
Montpellier SupAgro (Centre international d'études supérieures en sciences agronomiques)
UM1 (Université Montpellier 1)
UM2 (Université Montpellier 2)
UPVD (Université de Perpignan Via Domitia)