

La réponse à un échelon de champ d'un supraconducteur de type II: un moyen simple de tester l'ancrage des vortex en volume

The magnetic-field step response of a type II superconductor as a simple test of the vortex

This article has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text article.

1998 J. Phys.: Condens. Matter 10 7193

(<http://iopscience.iop.org/0953-8984/10/32/011>)

View [the table of contents for this issue](#), or go to the [journal homepage](#) for more

Download details:

IP Address: 171.66.16.209

The article was downloaded on 14/05/2010 at 16:40

Please note that [terms and conditions apply](#).

## La réponse à un échelon de champ d'un supraconducteur de type II: un moyen simple de tester l'ancrage des vortex en volume

### The magnetic-field step response of a type II superconductor as a simple test of the vortex bulk pinning

H Vasseur, P Mathieu, B Plaçais et Y Simon

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'Ecole Normale Supérieure associé au CNRS et aux Universités Paris 6 et 7, 24, rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 5, France

Reçu le 12 décembre 1997, présentation définitive le 8 mai 1998

**Résumé.** Une lame en champ perpendiculaire est soumise à un échelon de champ magnétique de 1–10 G d'amplitude et de même sens que le champ principal. La lame a été découpée par étincelage ou laminée, sans précaution particulière, à partir d'un échantillon de supraconducteur conventionnel (alliage de plomb–indium) et ses courants critiques ont des valeurs tout à fait standard. La mesure du champ électrique transitoire, induit sur une face de la lame, nous renseigne sur la pénétration du flux magnétique et l'entrée des vortex par cette face. Le seul écart observé à la réponse idéale est que la diffusion du champ magnétique est limitée par un écrantage superficiel, associé à une densité de courant critique de surface. Sinon, le réseau de vortex dans la lame répond exactement comme s'il n'y avait aucun effet d'ancrage en volume.

**Abstract.** A slab in parallel field is submitted to a step-like magnetic-field excitation, of amplitude 1–10 G, in the same direction as the applied field. The slab has been rolled or spark cut, without special care, from a conventional superconductor ingot (lead–indium alloy) and its critical currents have standard values. The transitory electrical field induced on a face of the slab has been measured. Thus, we obtain information about the magnetic flux penetrating and vortices entering the sample through this face. The only observed deviation from the ideal response is that magnetic-field diffusion is limited by surface screening, associated with a superficial critical current density. Otherwise, the vortex array inside the slab responds exactly as if bulk pinning were ineffective.

#### 1. Introduction

Une lame supraconductrice de type II, plongée dans un champ magnétique extérieur  $B_0$ , est traversée par un réseau régulier de lignes de vortex, sauf dans l'état Meissner en champ parallèle faible ( $B_0 < B_{c1}$ , le premier champ critique); c'est l'état dit mixte (mixed state) généralement traité comme un continuum à une échelle mésoscopique, grande devant la distance intervortex  $a \sim 100\text{--}1000 \text{ \AA}$ . Au dessus du second champ critique  $B_{c2}$  et dans tous les cas de figure, la structure du réseau de vortex disparaît dans la masse, où le métal redevient normal avec une résistivité  $\rho_n$ .

Si on ignore de petits effets liés aux déformations de la maille du réseau de vortex, par exemple les effets de cisaillement décrits par une très faible constante de cisaillement élastique  $c_{66}$ , un état du réseau est bien décrit si on se donne en chaque point le champ de vortex  $\omega = n\varphi_0\nu$ , qui regroupe la densité de lignes de vortex  $n$  (m de lignes  $\text{m}^{-3}$ ) et leur direction  $\nu$  ( $\nu = 1$ ); en multipliant par  $\varphi_0$ , quantum de flux, on donne arbitrairement à  $\omega$  la dimension d'un champ magnétique (en teslas) [1, 2]. Lorsque l'échantillon est soumis à une excitation électromagnétique quelconque, champ magnétique variable ou courant appliqué, le réseau de vortex peut se mettre en mouvement, mouvement continu ('flux flow') ou petites oscillations. Ces mouvements s'accompagnent toujours de dissipation et d'un champ électrique (mésoscopique)  $E = \omega \times v_L$ , où  $v_L$  est la vitesse de ligne [1, 2].

Quel que soit le cas de figure, la réponse électromagnétique de l'état mixte met en jeu la dynamique des vortex. Un échantillon *idéal* n'ayant aucun défaut cristallin, ni en volume ni en surface, donc aucun site d'ancrage (ou 'pinning') possible pour les vortex, se comporterait assez banalement comme un milieu conducteur et diamagnétique. Sa résistivité est anisotrope et varie de zéro (pour des courants parallèles aux vortex) à  $\rho_f \simeq \rho_n\omega/B_{c2}$  (pour des courants normaux aux vortex). On définit d'autre part une 'perméabilité diamagnétique' effective  $\mu(\omega) < \mu_0$  [3]; la perméabilité relative  $\mu_r = \mu/\mu_0$  est une fonction rapidement croissante du champ, de 0 à 1, si bien qu'aux champs  $B$  assez élevés, où nous travaillons,  $\mu$  se confond pratiquement avec  $\mu_0$ .

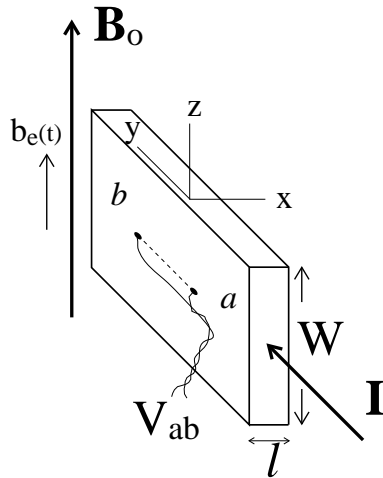
Ainsi, la réponse d'une lame *idéale* à une excitation extérieure  $b_e(t)$  dans la géométrie de la figure 1 est une solution d'une simple équation de diffusion

$$\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} = \mu_0 \sigma_f \frac{\partial b}{\partial t} \quad (1)$$

où  $\sigma_f = \rho_f^{-1}$  est la conductivité 'flux-flow'. Par exemple, la réponse alternative idéale, pour un  $b_0 e^{-i\Omega t}$ , serait un mode d'effet de peau classique décrit par l'équation de dispersion  $k_1^2 = i\mu_0\sigma_f\Omega = 2i/\delta_f^2$  immédiatement déduite de (1), où  $\delta_f$  est la profondeur de peau 'flux-flow'. Ou encore, pour un courant continu  $I$  appliqué dans la direction  $y$ , la caractéristique courant-tension  $V-I$  de la lame de la figure 1, serait simplement une loi d'Ohm  $V = R_f I$ .

A cet égard, il est important de souligner que toutes les théories sont d'accord sur la nature de cette réponse idéale, mais aussi sur le fait qu'elle n'est jamais observée (sauf indirectement [3]), parce que les moindres défauts cristallins affectent considérablement la réponse électromagnétique avec l'apparition de 'pinning' et de courants critiques: la caractéristique  $V-I$  en courant continu ne devient linéaire qu'à fort courant:  $V = R_f(I - I_c)$ ; la réponse alternative de basse fréquence reste linéaire à très faible niveau ( $b_0 \lesssim 1 \mu\text{T}$ ), mais la profondeur apparente de pénétration est beaucoup plus faible que  $\delta_f$  et de plus indépendante de la fréquence [4]. En revanche, il existe de fortes divergences d'interprétation sur la nature exacte des courants critiques et du processus de 'pinning', de même que sur la localisation des pièges (surface ou volume).

Nous présentons dans cet article une mesure de la réponse à une petite variation en échelon du champ extérieur,  $B_0 + b_e(t)$ , d'une lame polycristalline mais chimiquement homogène. Cette expérience démontre de façon très directe et spectaculaire que dans ce type d'échantillon, dit 'soft' (la distinction entre échantillons 'soft' et 'hard' est effectivement très importante; nous en discuterons à la section 2), *le réseau de vortex en volume répond librement à une excitation*. Autrement dit, il n'y a pas de signe décelable de 'pinning' en volume, et seuls les défauts de surface gouvernent la réponse globale. Ce résultat corrobore le modèle de l'état critique proposé en 1988 par Mathieu et Simon (le modèle MS) [1], en contradiction avec les idées classiques sur la nature du 'pinning' qui furent élaborées il y a une trentaine d'années.



**Figure 1.** Une lame de plomb-indium est immergée dans un champ magnétique variable  $B_0 + b_e(t)$  parallèle à ses faces.  $B_0 \geq 1000$  G est le champ principal appliqué et  $b_e(t)$  est une petite excitation périodique en créneaux ( $\simeq 100$  Hz), dont l'amplitude est de quelques gauss. A chaque échelon croissant ou décroissant on observe une diffusion transitoire ( $\simeq 100 \mu\text{s}$ ) et plus ou moins écrantée de la variation de champ extérieur. Les courants  $j(x, t)$  et champs électriques  $e(x, t)$  induits sont dans la direction  $y$ . Deux prises de tension  $a$  et  $b$  sur la face  $x = 0$ , séparés de  $d = 5\text{--}10$  mm, permettent d'apprécier la tension induite  $e(0, t)d$ , donc le flux magnétique ou encore le nombre de vortex entrant par la face  $x = 0$  entre  $a$  et  $b$ . Un courant continu  $I$  appliqué dans la direction  $y$  modifie considérablement la réponse (voir la figure 3(c)).

**Figure 1.** A lead-indium slab is immersed in a variable magnetic field  $B_0 + b_e(t)$  parallel to its faces.  $B_0 \geq 1000$  G is the applied principal field and  $b_e(t)$  is a square waveform excitation ( $\simeq 100$  Hz), a few gauss in amplitude. Each increasing or decreasing step in the excitation gives rise to a transitory ( $\simeq 100 \mu\text{s}$ ) and more or less screened diffusion of the variation of the external magnetic field. Induced currents  $j(x, t)$  and electrical fields  $e(x, t)$  are in the  $y$  direction. Voltage contacts  $a$  and  $b$  on the face  $x = 0$ , a distance  $d = 5\text{--}10$  mm apart, allow the induced voltage  $e(0, t)d$  to be measured and, therefore, allow one to estimate the magnetic flux or the number of vortices, entering through the face  $x = 0$  between  $a$  and  $b$ . Applying a direct current  $I$  in the  $y$  direction strongly alters the response case figure 3(c).

La question dépasse en fait celle de la simple distribution des centres de 'pinning', en surface ou en volume, et concerne tout autant la nature même du 'pinning'. Pour montrer l'importance de l'enjeu, nous présentons à la section 2, aussi qualitativement que possible, un bref rappel des deux points de vue en présence, le point de vue classique, que nous appellerons en abrégé BPM (le 'bulk pinning model') d'une part et le modèle MS d'autre part. Nous précisons également à la section 2 ce que nous entendons par matériau 'soft'. Le principe de l'expérience et les résultats sont présentés à la section 3.

De nombreuses expériences prétendent mesurer des densités volumiques de courant critique  $J_c$  ( $\text{A cm}^{-2}$ ) et semblent attester l'existence de 'pinning' en volume dans toutes sortes d'échantillons. En fait, bien souvent, l'existence de  $J_c$  a été postulée et le résultat expérimental est interprété via un modèle dans lequel  $J_c$  est un paramètre ajustable. L'exemple le plus banal est celui dans lequel  $J_c$  est tout simplement calculée comme le rapport d'un courant critique  $I_c$  à la section de l'échantillon. Ou alors, si l'expérience est censée mesurer véritablement une distribution  $J_c$  fonction du point, sans exclure *a priori* que  $J_c$  puisse être nulle en volume, une interprétation sommaire conduit facilement à la conclusion erronée que les  $J_c$  de volume sont significatifs.

Ainsi van de Klundert *et al* [5], étudiant la réponse d'une lame (figure 1) à une excitation  $b_e(t)$  trapézoïdale, trouvent bien un courant critique de surface, mais aussi une distribution  $J_c(x)$  en volume, dont la contribution à  $I_c$  n'est pas du tout négligeable. Mais curieusement cette distribution  $J_c(x)$  présente un pic marqué au centre  $x = l/2$  de la lame; comme les auteurs le notent eux-mêmes, cette anomalie de densité de courant critique en  $x = l/2$  est tout à fait invraisemblable. A notre avis, il s'agit là d'un artefact de dépouillement dû à ce que la réponse est considérée comme quasistatique, sous-estimant les effets de diffusion du champ magnétique (voir la fin de la section 3).

Citons également à ce propos les expériences plus récentes [6], qui mettent en évidence dans des plaquettes en champ perpendiculaire un profil du champ en tas de sable (un 'pile-of-sand profile') conformément au 'critical state model' de Bean [7] (le CSM). Ces expériences sont souvent données à tort comme des vérifications du bulk 'pinning'. Cette confusion entre CSM et BPM (le 'bulk pinning model') est assez courante et nous y reviendrons à la section 2.

## 2. Les modèles de 'pinning'

Pour fixer les idées, et sauf avis contraire, nous nous référerons à la géométrie de la figure 1, que nous avons utilisée dans nos expériences: une lame ( $xy$ ) en champ  $\mathbf{B}_0$  ( $0, 0, B_0$ ) parallèle, dont les dimensions selon  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont notées respectivement  $l$  (épaisseur),  $L$  (longueur) et  $W$  (largeur), avec  $l \ll W < L$ . Rappelons le schéma des théories classiques. Notons d'abord que, sauf exception [8], elles confondent systématiquement le champ de vortex  $\omega$  et le champ magnétique  $\mathbf{B}$  (la moyenne locale) [1, 2]. Par contre elles distinguent artificiellement dans la densité de courant  $\mathbf{J}$ , courant diamagnétique  $\mathbf{J}_D$  et courant de transport  $\mathbf{J}_T$  [9]. En effet, comme le remarquait déjà Josephson [10], un courant de transport non dissipatif et un  $\mathbf{J}_D$  sont tous deux des moyennes locales de mêmes courants microscopiques  $\mathbf{j}_s$ . La force motrice qui tend à mettre les vortex en mouvement est la force de Lorentz  $\mathbf{J}_T \times \varphi_0 \boldsymbol{\nu}$  (par unité de longueur de vortex), soit  $\mathbf{J}_T \times \omega = \mathbf{J}_T \times \mathbf{B}$  par unité de volume. S'il n'y avait pas de 'pinning', on aurait  $\mathbf{J}_T \times \varphi_0 \boldsymbol{\nu} = \eta \mathbf{v}_L$ , d'où un flux flow  $\mathbf{v}_L$  à angle droit du courant de transport (le coefficient de friction  $\eta$  est relié à  $\rho_f$  par  $\eta = \varphi_0 \omega / \rho_f$ , et  $\mathbf{E} = \rho_f \mathbf{J}_T$ ). Mais on pense que toutes sortes de défauts cristallins peuvent se comporter comme des centres de 'pinning'. La force d'ancrage sur un vortex, dont le cœur est voisin d'un site d'ancrage, est vue comme le gradient d'un profil d'énergie libre fonction de la position du cœur; elle se transmet éventuellement aux autres vortex par le jeu des interactions entre vortex. Ces interactions sont traditionnellement décrites, pour de petits écarts à un réseau idéal uniforme, par trois modules élastiques  $c_{11}$  (compression),  $c_{44}$  (torsion) et  $c_{66}$  (cisaillement) [9]. Les forces de 'pinning', dont l'effet est en général isotrope, sont supposées pouvoir compenser la force de Lorentz  $\mathbf{J}_T \times \mathbf{B}$  jusqu'à une valeur seuil  $J_T = J_c(B, T)$ , dite densité de courant critique, qui peut être aussi fonction du point. Dans ces conditions, le 'flux flow' commencera dans une tranche  $dy$  de la lame, quand partout sur cette section  $J_T = J_c$ ; le courant critique  $I_c(y)$ , la valeur du courant  $I$  appliqué pour lequel on observe la première tension aux bornes de cette tranche, est donc identifié à la somme des  $J_c$  sur la section.

Dans les interprétations classiques du 'pinning' et des courants critiques, il arrive qu'on envisage une forte contribution de la surface, dans le sens qu'une forte densité de pièges peut se trouver localisée sur la surface, ou du moins sur une faible profondeur (quelques micromètres), tout simplement à cause du traitement de surface ou de la technique de découpe. Mais, que leur concentration soit faible ou élevée, on n'envisage jamais l'absence de centres de 'pinning' en volume; c'est pourquoi nous caractérisons les modèles classiques

par le terme de BPM. Si les centres d'ancrage sont trop dilués en volume pour pouvoir piéger les vortex un par un, on fait intervenir l'effet du module de cisaillement  $c_{66}$  (pourtant très faible) [9], pour expliquer que l'ensemble du réseau ne se met pas en mouvement immédiatement au moindre courant appliqué. C'est ainsi qu'on attribue la disparition de tout courant critique le long d'une ligne dite d'irréversibilité  $B^*(T)$  dans les cuprates supraconducteurs, à une fusion du réseau de vortex, qui ferait effectivement disparaître tout effet de cisaillement. Dans d'autres cas, au contraire, on suppose que la concentration des centres d'ancrage en volume est importante, entraînant de nombreuses distorsions du réseau de vortex en volume, au point d'en faire parfois un verre de vortex [11].

Avant d'énoncer quelques difficultés des BPMs, rappelons ce qu'on observe lorsque le courant continu appliqué à la lame est surcritique. Pour  $I > I_c(y)$ , la tension  $dV$  aux bornes de la tranche  $dy$  suit une loi linéaire  $dV = dR_f(I - I_c(y))$ , où  $dR_f = \rho_f dy/(Wl)$ . Comme il est pratiquement impossible d'obtenir une distribution parfaitement homogène des défauts, quel que soit le modèle invoqué, il est clair que  $I_c(y)$  n'est pas constant sur la longueur  $L$  de la lame, mais varie sur un intervalle ( $I'_c, I''_c$ ), de sorte que la caractéristique  $V-I$  de la lame est une somme de caractéristiques élémentaires linéaires, ce qui donne  $V = 0$  jusqu'à  $I'_c$ , caractéristique courbée de  $I'_c$  à  $I''_c$ , et  $V = R_f(I - I_c)$  au delà de  $I''_c$ , avec  $I_c = \langle I_c(y) \rangle$ , moyenne sur  $L$ . Cette remarque pratique interviendra dans notre discussion de la section 3. Rappelons également qu'à côté de cette tension continue en 'flux flow' apparaît une tension bruyante  $\delta V(t)$  (typiquement  $10^{-8}$ – $10^{-11}$  V Hz $^{-1/2}$ , dans la gamme 0–10 kHz), dont tout le monde s'accorde à dire qu'elle résulte du mouvement plus ou moins irrégulier des vortex au voisinage des défauts.

Une analyse des théories classiques et la confrontation avec l'expérience montrent assez vite que le BPM est un modèle trop rustique et qu'il est impuissant à rendre compte de façon cohérente de l'ensemble des résultats expérimentaux. Nous disons bien de l'ensemble des résultats expérimentaux. Rappelons en effet que ce débat sur la nature et la localisation des courants critiques est, en ce qui nous concerne, commencé depuis longtemps. Des expériences variées [2, 12–14], dont certaines très anciennes [15, 16], remettent en cause la notion de densité de courant critique et les mécanismes classiques de 'pinning' dans les phénomènes de transport. Il n'est évidemment pas une question de reprendre ici en détail tous les résultats et arguments que nous avons accumulés sur le sujet; mais il est clair que nous avons d'ores et déjà assez de résultats pour affirmer que le BPM est réfuté dans toute une classe d'échantillons 'soft', qu'il s'agisse d'alliages classiques, de métaux purs et de cristaux d'YBCO non maclés ('untwinned crystals', voir plus loin). Cependant, nous sommes bien conscients qu'on ne remet pas aussi aisément en question des notions qui datent de plus de trente ans. C'est la raison pour laquelle nous proposons ici une expérience, qui n'est jamais qu'une expérience de plus, mais qui a la vertu d'être très simple et démonstrative et surtout de pouvoir être interprétée indépendamment de tout formalisme lié à un modèle quelconque de 'pinning'.

Reprenons brièvement quatre exemples.

(i) Dans une lame inclinée sur  $B_0$ , dans un cylindre, une sphère, il existe des densités de courant diamagnétiques  $J_D$  très élevées près de la surface ( $\simeq 10^7$ – $10^8$  A cm $^{-2}$ ); pourquoi ces courants ne donnent-ils lieu à aucune force de Lorentz?

(ii) Si on compare les  $J_c$  (mesurées comme les rapports  $I_c/(Wl)$ ) obtenues avec des films, plaquettes, lames d'un même matériau et de différentes épaisseurs  $l$ , préparées dans les mêmes conditions [17, 18], on s'aperçoit que le plus souvent  $J_c \propto 1/l$ , ce qui signifie en clair que  $I_c$  est proportionnel au périmètre  $2W$  ou ne varie pas si seulement  $l$  varie. D'où l'idée qu'on ferait mieux de définir une densité de courant critique superficielle, comme

$K_c$  ( $A\ m^{-1}$ ) =  $I_c/(2W)$ . Cette idée est confirmée par des expériences faites dans notre laboratoire, qui permettent de localiser directement  $J_T$  ainsi que l'effet Joule [2].

(iii) La forme de la caractéristique  $V-I$  suppose que la force de 'pinning' agit comme une force de frottement solide quand le réseau de vortex est en mouvement; les modèles classiques parviennent non sans mal à expliquer cette circonstance [9], mais ne sont jamais parvenus, sauf au prix de graves incohérences [13], à rendre compte du bruit de 'flux flow'. L'expérience montre qu'il y a bien des fluctuations de vitesse de ligne  $\delta v_L(t)$  dans la masse de l'échantillon, mais que, contrairement à toute attente et en complète contradiction avec un BPM, elles sont cohérentes dans tout l'échantillon [13].

(iv) Tout le monde reconnaît que la pénétration d'une onde électromagnétique dans une lame de type II, mesurée par l'impédance de surface  $Z(\Omega)$  est gouvernée par la dynamique du 'pinning'. Mais, comme nous l'avons montré récemment [14, 19], aucun BPM n'est capable d'expliquer tous les aspects qualitatifs de l'effet de peau dans l'état mixte (effets de taille), et encore moins de rendre compte quantitativement du spectre  $Z(\Omega)$  lorsqu'on parcourt la gamme des radiofréquences ('depinning transition') [19].

Il nous paraît d'autre part symptomatique qu'aucun BPM n'a été capable de prédire seulement l'ordre de grandeur observé des courants critiques. Or le modèle MS, en ne considérant comme défauts que la rugosité de la surface, peut non seulement prédire cet ordre de grandeur [1, 2, 18], mais apporte également une solution aux problèmes que nous avons évoqués: le caractère superficiel des  $I_c$ , la localisation en surface de la partie  $VI_c$  de l'effet Joule  $VI$ , l'origine du bruit de 'flux flow', l'existence d'une ligne d'irréversibilité dans les supraconducteurs anisotropes [18] et la forme du spectre  $Z(\Omega)$  dans des échantillons aussi variés que PbIn, Nb, V et YBCO.

Nous renvoyons également aux articles originaux pour ce qui concerne les détails du modèle MS des courants critiques, et de la théorie phénoménologique dont ce modèle découle [1, 2, 18]. Nous nous contenterons de donner ici trois éléments essentiels de la théorie MS, qui, à notre avis, donnent la clé de tous les problèmes de transport dans les supraconducteurs de type II.

(i) Chaque ligne de vortex doit se terminer perpendiculairement à la surface de l'échantillon, d'où l'importance des conditions aux limites en surface (lisse ou rugueuse) dans tout problème d'équilibre ou de mouvement du réseau de vortex.

(ii) Les lignes de vortex ne sont pas toujours les lignes de champ, de sorte que  $\omega$  et  $B$  doivent être considérés comme deux variables locales indépendantes. La variable conjuguée de  $\omega$ ,  $\varepsilon = \varepsilon(\omega, T)\nu$ , se présente comme une tension de ligne  $\varphi_0\varepsilon$  ( $J\ m^{-1}$ ) dans l'équation MS d'équilibre des vortex (ou de non dissipation  $J_s + \text{curl}\varepsilon = 0$ ). La distinction entre  $\omega$  et  $B$  introduit des degrés de liberté supplémentaires et conduit à des solutions d'équilibre inattendues (décrivant des états sous-critiques), qui ont échappé aux théories classiques.

(iii) L'analogie classique du diamagnétisme local est trompeuse. Un courant diamagnétique  $J_D$  est un vrai courant supraconducteur non dissipatif  $J_s$  ( $= -\text{curl}\varepsilon$ ), au même titre qu'un  $J_T$  sous-critique. L'un ou l'autre circule près de la surface, sur une faible profondeur  $\lambda_V$  ( $\lesssim \lambda_0 \simeq 1000\ \text{\AA}$ , la profondeur de pénétration de London à champ faible). Au delà de cette profondeur  $\lambda_V$ , tout écart  $\omega - B$  disparaît, si bien que dans la masse  $\omega \equiv B$ . Il se trouve que l'intensité d'aimantation moyenne d'un corps parfait dans l'état mixte est justement  $-\varepsilon$ , mais  $-\varepsilon$  n'a pas le sens physique premier d'une intensité d'aimantation locale, ni  $\mu_r$ , défini comme le rapport  $\omega/(\omega + \mu_0\varepsilon)$  [3], celui d'une véritable perméabilité.

Précisons maintenant la distinction que nous faisons entre échantillons 'soft' et 'hard' [1]. La plupart des expériences fondamentales destinées à explorer les propriétés de transport

des supraconducteurs de type II, qu'il s'agisse de matériaux conventionnels ou de matériaux à haute  $T_c$ , utilisent des échantillons relativement homogènes chimiquement, que nous appelons 'soft'. Un échantillon 'soft' peut être un monocristal ou une feuille polycristalline laminée pleine de défauts cristallins, mais ses caractéristiques thermodynamiques telles que  $B_{c1}$ ,  $B_{c2}$ ,  $\varepsilon$  ou  $T_c$ , sont bien déterminées et homogènes, ou du moins varient lentement à l'échelle mésoscopique de la distance intervortex  $a$ . Cette définition exclut bien entendu tous les échantillons, dits 'hard' (fils industriels et poudres frittées, par exemple), qui contiennent des cavités, précipités ou défauts colonnaires, introduisant dans la masse de véritables *interfaces* à l'échelle de  $a$ . Dans ce sens, un cristal anisotrope maclé ('twinned crystal') doit être classé parmi les échantillons 'hard'; un plan de macle ('twin boundary') représente une véritable interface à l'échelle de  $a$  et de belles expériences de STM [20] montrent que cette interface peut transporter de fortes densités de courant,  $J \simeq 10^8$  A cm<sup>-2</sup>, tout à fait comparables à celles que peut transporter une surface rugueuse dans le modèle MS de l'état critique.

La présence d'interfaces revient à multiplier artificiellement les effets de surface mis en évidence dans les échantillons 'soft'. On se souvient par exemple que les premiers fils supraconducteurs fabriqués en France, avaient des courants critiques proportionnels à leur périmètre ou à leur rayon [21], tandis que les câbles multi-filaments actuels ont des  $I_c$  variant comme leur section. De même qu'en l'optique, dans laquelle il est préférable de commencer par la physique du dioptré plutôt que par celle du tas de billes ou du verre cathédrale, il nous semble que la compréhension du 'pinning' et des courants critiques dans les échantillons 'hard' (certes les plus utiles) passe d'abord par l'étude des échantillons 'soft'. Ce sont les seuls qui nous concernent ici.

Revenons sur un point important de la discussion évoqué à la fin de l'introduction. La vérification du CSM dans des lames en champ normal est souvent présentée comme une évidence expérimentale de l'ancrage des vortex en volume, comme si le CSM impliquait le BPM. Or l'idée du CSM de Bean [7], qui est indépendante de la nature et de la localisation des courants critiques et peut en fait s'appliquer à tout modèle des courants critiques, est simplement la suivante: la pénétration du champ (par exemple croissant) est limitée par la saturation progressive, jusqu'à leur valeur critique et dans le sens des courants induits, des courants non dissipatifs, de l'extérieur vers l'intérieur, ou pour une lame de la périphérie vers le centre. Notre analyse de la réponse à un échelon (section 3.2) est tout à fait conforme au CSM. Récemment une équipe israélienne propose un nouveau CSM dans des films qui tient compte de la variation de la densité de courant critique sur l'épaisseur des films [22]. Insistons sur le fait que si la technique élégante des petites sondes de Hall permet bien de se rendre compte de la distribution des courants dans le plan de la lame, elle ne permet pas en revanche de résoudre le problème de la distribution des courants sur l'épaisseur de la lame [6].

### 3. La réponse à un échelon

#### 3.1. L'échantillon et le principe de l'expérience

Les expériences ont été réalisées sur une série de lames polycristallines de plomb-indium. Cet alliage, dont les propriétés supraconductrices sont bien connues [23], a l'avantage de pouvoir être préparé en lingots de grande taille ( $\lesssim 10$  mm de diamètre). Le mélange de Pb-In est fondu à 360 °C pendant plusieurs heures sous une pression de  $3 \times 10^{-4}$  mbar d'argon, puis trempé à la température ambiante. Un recuit progressif de 15 jours à une température inférieure de 8 °C à celle du point de fusion assure une bonne homogénéité chimique de la solution solide  $\text{Pb}_{1-x}\text{In}_x$  (pour  $x \lesssim 0.2$ ). Nous estimons que cette homogénéité est satisfaisante si la largeur de la transition  $\Delta B_{c2}$  n'excède pas 50 G (soit  $\Delta B_{c2} \lesssim 0.01 B_{c2}$ ),



ce que nous pouvons vérifier par une mesure de tension transverse en champ parallèle mise au point dans notre laboratoire [12]. Les lames sont obtenues par électro-érosion, suivie ou non d'un laminage ou d'une compression entre plaques de verre. Les échantillons sont chimiquement homogènes, mais insistons sur le fait qu'aucune précaution spéciale n'a été prise pour éviter les défauts cristallins en volume ou pour réduire les courants critiques; ceux-ci sont d'un ordre de grandeur tout à fait standard.

Pour fixer les idées, nous donnerons ci-dessous les valeurs numériques et résultats explicites obtenus avec une même lame  $\text{Pb}_{0.82}\text{In}_{0.18}$ , de dimensions  $l = 2.7$  mm,  $W = 7.2$  mm et  $L = 30$  mm, à  $T = 1.79$  K (soit  $0.26T_c$ ). Son champ critique  $B_{c2}$ , à cette température, est de 4750 G, et sa conductivité normale est  $\sigma_n = 9.7 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ .

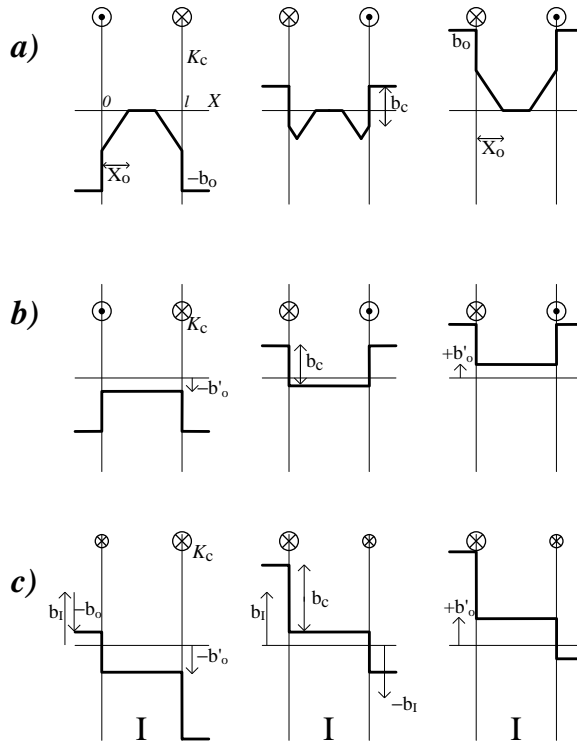
La lame est soumise, dans la géométrie de la figure 1, à une perturbation  $b_e(t)$  uniforme de même direction  $z$  que le champ principal  $B_0$ , et éventuellement à un courant continu  $I$  superposé dans la direction  $y$  de la longueur de l'échantillon. Nous avons utilisé systématiquement une excitation  $b_e(t)$  périodique en créneaux, d'amplitude  $\pm b_0$  variable ( $b_0 \simeq 1-10$  G). La période, de l'ordre de quelques millisecondes, est grande devant le temps de diffusion du champ ( $\simeq 100 \mu\text{s}$ ), de sorte qu'un état d'équilibre est atteint à chaque demi-alternance. Le problème théorique correspondant est celui de la réponse à un échelon, de  $-b_0$  à  $+b_0$  (ou de  $+b_0$  à  $-b_0$ ), et nous considérerons qu'il peut être traité à *une dimension* suivant l'épaisseur de la lame  $\Delta x = l \simeq 1$  mm ( $l \ll W, L$ ). Il s'agit donc dans chaque cas de calculer le profil  $b_z = b(x, t)$  dans la lame et d'en déduire le champ électrique induit  $e_y = e(x, t)$ ; la valeur du champ  $e$  sur les faces de la lame est accessible à la mesure et peut être comparée à sa valeur théorique. Pour fixer les idées, nous considérerons l'échelon croissant, en prenant comme origine des temps,  $t = 0$ , l'instant pour lequel le champ exciteur commence à croître ( $b_e(t) = -b_0$  pour  $t \leq 0$ ).

À l'équilibre le champ principal  $B_1$  à l'intérieur de la lame est légèrement plus faible que  $B_0$  à cause des courants diamagnétiques superficiels. Le profil de champ  $b(x, t)$  représente l'écart par rapport à cet équilibre et de même nous appelons  $J$  ou  $K$  toute densité de courant induite par l'excitation ou associée à la présence d'un courant continu appliqué  $I$ . Dans la discussion, comme sur les schémas des figures 2 et 3, il n'y aura pas d'inconvénient à ignorer les champs et courants d'équilibre. Comme nous envisageons la possibilité de courants superficiels  $K(0)$  et  $K(l)$  sur les faces  $x = 0$  et  $x = l$ , dans la direction  $y$  (à l'échelle de  $l$  leur profondeur de pénétration  $\lambda_V$  est négligeable), le champ  $b$  a une discontinuité  $\mu_0 K$  à chaque face, alors que  $e_y$  est continu. Si on note  $b(0, t)$  et  $b(l, t)$  les valeurs du champ sur les faces mais à l'intérieur, on a

$$\begin{aligned} \mu_0 K(0) &= b_e(t) + b_l - b(0, t) \\ \mu_0 K(l) &= b(l, t) - b_e(t) + b_l \end{aligned} \quad (2)$$

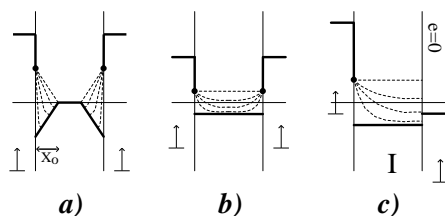
où  $b_l = \mu_0 I / (2W)$  est le champ éventuellement créé à l'extérieur de la lame (côté  $x < 0$ ) par un courant  $I$  appliqué.

On mesure la tension induite  $V_{ab}$  entre deux contacts  $a$  et  $b$ , placés à une distance  $\Delta y = ab = d$  sur la face  $x = 0$  (figure 1). Si  $\Phi = sb_e(t)$  est le flux de  $b_e(t)$  dans la boucle de mesure (de surface équivalente  $s$ ) supposée fermée par le segment  $ab$ ,  $V_{ab} = \partial\Phi/\partial t + e(0, t)d$ . Une fois retranché le signal parasite  $\partial\Phi/\partial t$ , accessible à champ nul  $B_0 = 0$ , on obtient le signal utile  $e(0, t)d$ , qui mesure le flux rentrant par la face  $x = 0$  entre  $a$  et  $b$ . Pour minimiser la surface de la boucle de mesure ( $s < 0.5 \text{ mm}^2$ ), donc le signal parasite, les fils des prises de tension (diamètre 0.05 mm) sont collés sur la face de l'échantillon. Le signal transitoire  $V_{ab}(t)$  ( $\simeq 100 \mu\text{V}$ , voir la figure 4), reproduit périodiquement à chaque montée de créneau, est amplifié 1000 fois et analysé point par point par un intégrateur Boxcar PAR 160.



**Figure 2.** La réponse de la lame à une oscillation quasistatique du champ exciteur de  $-b_0$  à  $+b_0$ , quand son amplitude  $b_0$  dépasse le seuil critique d'écrantage par les courants superficiels. Ce seuil noté  $b_c = \mu_0 K_c$  caractérise la capacité de la surface à transporter un courant non dissipatif. Le trait épais représente le profil  $b(x)$ . (a)  $b_0 > b_c$  avec 'pinning' en volume caractérisé par une densité de courant critique  $J_c$  uniforme. Pour les écarts  $b_0 - b_c$  pas trop élevés la pénétration du champ est limitée à une profondeur  $x_0 \propto b_0 - b_c$ . (b)  $b_0 > b_c$  sans 'pinning' en volume; le champ intérieur est uniforme et oscille entre  $-b'_0$  et  $b'_0 = b_0 - b_c$ . (c) Un courant continu  $I$  est appliqué, de façon que  $b_I = \mu_0 I / (2W) < b_c$ , mais que  $b_0 + b_I > b_c$ ; il n'y a pas de 'pinning' en volume. Le champ intérieur oscille entre  $-b'_0$  et  $b'_0 = b_0 + b_I - b_c$ .  
**Figure 2.** The response of the slab to a quasi-static oscillation of the exciting field, from  $-b_0$  to  $+b_0$ , when its amplitude  $b_0$  overcomes the critical threshold due to the screening effect of superficial currents. This threshold, denoted  $b_c = \mu_0 K_c$ , characterizes the ability of the surface to carry a non-dissipative current. The thick line represents the field profile  $b(x)$ . (a)  $b_0 > b_c$ , and bulk 'pinning' characterized by a uniform critical current density  $J_c$ . For small enough deviations  $b_0 - b_c$ , the field's penetration is limited to the depth  $x_0 \propto b_0 - b_c$ . (b)  $b_0 > b_c$  without bulk pinning; the internal field is uniform and oscillates between  $-b'_0$  and  $b'_0 = b_0 - b_c$ . (c) The slab is driven by a direct current  $I$ , so that  $b_I = \mu_0 I / (2W) < b_c$ , but  $b_0 + b_I > b_c$ ; there is no bulk pinning. The internal field oscillates between  $-b'_0$  and  $b'_0 = b_0 + b_I - b_c$ .

D'habitude, dans ce type d'expérience le champ de surface est mesuré en enroulant une bobine autour de l'échantillon, avec l'avantage de multiplier le signal par le nombre de tours. Nous avons cependant préféré la technique des prises de tension, quitte à amplifier le signal. Les mêmes prises de tension permettent en effet de mesurer la tension continue associée à un courant  $I$  appliqué et donc le courant critique  $I_c$  (moyen) entre  $a$  et  $b$ , qui est une donnée essentielle; une bobine empêcherait l'accès commode des prises de courant, et n'évite pas les effets de bout. D'autre part, une bobine prendrait en compte l'entrée du flux par les deux faces de la lame; cela n'a pas d'importance si les faces jouent un rôle



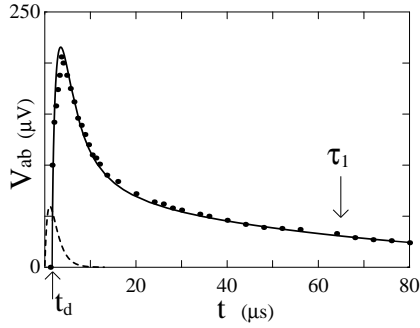
**Figure 3.** La réponse de la lame à un échelon idéal du champ appliqué, dans les conditions (a), (b) et (c) de la figure 2. Le trait épais représente le profil initial du champ à l'instant  $t = 0^+$ , quand le champ appliqué vient de passer brutalement de  $-b_0$  à  $+b_0$ . Les courbes en tirets montrent l'évolution ultérieure du profil de champ  $b(x, t)$  vers le profil d'équilibre (profil de droite figure 2); pour fixer les idées, ce profil est représenté schématiquement à quatre instants  $t = 0.05\tau$ ,  $0.1\tau$ ,  $0.5\tau$  et  $t = \infty$ , où  $\tau = \mu_0\sigma_f X^2$  et  $X$  sont un temps et une profondeur caractéristiques de diffusion qui dépendent du cas de figure. (a) La profondeur de pénétration  $X = x_0$ , donnée par (3), est limitée par le 'pinning' en volume; le temps de diffusion dépend donc de l'amplitude de l'excitation, ce qui n'est pas observé expérimentalement. L'évolution du profil a été calculée en [24], en supposant une loi locale  $J = J_c + \sigma_f e$ . (b) La diffusion du champ est libre en volume,  $X = l$  est l'épaisseur de la lame et  $\tau$  est indépendant de l'amplitude de l'échelon. Le profil  $b(x, t)$  est la solution (4) de l'équation de diffusion (1). (c) En présence d'un courant continu appliqué, le champ ne diffuse et les vortex ne pénètrent, que par la face de gauche  $x = 0$ , tandis que le champ électrique  $e$  est nul sur l'autre face. La réponse asymétrique est la même que celle qu'on obtiendrait, pour le cas de (b), dans la moitié gauche d'une lame d'épaisseur  $2l$ . D'où un facteur de quatre sur  $\tau$ , qui est bien vérifié expérimentalement.

**Figure 3.** The response of the slab to an ideal step-like variation of the applied field, under the conditions (a), (b) and (c) of figure 2. The thick line represents the initial field profile at time  $t = 0^+$ , when the field has increased suddenly from  $-b_0$  to  $+b_0$ . The broken lines show the subsequent evolution of the field profile  $b(x, t)$  towards the equilibrium profile (the right-hand one in figure 2); for definiteness, this profile is sketched at four times denoted  $0.05\tau$ ,  $0.1\tau$ ,  $0.5\tau$  and  $t = \infty$ , where  $\tau = \mu_0\sigma_f X^2$  and  $X$  are the characteristic diffusion time and depth depending on the situation: (a) The penetration depth  $X = x_0$ , given by (3), is restricted by the bulk pinning; the diffusion time thus depends on the amplitude of the excitation, at variance with experiment. The evolution of the field profile has been calculated in [24], assuming a local law  $J = J_c + \sigma_f e$ . (b) The field diffuses freely in the bulk,  $X = l$  is the slab's thickness and  $\tau$  is independent of the step amplitude. The profile  $b(x, t)$  is the solution (4) of the free diffusion equation (1). (c) If a direct current is applied, the field diffuses and vortices penetrate only through the left-hand face  $x = 0$ , while the electric field  $e$  is zero on the other face. The asymmetrical response is the same as would be obtained in the case (b), in the left half of a slab of thickness  $2l$ , whence a factor of four in the diffusion time  $\tau$ , in agreement with experiment.

symétrique et que  $e(l, t) = -e(0, t)$ , mais nous verrons qu'un courant  $I$  appliqué rompt cette symétrie. Chaque vortex transportant un quantum de flux, la tension  $V_{ab}$  mesure le nombre de vortex (par seconde) qui entrent dans la lame par la face  $x = 0$  et par cette face seulement.

### 3.2. La réponse symétrique ( $I = 0$ )

Décrivons d'abord la réponse *quasistatique*, c'est-à-dire la réponse à une oscillation lente du champ  $b_e(t)$  de  $-b_0$  à  $b_0$ , qui donne les mêmes profils limites du champ  $b(x)$  qu'avant et après la montée d'un échelon (figure 2). Partant d'un état d'équilibre, supposons que  $b_e(t)$  diminue jusqu'à  $-b_0$ , puis remonte à  $+b_0$ . Si la surface a la capacité de transporter un courant  $K$  non dissipatif, avec un maximum critique  $K_c$ , on s'attend à ce que l'écrantage des variations du champ extérieur soit parfait tant que  $b_0 < b_c = \mu_0 K_c$ . Notons en passant que cette conclusion est conforme au CSM.



**Figure 4.** Tensions transitoires induites  $V_{ab}(t)$  au moment de la montée d'un échelon  $b_e(t)$  de  $-b_0$  à  $+b_0$  (voir la figure 1). L'échantillon est une lame polycristalline de  $\text{Pb}_{0.82}\text{In}_{0.18}$ , de dimensions  $l \times L \times W = 2.7 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 7.2 \text{ mm}$ . La distance  $d$  entre les prises de tension est de 6.5 mm. La température est 1.79 K. Un courant continu  $I = 19 \text{ A}$  est appliqué dans la direction  $y$  ( $b_I = 16.6 \text{ G}$ ). L'amplitude de l'échelon est ici  $2b_0 = 6 \text{ G}$ . L'instant origine est pris au début de la montée de l'échelon. Le signal  $V_{ab}(t)$  est amplifié, puis analysé point par point par un intégrateur Boxcar. Le signal parasite induit dans la boucle de mesure (courbe en tirets) est mesuré à champ nul,  $B_0 = 0$ . Sa durée ( $\approx 10 \mu\text{s}$ ) correspond au temps de montée de l'échelon. De sa forme, empiriquement bien représentée par une différence de deux exponentielles, on déduit  $db_e/dt$  sous la forme (7), puis la forme  $b_e(t)/b_0$  de l'échelon, qui est une constante instrumentale. L'amplitude du parasite fournit une estimation de la surface équivalente de la boucle de mesure,  $s = 0.32 \text{ mm}^2$ . Les données de cette figure, obtenues en soustrayant le signal parasite, représentent les valeurs expérimentales de la tension induite  $e(t, 0)d$  à 3000 G (●). A 3000 G,  $\sigma_f = 1.76 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$  et  $I_c = 20.4 \text{ A}$  ( $b_c = 17.8 \text{ G}$ ). Connaissant  $b_c$  on déduit que la diffusion commence théoriquement avec le léger retard  $t_d = 1.6 \mu\text{s}$ . La courbe en trait plein représente la réponse théorique  $e(0, t)d$  obtenue en remplaçant  $l$  par  $2l$  dans l'équation (6). La constante de temps  $\tau_1 \approx 0.1\tau = 0.4\mu_0\sigma_f l^2 \approx 65 \mu\text{s}$  est quatre fois plus longue qu'on attendrait dans une réponse symétrique.

**Figure 4.** Induced transitory voltages  $V_{ab}(t)$  during an increasing step of  $b_e(t)$  from  $-b_0$  to  $+b_0$  (see figure 1). The sample is a polycrystalline slab of  $\text{Pb}_{0.82}\text{In}_{0.18}$  with dimensions  $l \times L \times W = 2.7 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 7.2 \text{ mm}$ . The inter-contact distance  $d = ab$  is 6.5 mm. The working temperature is 1.79 K. A direct current  $I = 19 \text{ A}$  is applied in the  $y$  direction ( $b_I = 16.6 \text{ G}$ ). The step amplitude is  $2b_0 = 6 \text{ G}$ . The time origin is taken at the very beginning of the increasing step. The signal  $V_{ab}(t)$  is amplified and then analysed point by point through use of a Boxcar integrator. The parasitic signal induced in the measuring loop (broken line) has been calibrated at zero field,  $B_0 = 0$ . The pulse duration ( $\approx 10 \mu\text{s}$ ) corresponds to the rise time of a step. From its shape, which is empirically well fitted by the difference of two exponentials, we obtain  $db_e/dt$  in the form (7), then the shape  $b_e(t)/b_0$  of the step, which is an instrumental constant. The amplitude of the parasitic signal provides an estimation of the effective surface of the measuring loop,  $s = 0.32 \text{ mm}^2$ . Data reported in this figure, after subtracting the parasitic signal, represent experimental values of the induced voltage  $e(0, t)d$  at  $B_0 = 3000 \text{ G}$  (●). At 3000 G,  $\sigma_f = 1.76 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$  and  $I_c = 20.4 \text{ A}$  ( $b_c = 17.8 \text{ G}$ ). From  $b_c$  we infer that the diffusion is delayed and begins at time  $t_d = 1.6 \mu\text{s}$ . The full line represents the theoretical response  $e(0, t)d$  such as that calculated from equation (6) by substituting  $2l$  for  $l$ . The time constant  $\tau_1 \approx 0.1\tau = 0.4\mu_0\sigma_f l^2 \approx 65 \mu\text{s}$  is four times longer than expected for a symmetrical response.

Si  $b_0$  dépasse  $b_c$ , on peut envisager deux cas de figure pour la réponse quasistatique (figure 2). Ou bien, il n'y a pas de 'pinning' en volume ( $J_c = 0$ ), et l'excès de champ  $b_0 - b_c$  pénètre librement et uniformément dans la lame comme dans un métal ordinaire (figure 2(b)); le champ intérieur oscille alors entre deux valeurs  $\pm b'_0$  avec  $b'_0 = b_0 - b_c$ . Ou bien il y a du 'pinning' en volume, disons avec un  $J_c$  uniforme. Dans ce cas le profil de champ se complique (figure 2(a)). Conformément au CSM,  $J_y = -(1/\mu_0)\partial b/\partial x = \pm J_c$

ou 0. En conséquence pour des écarts  $b_0 - b_c$  pas trop élevés, la pénétration du champ est limitée à une profondeur  $x_0 < l/2$ :

$$x_0 = \frac{b_0 - b_c}{\mu_0 J_c}. \quad (3)$$

Considérons maintenant, dans la première hypothèse ( $J_c = 0$ ), la réponse à un échelon parfait d'amplitude  $b_0 > b_c$  (figure 3(b)). Des courants induits  $+K_c$  et  $-K_c$  s'établissent immédiatement sur les faces  $x = 0$  et  $x = l$ , imposant les conditions aux limites  $b(0, t) = b(l, t) = b'_0 = b_0 - b_c$ . La réponse  $b(x, t)$  est la solution de l'équation de diffusion (1) satisfaisant ces conditions aux limites, avec le profil initial, à  $t = 0^+$ ,  $b(0, 0) = b(l, 0) = b'_0$  et  $b(x, 0) \equiv -b'_0$  ailleurs (figure 3(b)). Cette solution s'exprime analytiquement par décomposition en modes de Fourier pour  $t \geq 0$ :

$$b(x, t) = b'_0 \left[ 1 - \sum_{n \text{ impairs}} \frac{8}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right] \quad \tau_n = \frac{\mu_0 \sigma_f l^2}{n^2 \pi^2}. \quad (4)$$

Le temps de diffusion est gouverné par la constante de temps la plus longue,  $\tau_1 \simeq 0.1 \mu_0 \sigma_f l^2$ . La figure 3(b) montre schématiquement l'évolution du profil de  $b$  dans la lame. La diffusion du champ bien entamée à  $t = \tau_1$  est pratiquement terminée à  $t = 5\tau_1$  (un profil plat  $b'_0$ , la limite  $t = \infty$  de l'expression (4)). On en déduit le champ électrique induit sur les faces  $x = 0$  et  $x = l$  par  $e_y = j_y / \sigma_f = [1/(\mu_0 \sigma_f)] \partial b / \partial x$ , conformément à l'équation de diffusion (1), puisque  $-\partial b / \partial t = \partial e / \partial x$ :

$$e(0, t) = -e(l, t) = \frac{8b'_0}{\mu_0 \sigma_f l} \sum_{n \text{ impairs}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (t > 0). \quad (5)$$

Dans la seconde hypothèse du BPM, avec  $J_c = \text{constante}$  et un écart  $b_0 - b_c$  pas trop élevé, la réponse schématisée sur la figure 3(a) est plus complexe; elle a été calculée numériquement par Kawashima *et al* [24]. La différence essentielle avec la réponse libre (4) est que le temps caractéristique de diffusion,  $\tau \simeq \mu_0 \sigma_f x_0^2$  (voir la figure 9 de [24]), doit varier maintenant avec la profondeur de pénétration du champ  $x_0$  (équation (2)), donc avec l'amplitude de l'échelon. Le temps de diffusion devrait augmenter comme  $(b_0 - b_c)^2$ .

Or nous n'observons rien de tel. A champ  $B_0$  assez élevé, nous trouvons effectivement un seuil  $b_0 = b_c$  au delà duquel il y a une pénétration massive du flux magnétique. En toute rigueur, l'écrantage de l'excitation en dessous de  $b_c$  n'est pas parfait, même aux plus faibles niveaux, à cause d'un faible effet de peau linéaire bien connu [4, 25]; ce phénomène, strictement, est en contradiction avec le CSM. Mais les signaux  $e(0, t)$  associés sont plus de dix fois plus petits que notre signal parasite. Nous pouvons par conséquent les négliger dans cette expérience, dans laquelle le seuil  $b_c$  reste en pratique bien marqué. Le fait expérimental essentiel est que la forme du signal transitoire  $e(0, t)$  observé pour de faibles écarts  $b_0 - b_c$  reste la même quand  $b_0$  augmente; un changement d'échelle permet de superposer très exactement les signaux obtenus pour différentes valeurs de  $b_0 > b_c$ . Cela veut dire que la cinématique de la diffusion est indépendante de l'amplitude de l'excitation, en accord avec l'équation (5). Autrement dit, il n'y a aucune variation détectable du temps de diffusion, qu'elle soit quadratique en  $b_0 - b_c$  ou autre, comme le voudrait un BPM.

D'autres que nous ont mis en évidence un seuil  $b_c$  [5] et par ailleurs la possibilité d'une densité de courant critique superficielle  $K_c$  n'est pas contestée. Mais curieusement, aucun auteur n'a cherché à comparer la contribution  $2WK_c$  de la surface au courant critique total  $I_c = 2WK_c + WJ_c l$ , mesuré directement et indépendamment à partir d'une caractéristique continue courant-tension. Or notre montage permet de mesurer à la fois  $I_c$  et  $b_c$ , et nous avons toujours trouvé que  $I_c \simeq 2WK_c = 2Wb_c / \mu_0$ , c'est-à-dire qu'à la précision des

mesures  $J_c = 0$ . Ainsi, à 4000 G, nous mesurons d'une part  $I_c = 10.2$  A et d'autre part  $b_c = 9.0 \pm 0.1$  G, ce qui correspond à une densité de courant critique  $K_c = b_c/\mu_0$  voisine de  $7 \text{ A cm}^{-1}$  et un courant critique  $2WK_c = 10.3 \pm 0.1$  A.

Plus quantitativement on peut songer à comparer la tension transitoire induite,  $e(0, t)d$ , à la solution théorique (5) de l'équation de diffusion. Mais, dans notre cas, le temps de montée de  $b_e(t)$  est de l'ordre de  $10 \mu\text{s}$ ; cela se voit directement sur la durée de l'impulsion de tension parasite  $s db_e/dt$  (figure 4). Ce temps de montée étant comparable au temps de diffusion  $\tau_1$  lui-même, il est clair que le calcul (4) doit être corrigé, si on espère un accord quantitatif.

Si  $t = 0$  est toujours l'instant quand  $b_e(t)$  commence à croître, la pénétration du champ est retardée et commence seulement à l'instant  $t_d$ , quand  $b_e(t_d)$  atteint la valeur  $-b'_0 + b_c = -b_0 + 2b_c$ , après quoi  $b(0, t) = b(l, t)$  croît progressivement de  $-b'_0$  à  $+b'_0$ . La condition limite de l'échelon fini idéal  $b(0, t) = b'_0[Y(t) - 1]$  est formellement remplacée par une somme infinie d'échelons infinitésimaux décalés dans le temps; la réponse s'obtient alors par superposition:

$$e(0, t) = -e(l, t) = \frac{4}{\mu_0 \sigma_f l} \sum_{n \text{ impairs}} \int_{t_d}^t \frac{db_e}{dt'} \exp\left(-\frac{t' - t}{\tau_n}\right) dt' \quad (t > t_d) \quad (6)$$

tandis que  $e(0, t < t_d) = 0$ . Noter qu'avec  $t_d = 0$  et  $db_e/dt' = 2b'_0\delta(t')$  dans (6) on retrouve bien l'équation (5) pour un échelon idéal.

Il se trouve que la forme du signal parasite  $s db_e/dt$ , indépendante de l'échantillon et de l'amplitude du créneau, est assez bien représentée par la différence de deux exponentielles  $A(e^{-t/\theta_1} - e^{-t/\theta_2})$ , en prenant  $\theta_1 = 1.6 \mu\text{s}$  et  $\theta_2 = 0.8 \mu\text{s}$ . D'une telle expression (qui est purement empirique) on déduit une expression de  $db_e/dt$  (et de  $b_e(t)$ ), qui est un intermédiaire commode pour calculer la réponse théorique (6) dans tous les cas de figure ( $B_0, l, b_0$  et  $b_c$ ):

$$\frac{db_e}{dt} = \frac{2b_0}{\theta_1 - \theta_2} \left[ \exp\left(-\frac{t}{\theta_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\theta_2}\right) \right]. \quad (7)$$

Nous trouvons que la réponse théorique ainsi corrigée décrit le signal mesuré de façon très satisfaisante. La figure 4 concerne un exemple de réponse asymétrique observé en présence d'un courant continu, mais elle illustre bien la qualité de l'accord quantitatif obtenu dans tous les cas de figure. Cet accord constant atteste que la diffusion du champ à l'intérieur de la lame, comme le mouvement des vortex qui l'accompagne, n'est ni limité, ni gêné par des défauts de volume.

### 3.3. La réponse asymétrique ( $I \neq 0$ )

Pour confirmer notre analyse, nous avons calculé et mesuré la réponse à un échelon en présence d'un courant continu  $I$  appliqué. On introduit ainsi une dissymétrie entre les deux faces, qui conduit à un effet curieux sur le temps de diffusion.

La figure 2(c) montre la réponse quasistatique dans le scénario suivant. Partant toujours d'un équilibre, un courant de transport  $I < I_c$  est appliqué dans la direction  $y$ ; le champ extérieur devient  $+b_I$  d'un côté de la lame ( $x < 0$ ) et  $-b_I$  de l'autre. Chaque face transporte dans le même sens une nappe superficielle de courant de densité  $K < K_c$  ( $b_I < b_c$ ). Puis le champ appliqué est diminué jusqu'à  $-b_0$ : le courant induit sur la face  $x = l$  est de même sens que le courant de transport de sorte que  $K(l)$  augmente. Si l'amplitude de l'échelon est assez élevé pour que  $b_I + b_0 > b_c$ , alors  $K(l)$  atteint sa valeur de saturation  $K_c$ , tandis que la densité de courant  $K(0)$  sur l'autre face diminue et reste sous-critique. Dans ces

conditions, les vortex vont pénétrer (et le champ va diffuser) dans la lame par la face  $x = l$  seulement et le champ intérieur va diminuer jusqu'à  $-(b_0 + b_l - b_c)$ . Ensuite le champ appliqué remonte à  $+b_0$ : les rôles des deux faces sont interchangés; les vortex entrent par la face  $x = 0$  et le champ intérieur plafonne à  $+(b_0 + b_l - b_c)$ .

Considérons maintenant la réponse au créneau périodique, dans les mêmes conditions d'amplitude  $b_l < b_c$ , mais  $b_l + b_0 > b_c$ . Le champ intérieur oscille entre deux profils plats  $\pm(b_0 + b_l - b_c)$ . Le transitoire  $e(0, t)$  à la montée d'un échelon (voir la figure 3(c)) se calcule et se corrige comme plus haut, en remplaçant simplement  $b_c$  par  $b_c - b_l$  (soit  $b'_0 = b_0 + b_l - b_c$ ), mais avec une importante différence liée à la dissymétrie des conditions aux limites: en  $x = 0$ , rien n'est changé,  $b(0, t) = b_e(t) + b_l - b_c$  suit la variation du champ appliqué à partir de l'instant  $t = t_d$ , quand  $b_e(t_d) = -b_0 + 2(b_c - b_l)$ ; mais en  $x = l$  cette variation reste écartée et le fait que les vortex ne rentrent pas dans l'échantillon par cette face impose la nouvelle condition  $e(l, t) \equiv 0$  (ou  $\partial b/\partial x = 0$ ). Or cette situation est exactement celle de la réponse symétrique dans la moitié d'une lame d'épaisseur  $2l$ ; d'où un effet spectaculaire, jamais signalé, se traduisant par un facteur de quatre sur le temps de diffusion, puisque  $\tau_1 \propto l^2$ .

Nous observons effectivement cet allongement du temps de diffusion et mieux encore une coïncidence remarquable entre la réponse calculée et le signal observé (figure 4). Le bien-fondé de la condition  $e \equiv 0$  sur une face est confirmé directement par l'absence de tension induite sur la face  $x = 0$  aux demi-alternances correspondant à un échelon décroissant. La technique habituelle de mesure de l'effet de peau par une bobine caprice enroulée sur l'échantillon ne permettrait pas de distinguer le rôle dissymétrique des deux faces.

Terminons par quelques remarques sur les ordres de grandeur et les conditions pratiques, qui ont contribué à rendre prédictif un calcul relativement simple à partir d'une équation de diffusion 1D. Prenons les données de la figure 4. Nous avons déjà indiqué les dimensions de la lame ( $l = 2.7$  mm et  $W = 7.2$  mm); connaissant  $\sigma_n$ , la caractéristique  $V-I$  dans l'état normal donne la meilleure mesure de la distance  $d = ab$  entre les prises de tension, soit  $d = 6.5$  mm. A 3000 G, la pente et l'abscisse à l'origine de la partie linéaire de la caractéristique  $V-I$  donnent respectivement la conductivité flux-flow  $\sigma_f = 1.76 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$  et le courant critique  $I_c = 20.4$  A. On en déduit les constantes de temps de diffusion  $\tau_1 = \pi^{-2} \mu_0 \sigma_f 4l^2 = 65 \mu\text{s}$  et  $\tau_n = \tau_1/n^2$ . Comme nous l'avons rappelé à la section 3, le courant critique ainsi mesuré représente une valeur moyenne entre  $a$  et  $b$ ,  $I_c(y)$  variant dans le cas présent entre  $I'_c \simeq 20.1$  A et  $I''_c \simeq 20.7$  A. De même  $K_c$  et  $b_c = \mu_0 I_c/(2W) \simeq 17.8 \pm 0.3$  G. Une dispersion trop importante de  $b_c$  pourrait remettre en cause le calcul à une dimension. Le point important ici n'est pas l'apparition de termes  $\partial^2 b/\partial y^2 \simeq d^2 b_c/dy^2$  dans une équation de diffusion plus générale à 2D, car ces termes, comme on le vérifie aisément, restent négligeables devant  $\partial^2 b/\partial x^2$ . En revanche des effets 2D significatifs peuvent résulter du fait que,  $t_d$  étant une fonction de  $y$ , la diffusion en masse du champ ne commence pas partout en même temps le long de la lame. Nous pensons que c'est le cas dans les expériences de van de Klundert *et al* [5], dans lesquelles l'excitation  $b_e(t)$  est trapézoïdale avec des rampes relativement lentes. Mais, pour les échelons rapidement croissants ou décroissants que nous utilisons, cet étalement de  $t_d$  est négligeable à l'échelle des temps de diffusion; ainsi dans le cas de figure 4 nous trouvons  $t_d = 1.6 \pm 0.4 \mu\text{s}$ .

#### 4. Conclusion

La question de la localisation des courants et des centres d'ancrage et plus fondamentalement la compréhension de la nature même du 'pinning' sont évidemment essentielles pour la

plupart des applications des supraconducteurs. Par ailleurs il est clair que l'efficacité des défauts de volume comme sites d'ancrage joue un rôle capital dans la physique actuellement très développée des différentes phases du réseau de vortex dans le diagramme  $(B, T)$  des cuprates supraconducteurs.

Or, en dépit d'un nombre considérable de travaux sur le sujet, d'abord sur des matériaux conventionnels dans les années 1960 et le début des années 1970 et, plus récemment, après 1986, sur les nouveaux matériaux, nous pensons que le problème est loin d'être résolu. Un certain nombre d'expériences antérieures [2, 13] et d'autres plus récentes [14] nous ont convaincu de l'inefficacité de l'ancrage des vortex en volume dans toute une classe de matériaux 'soft' telle que nous l'avons définie à la section 2. L'expérience que nous avons présentée n'est qu'une expérience de plus dont les conclusions vont dans le même sens, et dont le seul intérêt est la grande simplicité. Elle ne suppose aucune théorie préliminaire, en dehors des conséquences élémentaires des équations de Maxwell; son but est donc essentiellement pédagogique. Elle permet de vérifier assez directement le libre mouvement des vortex dans la masse. Soulignons que la géométrie d'une lame en champ parallèle est indispensable; l'analyse de la réponse à une impulsion d'une lame en champ normal serait beaucoup plus compliquée.

Comme nous voulions simplement proposer un test expérimental simple, nous n'avons pas cherché ici à changer systématiquement d'échantillon. La grande variété des échantillons (alliages, métaux purs et YBCO, par exemple) auxquels notre modèle de supraconducteur 'soft' s'applique est démontrée et discutée ailleurs [14, 18]. Terminons par deux remarques qui nuancent notre conclusion.

Le problème n'est pas tant de montrer que la surface joue un rôle plus ou moins important dans le 'pinning'; tout le monde est convaincu que les défauts de surface y contribuent. Mais, en général, on s'interroge simplement sur le poids relatif du volume et de la surface suivant le traitement de l'échantillon. Ce que nous prétendons, c'est qu'il existe une vaste catégorie d'échantillons dits 'soft', faciles à obtenir, pour lesquels tout se passe comme si (à la précision des mesures près bien entendu) le réseau de vortex répondait librement dans la masse. Maintenant, il est aussi très facile d'introduire des interfaces dans la masse d'un échantillon et de le rendre 'hard'.

D'autre part, quand nous parlons de l'inefficacité des sites d'ancrage en volume, il ne s'agit que des problèmes de transport. Ce que nous constatons, c'est que les défauts cristallins ne gênent pas le mouvement des vortex. Notre conclusion concerne donc seulement la dynamique des vortex (les courants critiques, le bruit de 'flux flow', l'impédance de surface, par exemple). Cela n'exclut pas que ces mêmes défauts cristallins dans la masse peuvent perturber la configuration du réseau de vortex à l'équilibre, ce qu'on peut observer par différentes méthodes d'imagerie (décoration ou diffraction de neutrons). Nous pensons notamment que tous les modèles de 'pinning collectif', qui relient le désordre du réseau de vortex aux distributions statistiques de points d'ancrage, sont sans doute pertinents, mais qu'il faut se garder d'étendre ces notions aux problèmes de dynamique des vortex et des courants critiques. C'est en tout cas ce que suggère l'expérience.

## Références

- [1] Mathieu P et Simon Y 1988 *Europhys. Lett.* **5** 67
- [2] Hocquet T, Mathieu P et Simon Y 1992 *Phys. Rev. B* **46** 1061
- [3] Vasseur H, Mathieu P, Plaçais B et Simon Y 1997 *Physica C* **279** 103
- [4] Campbell A M 1969 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **2** 1492
- [5] van de Klundert L J M, Gijsbertse E A et van der Braak H P 1978 *Physica B* **94** 41  
Gijsbertse E A, Caspari M et van de Klundert L J M 1981 *Cryogenics* **21** 299



- [6] Abulafia Y, Shaulov A, Wolfus Y, Prozorov R, Burlachkov L, Yeshurun Y, Majer D, Zeldov E et Vinokur V M 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2404
- [7] Bean C P 1962 *Phys. Rev. Lett.* **8** 250
- [8] Coffey M W et Clem J R 1992 *Phys. Rev. B* **46** 11 757
- [9] Campbell A M et Evetts J E 1972 *Adv. Phys.* **B 21** 199
- [10] Josephson B D 1966 *Phys. Rev.* **152** 211
- [11] Blatter G, Feigel'man M V, Geshkenbein V B, Larkin A I et Vinokur V M 1994 *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125
- [12] Mathieu P, Plaçais B et Simon Y 1993 *Phys. Rev. B* **48** 7376
- [13] Plaçais B, Mathieu P et Simon Y 1994 *Phys. Rev. B* **49** 15 813
- [14] Lütke-Entrup N, Plaçais B, Mathieu P et Simon Y 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2538
- [15] Thorel P, Kahn R, Simon Y et Cribier D 1972 *J. Physique* **34** 447
- [16] Thorel P, Simon Y et Guetta A 1973 *J. Low Temp. Phys.* **11** 333
- [17] Joiner W C H et Kuhl G E 1967 *Phys. Rev.* **163** 362
- [18] Simon Y, Plaçais B et Mathieu P 1994 *Phys. Rev. B* **50** 3503
- [19] Lütke-Entrup N, Plaçais B, Mathieu P et Simon Y 1998 *Physica B*, à paraître
- [20] Maggio-Aprile I, Renner C, Erb A, Walker E et Fischer O 1997 *Nature* **390** 487
- [21] Thorel P 1972 *Thèse* Paris
- [22] Prozorov R, Sonin E B, Sheriff E, Shaulov A et Yeshurun Y 1998 *Phys. Rev. B* **57** 13 845
- [23] Farrel D E, Chandrasekhar B S et Culpert H V 1969 *Phys. Rev.* **177** 694
- [24] Kawashima T, Ezaki T and Yamajui K 1978 *Japan. J. Appl. Phys.* **17** 551
- [25] Alais P and Simon Y 1967 *Phys. Rev.* 158 426