



## Vie et mort d'un diélectrique

*Une équipe du Laboratoire des Solides Irradiés utilise les impulsions laser ultrabrèves délivrées par le laser LUCA du DRECAM, pour y voir plus clair dans les phénomènes de claquage optique dont l'origine est toujours controversée.*

Les matériaux diélectriques -tels que le quartz ou la silice- transparents à la lumière visible n'échangent pas d'énergie avec elle et ne peuvent donc être endommagés par celle-ci. Dans un tel solide, les électrons sont initialement tous situés dans la bande de valence. Une absorption de lumière ne peut se produire qu'en excitant un électron dans la bande de conduction, située 10 eV au-dessus, d'où le phénomène de transparence qui s'étend jusqu'à l'UV proche. En revanche, lorsque cette lumière devient très intense (lasers), il peut se produire une destruction locale du solide (Fig. 1), appelée "claquage optique" qui signe un violent échange d'énergie entre le laser et le solide. Le flux lumineux est tel que les électrons

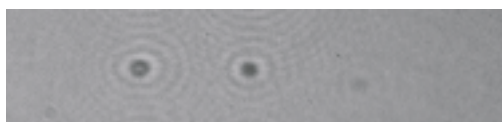


Figure 1 : dommages produits dans diélectrique par un laser intense d'énergie croissante de droite à gauche.

peuvent absorber simultanément plusieurs photons et ainsi franchir la bande interdite (Fig. 2). Ces transitions multiphotoniques, très étudiées dans les atomes, permettent donc à un solide d'absorber de la lumière à une longueur d'onde pour laquelle il est habituellement transparent. Nous avons pu mettre en évidence cette première étape déterminante à l'aide d'une expérience de type

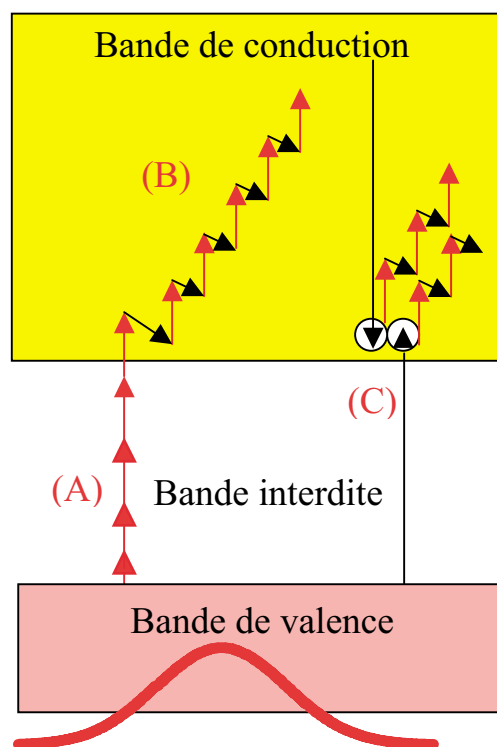
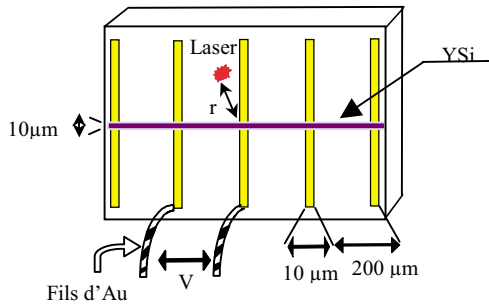


Figure 2 : déclenchement chronologique des mécanismes élémentaires. (A) absorption de 5 photons des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, (B) chauffage laser des électrons (en rouge, absorption de photons et en noir, phonons), (C) ionisation par impact.

"pompe-sonde" réalisée sur LUCA qui délivre des impulsions extrêmement brèves (80 fs) et intenses. La modification du solide induite par l'impulsion intense (pompe) est mesurée par une deuxième impulsion (sonde) dont la perturbation (déphasage) est proportionnelle à la densité d'électrons attendue pour un processus multiphotonique (Fig. 2, processus A). Le phénomène de saturation de la densité électronique observé à plus haute intensité s'explique par l'absorption de photons par les électrons déjà excités dans la bande de conduc-

Principe du "Microthermomètre"



Développé au Laboratoire Pierre Sue pour mesurer les échauffements sous microfaisceaux d'ions légers, le microthermomètre est composé d'une microstructure dont l'un des éléments ( $\alpha$ -YSi) a un pouvoir thermoélectrique très grand devant l'autre (Au) : en focalisant le laser à une distance  $r$  donnée, la différence de potentiel  $V$  entre deux barrettes d'or est proportionnelle à la différence de température instantanée existant sur le segment d'YSi intercepté par ces barrettes. Nous mesurons sur la sonde un échauffement d'une dizaine de K, ce qui donne un échauffement au centre de la tache laser de l'ordre de 3000 K.

tion par le front avant de l'impulsion laser (Fig. 2, processus B). Ce phénomène de "chauffage laser" conduit à l'absorption du faisceau laser dont l'efficacité croît lorsque la densité d'excitation augmente. Le faisceau ne peut plus pénétrer dans le solide : le claquage se produit donc toujours en surface. L'énergie absorbée par les électrons de la bande de conduction est transférée au réseau cristallin par les collisions qui induisent une élévation de température du solide : c'est l'analogie de l'effet Joule dans les métaux. Si la température atteint le point de fusion du solide, le dommage sera effectif. Un autre mécanisme pouvant conduire à un chauffage efficace serait l'excitation des électrons de valence par impact avec les électrons de la bande de conduction ayant gagné une énergie cinétique suffisante (processus C, Fig. 2). Ainsi, chaque électron de conduction produirait un deuxième électron de conduction qui à son tour en produirait un autre, etc. L'avalanche électronique sera entretenue tant que le laser servant à ioniser les atomes du solide sera présent. Si ce

phénomène était responsable du claquage optique, on assisterait au niveau de seuil à une brusque augmentation de la densité électronique, ce qui n'est pas observé (Fig. 3). Nous en déduisons que ce phénomène d'avalanche n'est pas associé au claquage optique.

Grâce à un "microthermomètre" (cf. encadré), nous avons observé qu'au moment du claquage, l'élévation de température du solide est très supérieure à sa température de fusion : les effets thermiques jouent un rôle dans la formation du trou apparaissant sous l'impact laser.

Ces études nous ont permis de bien comprendre les mécanismes de dépôt d'énergie : excitation multiphotonique des électrons depuis la bande de valence vers la bande de conduction, puis absorption du faisceau laser par les électrons de la bande de conduction. Nos résultats indiquent qu'il n'est nul besoin d'invoquer l'avalanche électronique pour expliquer le dommage des matériaux. Nous constatons également que les effets thermiques sont d'une importance considérable dans ces processus d'ablation, la température atteinte sous le faisceau, mesurée pour la première fois de manière aussi directe, étant très supérieure à la température de fusion de ces diélectriques.

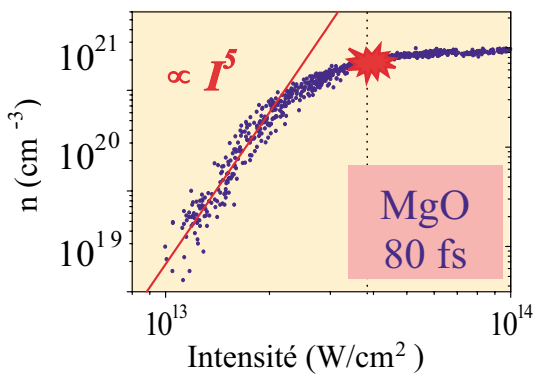


Figure 3 : densité d'excitation électronique dans le solide en fonction de l'intensité laser pompe. L'étoile montre le seuil de claquage de MgO pour une impulsion pompe de 80 fs.

Pour en savoir plus :

F. Quéré, Etude des mécanismes d'excitation électronique associés au claquage des diélectriques induit par un champ laser intense. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, octobre 2000.

Contact :

Ph. Martin - pmartin@cea.fr

tel. : 01 69 08 11 01

S. Guizard, F. Quéré (LSI), F. Ladieu (LPS)

# Plateaux d'aimantation pour des spins frustrés

Inspirés par les outils théoriques développés pour l'effet Hall quantique fractionnaire, des chercheurs du Service de Physique Théorique proposent une approche pour étudier les plateaux dans la courbe d'aimantation des systèmes de spins antiferromagnétiques frustrés à deux dimensions.

Par des expériences à très basse température, des chercheurs japonais ont mesuré l'aimantation d'un oxyde quasi bidimensionnel  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  jusqu'à un champ magnétique appliqué de 57 Tesla. En fonction du champ, l'aimantation ne croît pas linéairement ; de façon remarquable, elle exhibe des plateaux à 0, 1/4 et 1/3 de la valeur de l'aimantation à saturation (Fig. 1). Un quatrième plateau

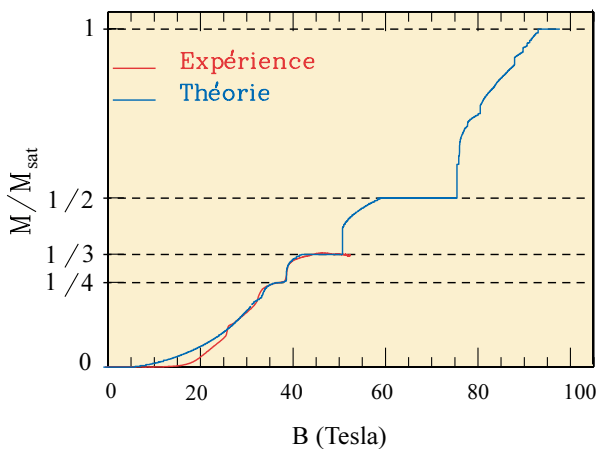


Figure 1 : Aimantation théorique  $M$  (normalisée par l'aimantation à saturation  $M_{\text{sat}}$ ) comparée aux mesures d'Onizuka et coll. dans  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ .

plus étroit à 1/8 est également présent dans la courbe expérimentale. Cela est dû à la frustration des plaquettes triangulaires du réseau de spins.

$\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$  est la première réalisation expérimentale d'un modèle (Fig. 2) qui, en l'absence de champ magnétique extérieur, possède pour fondamental exact une fonction d'onde simple, connue depuis les travaux théoriques de Shastry et Sutherland en 1981. Toutefois le caractère soluble du problème en champ nul ne s'étend pas à aimantation finie et l'un des enjeux de cette étude est de comprendre l'origine des plateaux, voire de trouver des approximations permettant de calculer

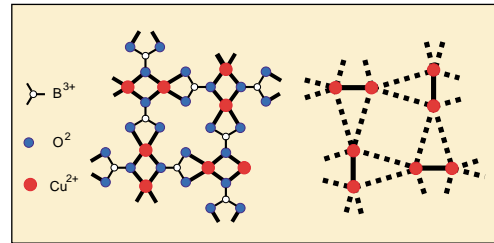


Figure 2 :

À gauche : plan des atomes de cuivre du réseau cristallin de  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ .

À droite : modèle magnétique : les spins 1/2 sont situés sur les ions cuivre et forment un réseau frustré à cause des plaquettes triangulaires.

**Bosons/Fermions** : Lorsque l'on échange deux bosons, la fonction d'onde du système reste identique; l'échange de deux fermions multiplie celle-ci par un facteur de phase  $-1$ . D'après le principe de Pauli, deux bosons peuvent être dans le même état quantique, ce qui est interdit avec les fermions.

**Antiferromagnétisme frustré** : l'énergie d'une paire de spins couplés est minimale quand ils sont tête-bêche. Pour trois spins en triangle, cette condition ne peut pas être satisfaite pour les trois côtés à la fois.

la courbe d'aimantation elle-même. Une approche théorique usuelle pour un problème de spins  $1/2$  sur réseau consiste à le décrire par un modèle où les spins 'up' sont représentés par une particule et les spins 'down' par un site vacant. Les interactions magnétiques induisent des sauts de particules vers les sites vacants, et l'aimantation est fonction de la densité de particules (nombre de sites occupés, moins le nombre de sites vacants). On peut montrer qu'échanger deux spins 'up' ne change pas le signe de la fonction d'onde : ces particules sont donc des bosons. Le modèle de spins se trouve donc reformulé en termes de bosons en forte interaction avec une contrainte (dite de cœur dur) qui interdit la présence de plus d'un boson au même site. C'est précisément cette répulsion infinie sur site qui rend le problème difficile car elle interdit les méthodes où l'on traite les interactions comme des petites perturbations. L'idée est ici de traiter la contrainte de cœur

dur en représentant les spins 'up', non pas par des bosons, mais par des fermions sans spin, car le principe de Pauli n'autorise qu'un seul fermion par état, avec un seul état par site à cause de l'absence de spin. Cette méthode, bien connue à une dimension, est plus complexe à deux dimensions car, pour rétablir la statistique de Bose, on doit introduire un champ magnétique fictif (sans rapport avec le vrai champ). Le spin 'up' est alors représenté par un objet composite constitué d'un fermion auquel on attache un tube de champ magnétique traversé par un quantum de flux. Lors de l'échange de deux objets, la fonction d'onde du système est multipliée par un facteur -1 dû au principe de Pauli (deux fermions sont échangés) et par la phase due au déplacement de charges autour du tube de champ (effet Bohm-Aharonov), qui vaut également -1. L'effet global, +1, est bien identique à celui de l'échange de deux bosons.

À ce stade, le problème initial est réécrit en termes de fermions en interaction avec un champ magnétique fictif. Il est maintenant possible de faire une approximation (qui n'a pas d'interprétation simple pour le problème initial) : le champ fictif est remplacé par sa valeur moyenne, statique et uniforme. Dans cette méthode de champ moyen, le problème est réduit à celui de fermions sans interaction, beaucoup plus simple car les niveaux d'énergie s'obtiennent en étudiant un seul fermion (problème à un corps). Cependant la présence simultanée d'un réseau et du champ (fictif) confère au spectre des niveaux d'énergie une structure fractale très riche appelée papillon de Hofstadter (Fig. 3). Ce type de spectre n'avait jamais pu être vu expérimentalement en champ magnétique réel, car cela exigerait des champs extrêmement forts. Cependant, dans  $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ , c'est le champ magnétique fictif qui paramétrise le spectre : ses valeurs (grandes) permettent la première observation expérimentale (indirecte) d'un papillon de Hofstadter.

De ces spectres calculés numériquement, on remonte ensuite à la courbe d'aimantation. En effet, à une aimantation  $M$  donnée, correspond une densité de fermions  $x=(M+1)/2$ , donc une valeur du champ fictif : on en déduit l'énergie des niveaux occupés par les fermions, et de là, le vrai champ magnétique du problème initial. Les résultats calculés sont en très bon accord avec les mesures expérimentales (Fig. 1). Les discontinuités de la frontière entre états occupés et libres (bleus et rouges sur la Fig. 3) sont responsables des plateaux : ceux à aimantation 0, 1/4 et 1/3 sont bien reproduits par les sauts à  $x=1/2$ , 5/8 et 2/3. Un plateau supplémentaire à 1/2 est prédit à  $x=3/4$ , ce qui correspond à 60 Tesla, valeur accessible aux aimants pulsés modernes.

Cette théorie a permis d'évaluer quantitativement la courbe d'aimantation de systèmes de spins frustrés.

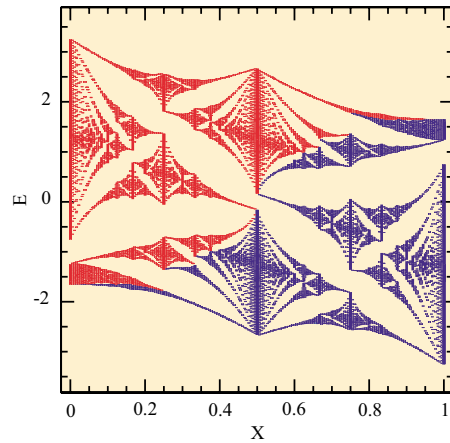


Figure 3 : Prédiction théorique des bandes d'énergie (unité arbitraire) d'un fermion en champ moyen, en fonction du champ magnétique fictif (axe des  $x$ ). Compté en quantum de flux par site,  $x$ , entre 0 et 1, est aussi la densité de fermions: la fraction  $x$  des états de plus basse énergie (marqués en bleu) est donc occupée à température nulle par des fermions et les bandes en rouge restent vides

Elle introduit aussi une connexion profonde entre le phénomène des plateaux d'aimantation et un autre phénomène en apparence assez éloigné, celui des plateaux de conductance transversale (effet Hall quantique) observés dans les systèmes bidimensionnels d'électrons en présence d'un fort champ magnétique.

**Pour en savoir plus :**

G. Misguich, Th. Jolicœur, S. M. Girvin, arXiv : cond-mat/0102377, Phys. Rev. Lett. 87, 097203 (2001).  
 Kageyama et al. Phys. Rev. Lett. 82, 3168 (1999).  
 Onizuka et al. J. Phys. Soc. Jpn. 69, 1016 (2000).  
 K. Kodama et al., Science 298, 395 (2002)

**Contacts :**

G. Misguich (SPhT) 01 69 08 75 70  
 Th. Jolicœur (LPMC, ENS Paris).

**Phases magazine**

La lettre du DRECAM et du SPhT

**Directeur de la Publication :** L. Laurent

**Comité B de Rédaction :**

S. Ayrault (LPS), N. Betz (LSI), H. Desvieux (SCM),  
 Y. Sidis (LLB), O. Golinelli (SPhT), N. Herlin (SPAM),  
 O. Klein (SPEC), H. Rothard (CIRIL).

**Réalisation :** C. Fermon, B. Pigeaud, C. Verneyre

**Impression :** Impact Graphic

ISSN N°1276-8650 Dépôt légal 4ème trimestre 1997.