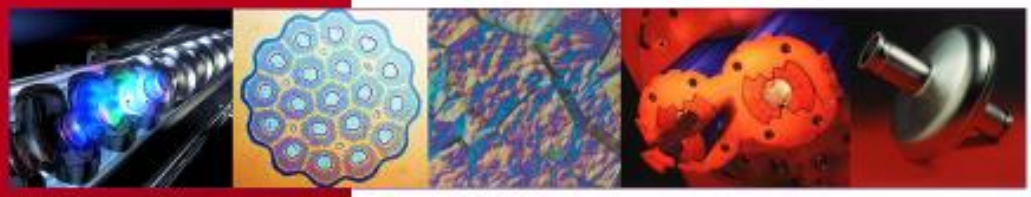
DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE

SUPRACONDUCTIVITÉ DANS ACCÉLÉRATEURS PARTIE II : ETAT MIXTE



Cours supraconductivité M2 GI | Claire ANTORE

AIMANTS ET CAVITÉS RF

www.cea.fr

POURQUOI LES VORTEX SONT-ILS SI IMPORTANTS ?

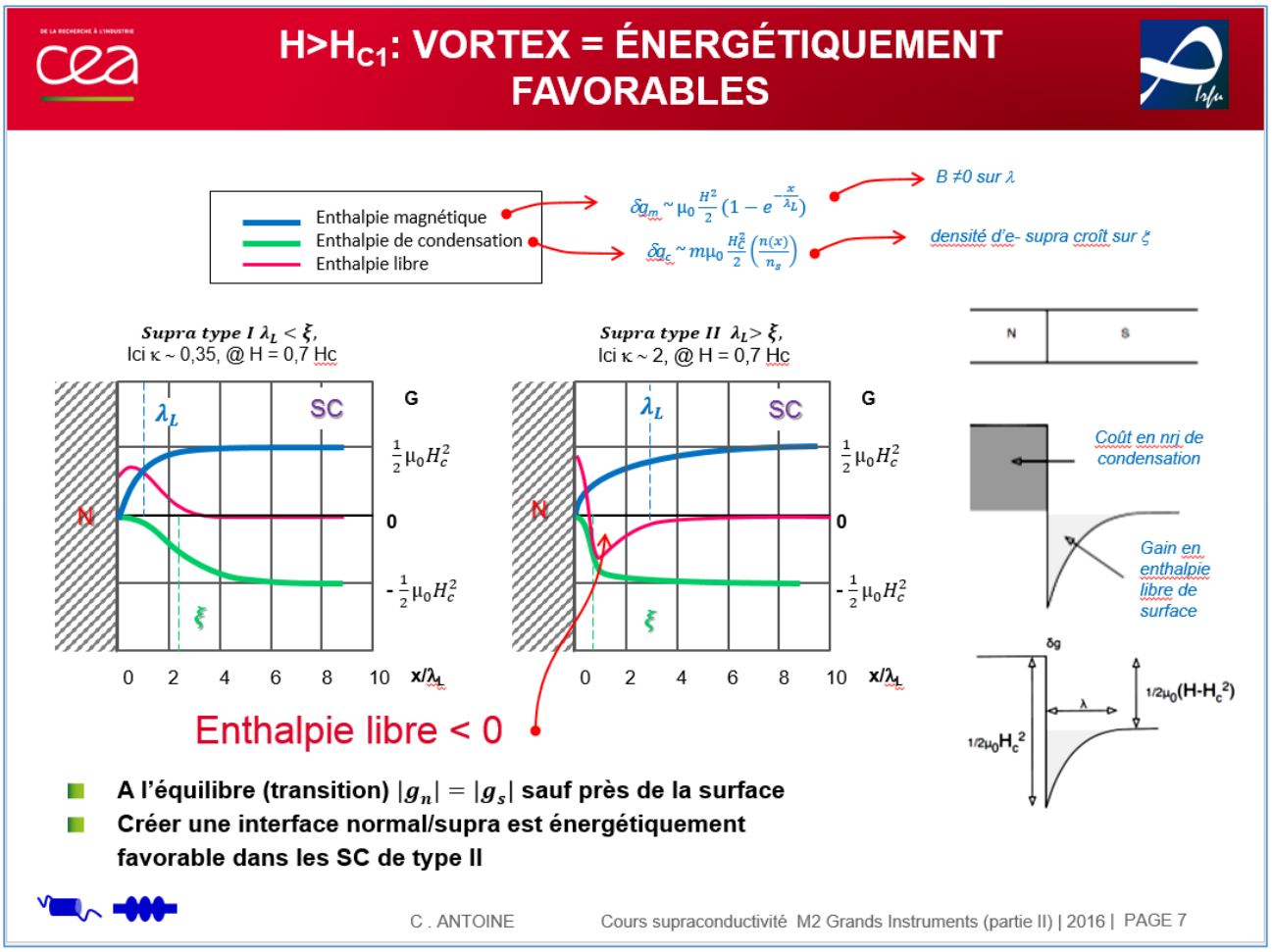
Aimants ≠ Cavités RF !!!! !!!!

- **Aimants :**
  - On vise les très grandes densités de courant à dissipation nulle
  - Ça veut dire :
    - État mixte
    - Vortex immobiles, « **piégés** » (« faibles » champs : $H<H_{irr}$)
    - On introduit des défauts volontairement pour ↑ le piégeage et ↑ λ (↓ ↓ H_{C1} et ↑ ↑ H_{C2})
- **Cavités**
  - On vise les très hauts champs à dissipation minimum (mais ≠0 ☹)
    - H variable, H_{max}~H_C
    - Les vortex ne peuvent plus rester piégés => dissipations très (très !) importantes,
    - On est proche de J_D
    - Il faut empêcher les vortex de rentrer : rester à **l'état Meissner**
    - Il faut le moins de défauts possibles (empêcher l'entrée prématurée de vortex, ↑ ↑ H_{C1})
- **Les bons supras pour les aimants sont mauvais pour les cavités !**
- **Et vive versa !**

: Particulièrement important pour les aimants

: Particulièrement important pour les cavités RF

LES VORTEX (I): PENETRATION



Energie magnétique du système : (enthalpie magnétique) $\delta g_m \sim \mu_0 \frac{H^2}{2}(1-e^{-\frac{x}{\lambda_L}})$

Why are vortices energetically favorable?

- Each vortex carries the paramagnetic flux quantum, so its energy in a magnetic field H is reduced by $H\phi_0$. Thermodynamic potential G per unit length of a single vortex:

$$G = \varepsilon - H\phi_0, \qquad \varepsilon = \frac{1}{2\mu_0}\int[\lambda^2(\nabla B)^2 + B^2]dS$$

Vortex self energy — Magnetic dipole in field — Kinetic energy of supercurrents — Energy of local fields

- Vortices are energetically favorable for G < 0, above the lower critical field $H_{c1} = \varepsilon/\phi_0$

- Let us estimate ε ⇒

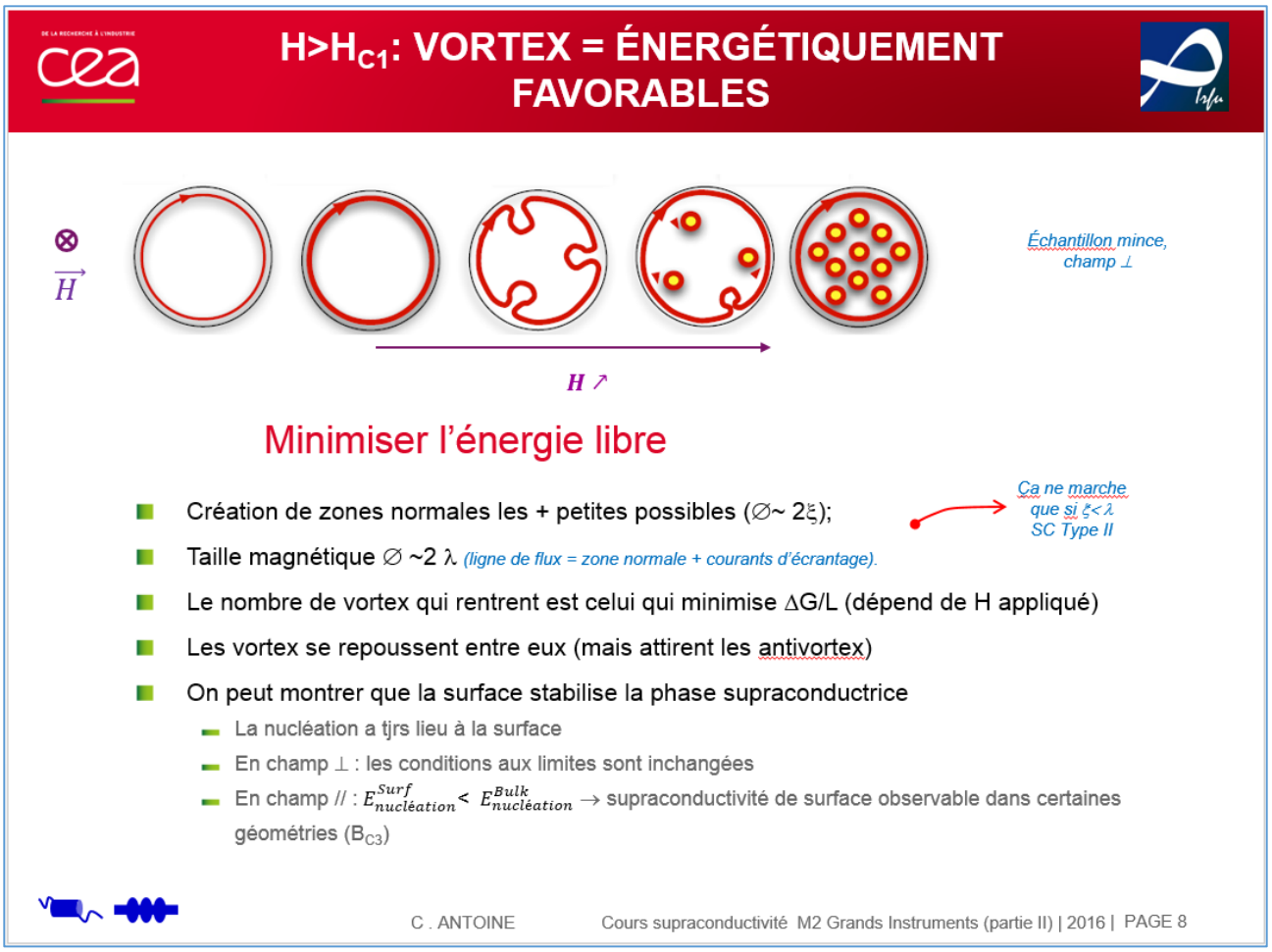
$$\varepsilon \cong \frac{\lambda^2}{2\mu_0}\left(\frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2}\right)^2\int_\xi^\lambda \frac{2\pi r}{r^2}dr = \frac{\phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2}\ln\frac{\lambda}{\xi}$$

- Detailed calculations with the account of the vortex core structure give:

$$H_{c1} = \frac{\phi_0}{4\pi\mu_0\lambda^2}\left(\ln\frac{\lambda}{\xi} + 0.5\right)$$

$H_{c1} \sim H_c/\kappa \sim H_{c2}/\kappa^2$, thus
$H_{c1} << H_c << H_{c2}$ for $\kappa >> 1$

http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/TUTORIAL/PDF/Tutorial_1a.pdf



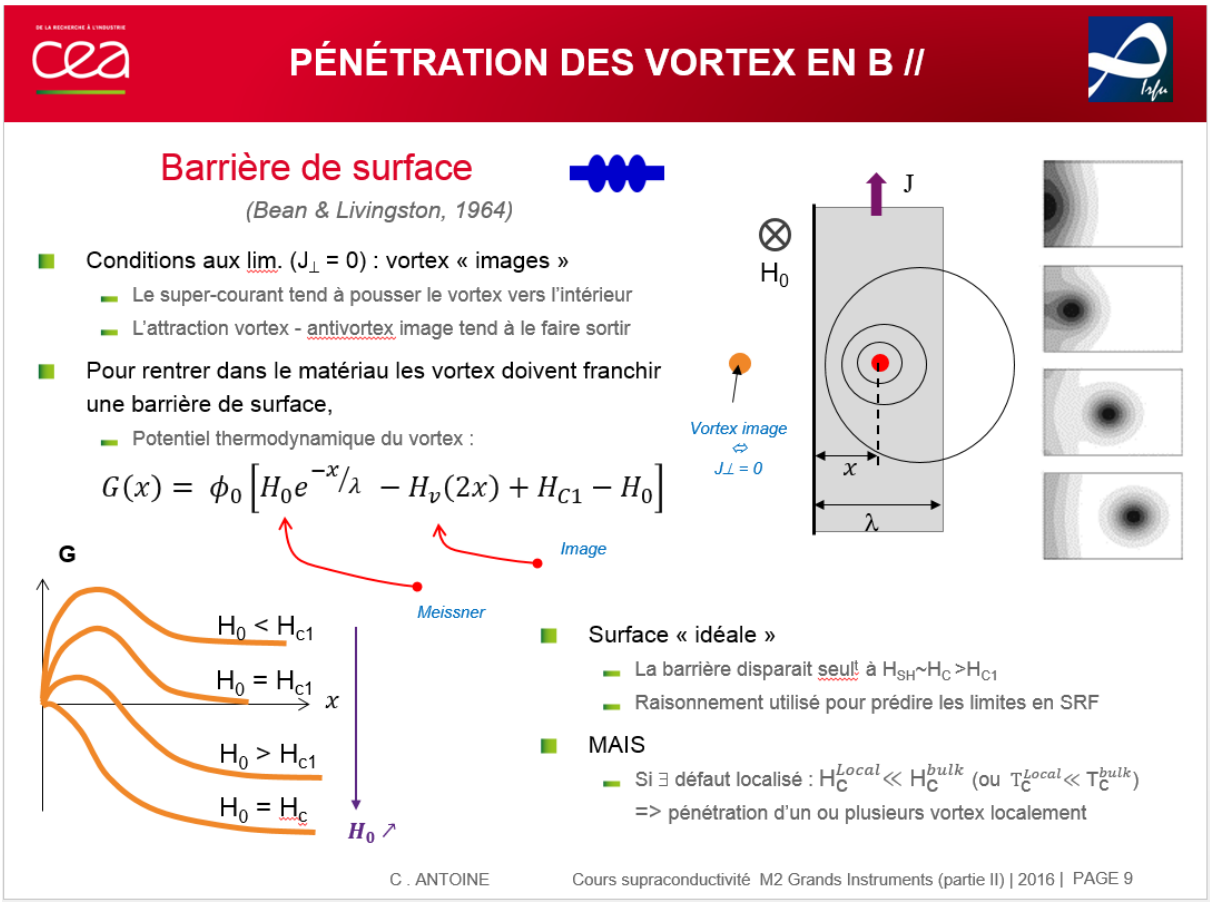
Minimiser l'énergie libre => création de zônes normales les + petites possibles (∅ 2ξ)… mais taille magnétique ~2 λ. ; **La nucleation a tjrs lieu à la surface**

Rappel : le paramètre d'ordre ψ s'annule au centre du vortex (zone normale)

Chaque vortex contient un quantum de flux Φ_0 (paramagnétique), et l'enthalpie/u de longueur –en présence de H- est diminuée parH x Φ_0

Les vortex se repoussent, mais un vortex et un antivortex s'attirent (et finissent par coalescer). Le nombre de vortrex qui rentrent est celui qui minimise ΔG/L

En présence d'un courant : forces de Lorentz : le vortex est repoussé dans le plan perpendiculaire à J

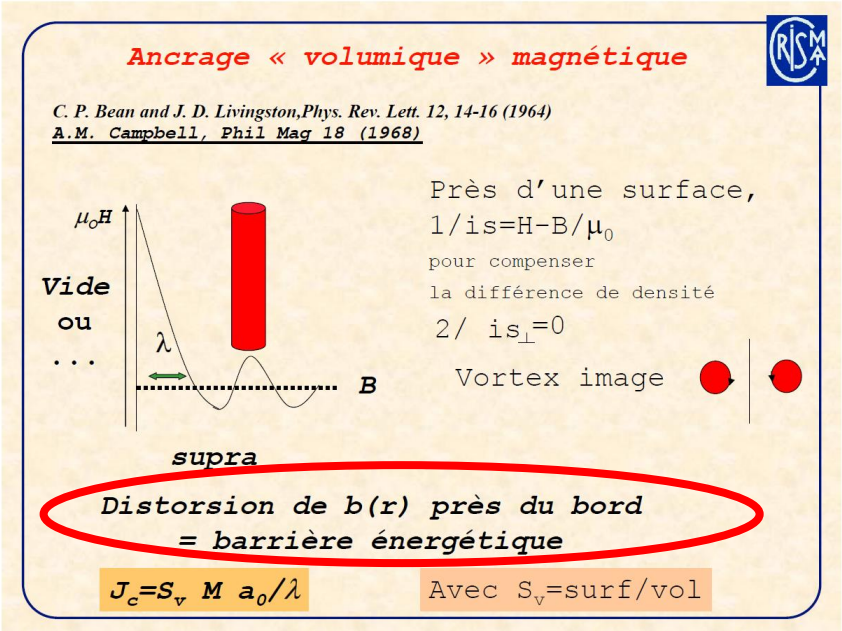


Cas idéal où champ // surface.

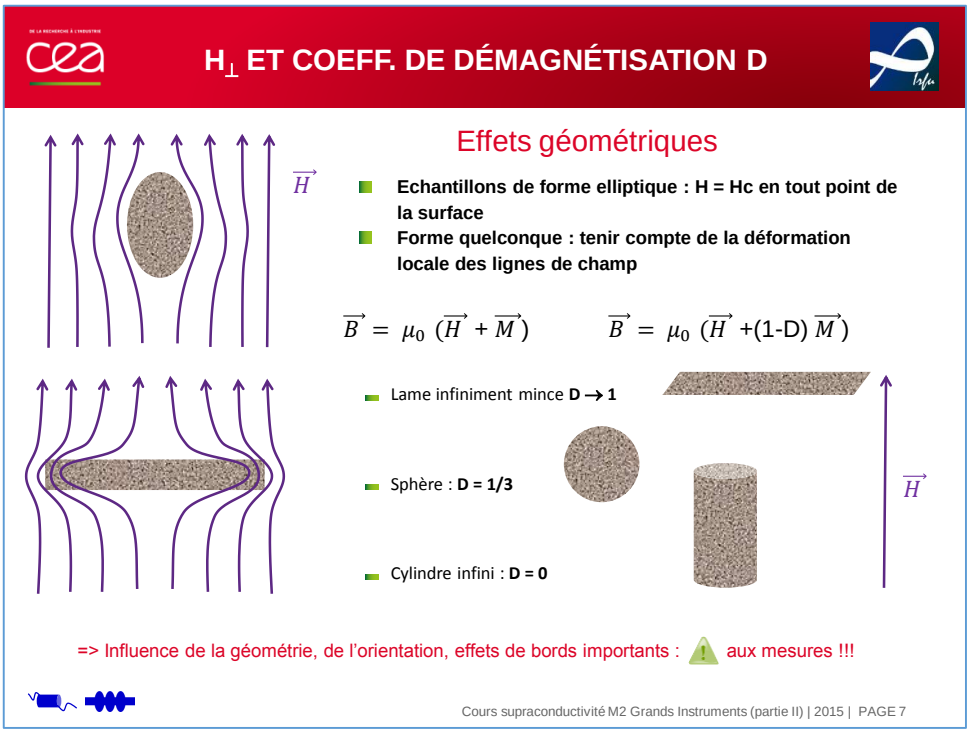
Autre manière de voir les choses :

In the presence of an external magnetic field, the superconductor/normal-conductor transition is of the first order at T_c (H) and combined with latent heat due to entropy discontinuity, it requires nucleation centers. Because of the entropy discontinuity and required nucleation centers there is a possibility for a superheated superconducting state to persist metastable at $H>H_c$.

Pendant longtemps on a pensé qu'il fallait > 10^{-6}sec pour nucléer un zone normale, et donc en RF avec le champ qui change ~ 10^{-9}sec, on favorisait l'état métastable. Cependant dans la littérature plus récente on trouve qu'il faut 10^{-13}-10^{-14} sec pour faire rentrer un vortex individuel en présence de défaut de surface.



http://www-crismat.ensicaen.fr/IMG/pdf/intro_aux_supra_et_phenomenologie_des_reseaux_vortex.pdf



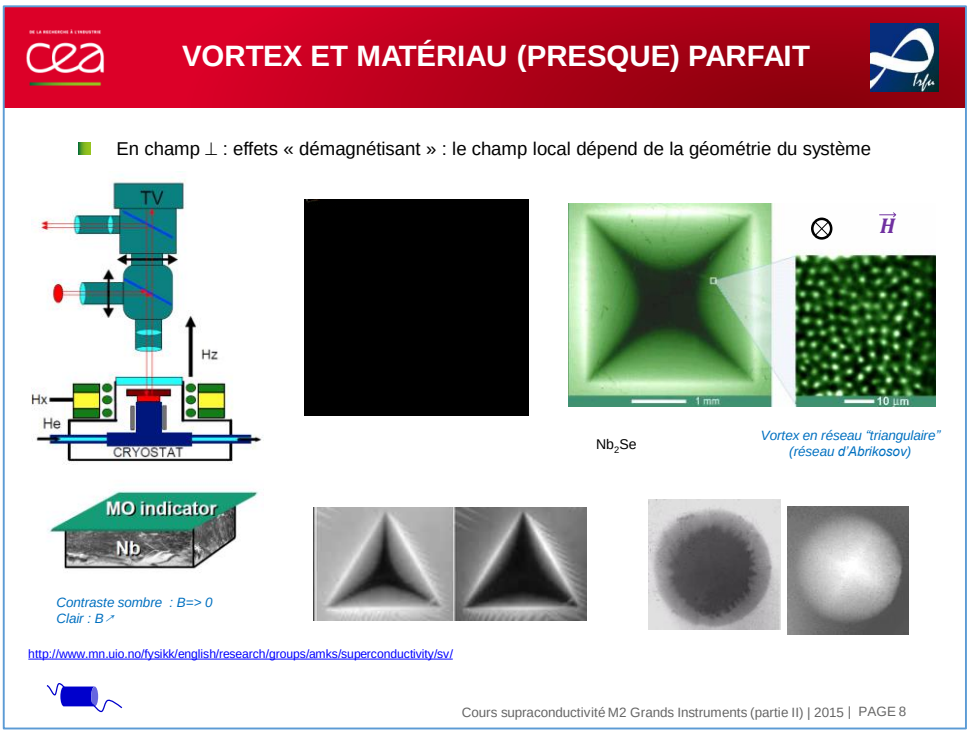
Pour les échantillons de forme elliptique la condition H = Hc est remplie simultanément en tout point de la surface mais ceci n'est pas vrai pour un échantillon de forme quelconque (pour lequel M n'est plus uniforme).

=> Très difficile de mesurer les valeurs intrinsèques d'un supra dans un magnétomètre classique (avec échantillon immergé dans un champ uniforme): on est fortement influencé par la géométrie et l'orientation, avec des effets de bords importants. Même la qualité de découpe de l'échantillon joue un rôle important ! (voir publis de Brandt)

Idem dans les aimants, où en plus le champ n'est pas uniforme (comportement local peut être différent du comportement général).

Par contre dans les cavités RF : on a un champ intense // à la surface à l'intérieur, près de l'équateur, mais il s'atténue sur les bords => pas d'effets démagnétisant !

Remarque : paramètre de forme : même effet en électricité et magnétisme : pointe => augmentation locale du champ (cf paratonnerres !)



Autres méthodes pour visualiser les vortex : décoration avec particules magnétiques, sondes de Hall, diffraction de neutron, microSQUIDS, sonde de Lorentz, spectro tunnel…

Réseau de vortex d'Abrikosov : solution périodique aux éq de GL linéarisées[1]. Espacement entre vortex dépend du champ : $a=(\Phi_0/B)^{1/2}$. Il a eu le prix Nobel en 2003.

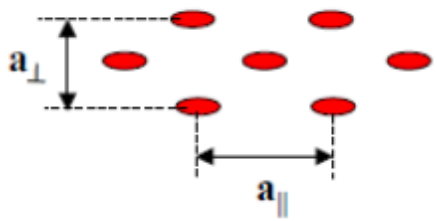
NB SC à l'état mixte sont parfois aussi appelés "phase de Shubnikov" (littérature russe),

Les vortex s'organisent selon un réseau hexagonal centré (parfois référencé comme « triangulaire » : mais ce n'est pas une appellation rigoureuse du point de vue des groupes de symétrie utilisés en cristallographie).

+ le champ est élevé, plus les vortex sont proches.

La supra disparait à $H_{C2} \sim \Phi_0/2\pi\xi^2(T)$ parce qu'alors les cœurs normaux des vortex se recouvrent.

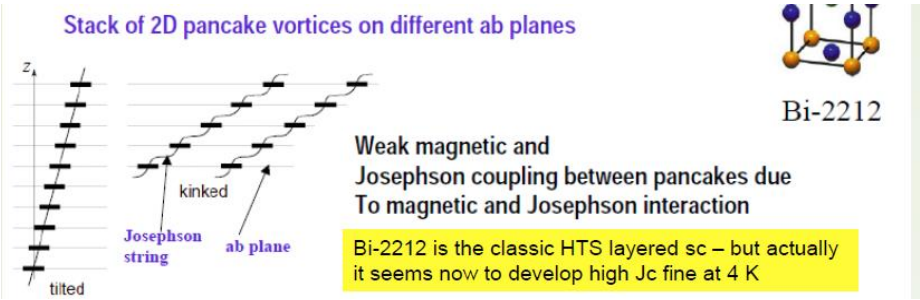
Vortex dans les supra anisotropes (e.g. HTC, MgB_2…) =>profondeurs de pénétration et longueur de cohérences ≠ selon les directions => lignes de courant elliptiques (ald circulaires) et réseau de vortex déformé. (S'applique aussi aux jonctions, joints de grains etc… : vortex de Josephson)



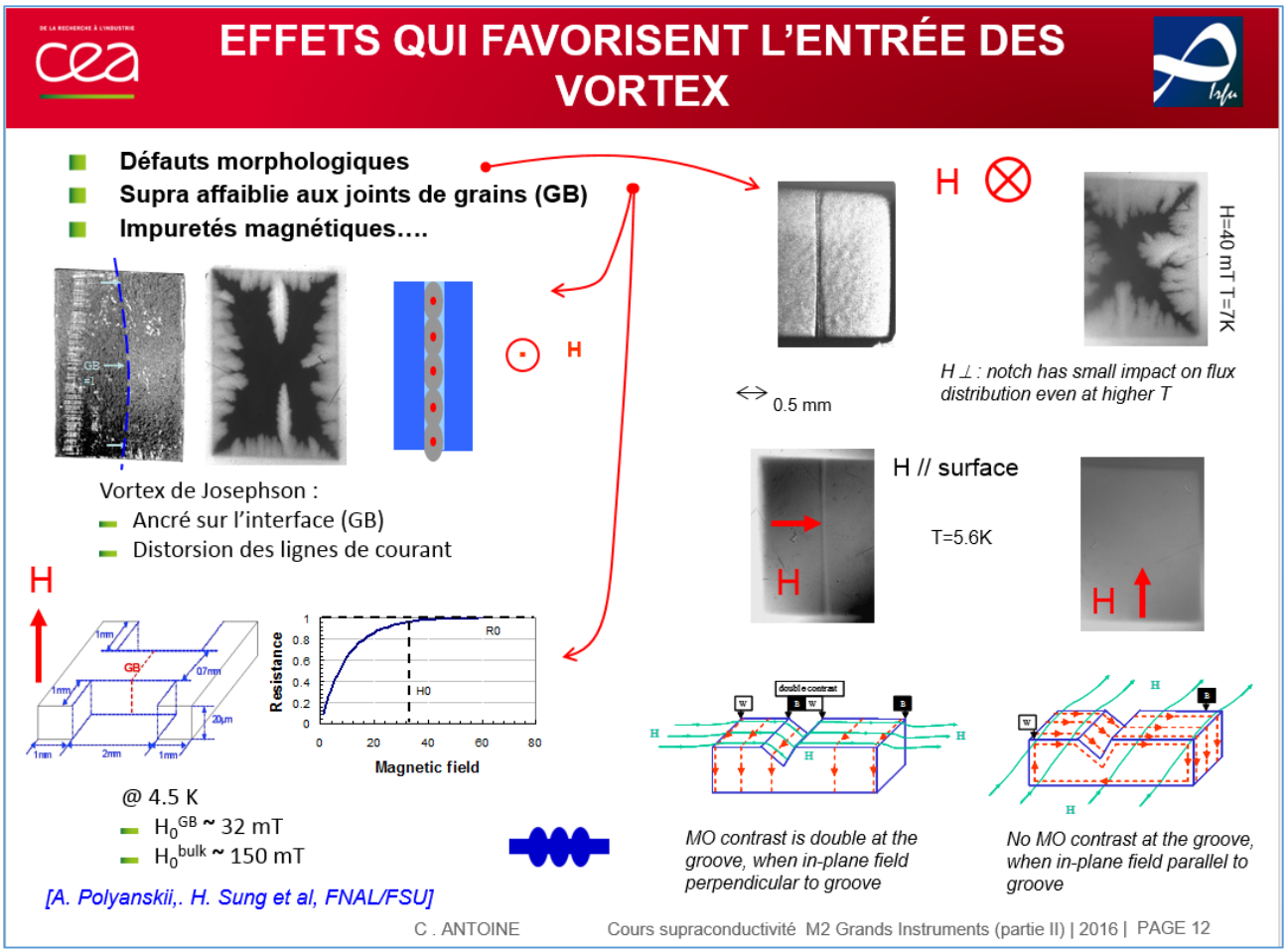
puis :

si couplage entre les plans

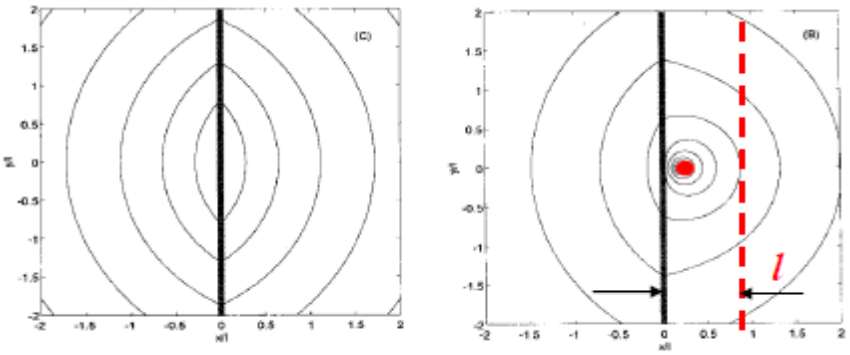
=> vortex de Josephson



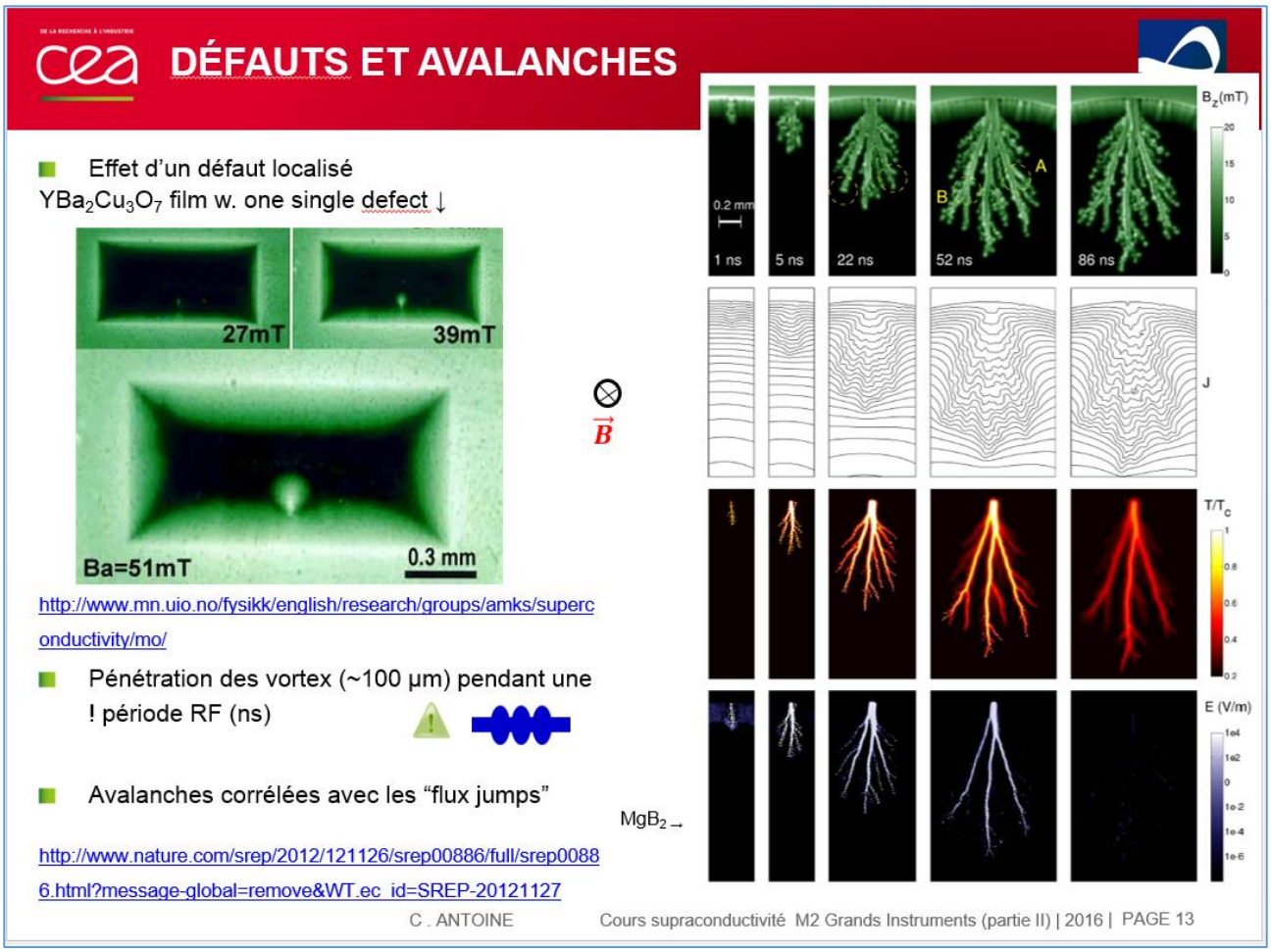
[1] GL linéarisées : $H \sim H_{C2}$, ou impuretés magnétiques, cf transparent 31 partie I



Joint de grain (grain boundary) et défaut planaires en générale : phénomène de vortex image similaire aux vortex image en surface mais plus faible



l = distance d'interaction forte entre défaut et vortex : où le courant J(l) = J_{GB} reste inférieur J_{Bulk}



Within nanoseconds it develops branching structures in the electromagnetic fields and temperature, with striking resemblance of atmospheric lightning. During a dendritic avalanche the superconductor is locally heated above its critical temperature, while electrical fields rise to several kV/m as the front propagates at instant speeds near up to 100 km/s .The magnetic flux Φ makes a jump corresponding to entrance of ***several millions flux quanta.***

S'il existe des défauts de surface (matériau réaliste : il y a plein de défauts !!!*) il faut moins d'une période RF pour faire rentrer les vortex dans le matériau.

Dans ce cas on est dominé par H_{C1} du bulk et ça explique pourquoi les meilleures cavités sont en niobium : supra avec le plus grand H_{C1} connu.

Within the time of a rf period the vortices have penetrated already within 100 microns. Hence fast process.

Exemple de défauts :

- Inclusions métalliques : cause un échauffement local
- Rugosité : augmentation locale du champ (effet de pointe) ; comportement fractal : ce n'est pas l'échelle qui joue, mais le rayon de courbure, donc ça peut même être des défauts nanométriques !

Pénétration en avalanche ou sauts de flux:

Si le champ magnétique $\overrightarrow{H_{Appl}}$ à la surface du conducteur varie dans le temps, il induit un champ électrique $\vec{E}$ dans le conducteur, qui interagit avec le supercourant (densité Jc). Cette interaction $\vec{E}.\overrightarrow{J_C}$ chauffe le conducteur. Puisque Jc diminue avec la température, l'écrantage diminue localement et le champ (flux) pénètre plus en avant dans le conducteur, générant plus de chaleur, ce qui diminue encore Jc. La pénétration du champ et de l'augmentation de la température peuvent s'amplifier jusqu'à ce que le conducteur perde sa supraconductivité. Cet emballement thermique est appelé « saut de flux »/flux jump.

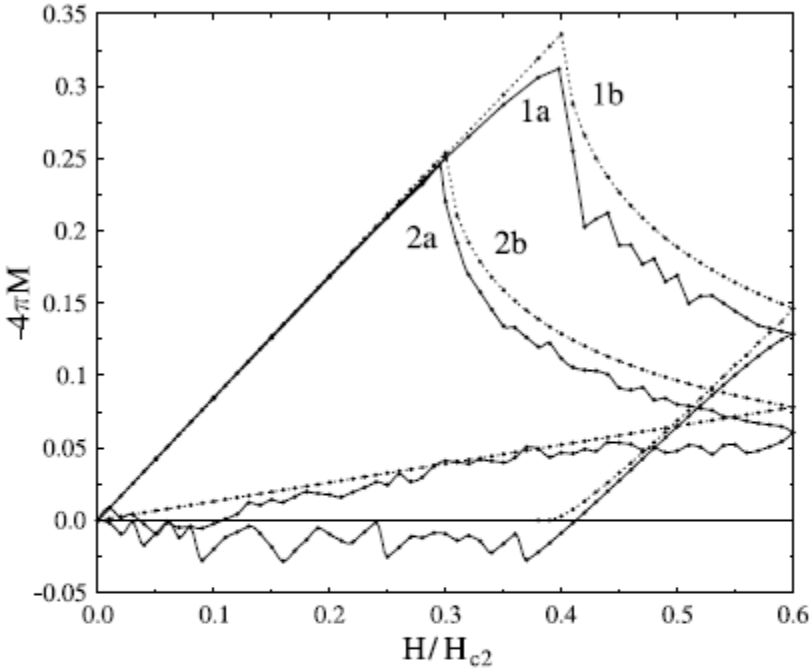


Fig. 1. Magnetization curve of a bulk superconductor in the absence (curves 1a and 1b) and in the presence of surface defects (curves 2a and 2b). Curves 1a and 2a are obtained by numerical solution of the TDGLE, and curves 1b and 2b from a phenomenological model of the surface barrier (see Section 5).

Brandt http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453402018774

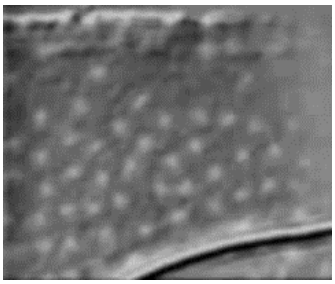
VORTEX EN PRESENCE D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE ET/OU D'UN COURANT

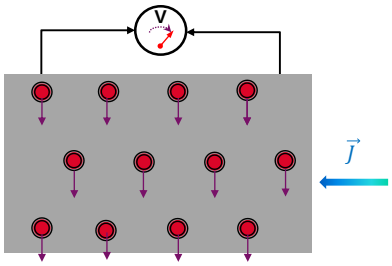
( )

MOUVEMENTS DES VORTEX

Influence de $\vec{J}$

- Le réseau de vortex se déplace à v sous l'action d'un courant $\vec{J}$ (déplacement collectif)
- Génère un champ électrique $\vec{E}$ = - v × $\vec{B}$ => dissipations !
  - => Résistance él. non négligeable (flux flow resistivity ρ_{ff})
- Viscosité du réseau : Déplacements limités / force « visqueuse » (F. de Magnus)
  - Origine : dissipations des zones normales
  - $\rho_{ff} = \rho_n B/B_{C2}$ *(B/B_{C2} =fraction vol. d'e- normaux)*
  - Viscosité $\eta = \phi_0 B/B_{C2}$
  - Vitesse constante v = E/B
- Elasticité du réseau : on peut définir des contraintes
  - C_{11} = compression ~ B^2/μ_0
  - C_{44} = torsion ~ B^2/μ_0
  - C_{66} = compression ~ $B\Phi_0/16\pi\mu_0\lambda_L^2$
  - Et de là on peut définir l'énergie à fournir pour déformer le réseau (important pour l'ancrage)





Note : la structure du réseau triangulaire est conservée pendant le mouvement : il est invariant / translation de a0 – a0 paramètre de maille (vu en diffraction de neutrons), car il existe une répulsion V-V.

Vortex soumis aux forces de Lorentz F=J x B (pdt vectoriel), cela génère un champ el E //J. (Si une ddP apparait aux bornes, alors ∃ pertes (loi d'ohm U = RI)) : Puissance dissipée : F.v

« Viscosité » du réseau (Force de Magnus) => V pas accélérés mais vitesse constante v.

Approche peut aussi bien être faite du point de vue EM ou bien mécanique des fluides

Voir plus loin mais on voit bien que si on veut ancrer les V. sur des défauts quelconques il faudra que le gain d'énergie pour le faire compense l'énergie élastique qui tendait à garder les V équidistants

How fast can vortices penetrate when breaking through the surface barrier?

- Maximum Lorentz force at the superheating field balanced by the viscous drag force: $\eta v_m \approx \phi_0 H_s / \lambda$
- Maximum vortex velocity:

$$v_m \approx \frac{\rho_n \xi}{2\mu_0 \lambda^2}$$

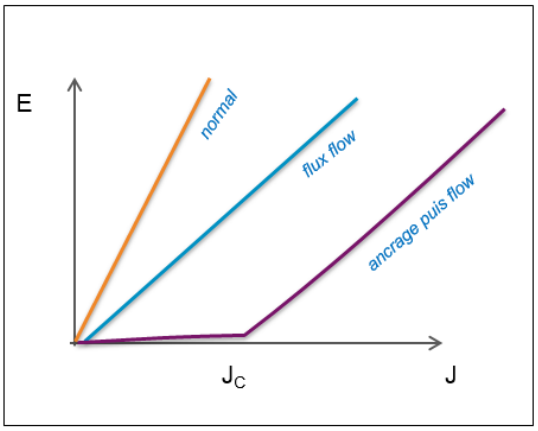
- For Nb: $\lambda \approx \xi$ = 40 nm, $\rho_n = 10^{-9}$ Ωm, we obtain v_m ~ 10 km/s, greater than the speed of sound !
- Strong effect of local heating

http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/TUTORIAL/PDF/Tutorial_1a.pdf

DENSITÉ DE COURANT CRITIQUE J_C

Pour les SC type II

- En pratique R ≠ seulement pour $J>J_C$
- Pour $J<J_C$
  - R~0 (mais pas exactement)
  - Les vortex sont ancrés
- J_C : courant qui entraine le « flux flow
- Pour éviter dissipation => ancrer les vortex => créer des défauts artificiellement (inclusions, alliages, écrouissage…)
- Pour ↗ J_C : ↗ Densité des défauts => ℓ ↘
  - ξ ↘ , λ ↗↗, κ ↗↗ et H_{C1} ↘, H_{C2} ↗
  - J_C (extrinsèque) << J_D (intrinsèque)



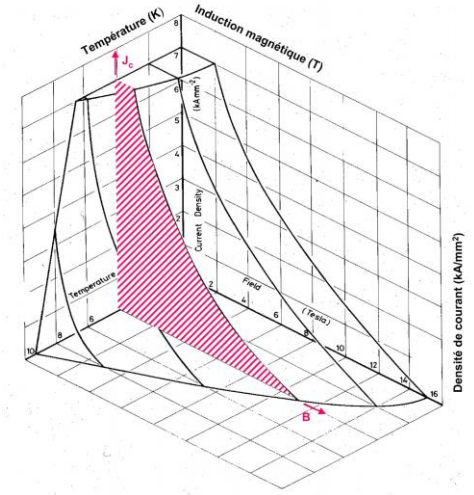
- Cavité RF : ancrage inefficace, J_C n'a pas de sens : on est toujours en flux flow (c'est pour ça qu'on veut éviter les vortex !)

On voit apparaitre la définition de J_C pour les SC type II : courant qui entraine la mobilité des vortex, dépend énormément de l'échantillon et de ses défauts.

Contrairement aux valeurs thermodynamiques (donc intrinsèques) T_C, H_{C1}, H_{C2}, J_C dépendent fortement de l'état local de l'échantillon considéré;

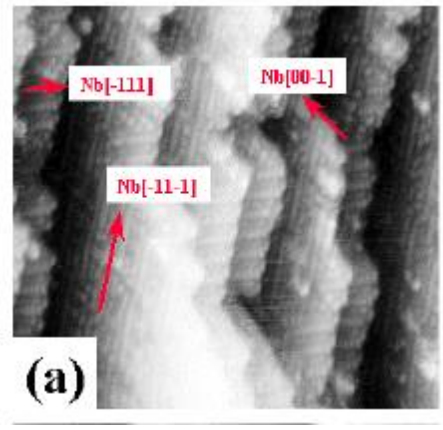
REMARQUE

- « Viscosité » du réseau (Force de Magnus) => V pas accélérés mais vitesse constante
- Si on regarde en détail :
- pour $J<J_C$, R ~0 mais pas exactement
- Juste avant J_C il apparait un autre régime : « flux creep » : des groupes de vortex se détachent brusquement (écoulement non fluide)
- pour $J>J_C$, R >0, flux flow= écoulement fluide
- Typiquement si E=1µV/cm et B= 1 T, v=0,1 mm/sec
- La forme du diagramme de phase en J_C n'est pas la même que celle du diagramme thermodynamique : concave a.l.d. convexe
- (surface hachurée = caractéristiques à 4.2 K) :

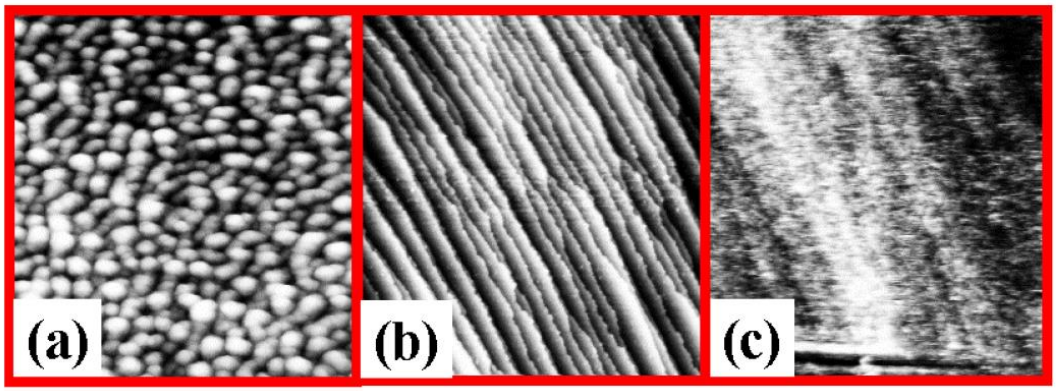


LES VORTEX (II): L'ANCRAGE SUR LES DÉFAUTS CRISTALLINS

Surface de Nb à l'échelle nm après un recuit > 2000°C sous vide (microscope tunnel)



26 nm x26 nm

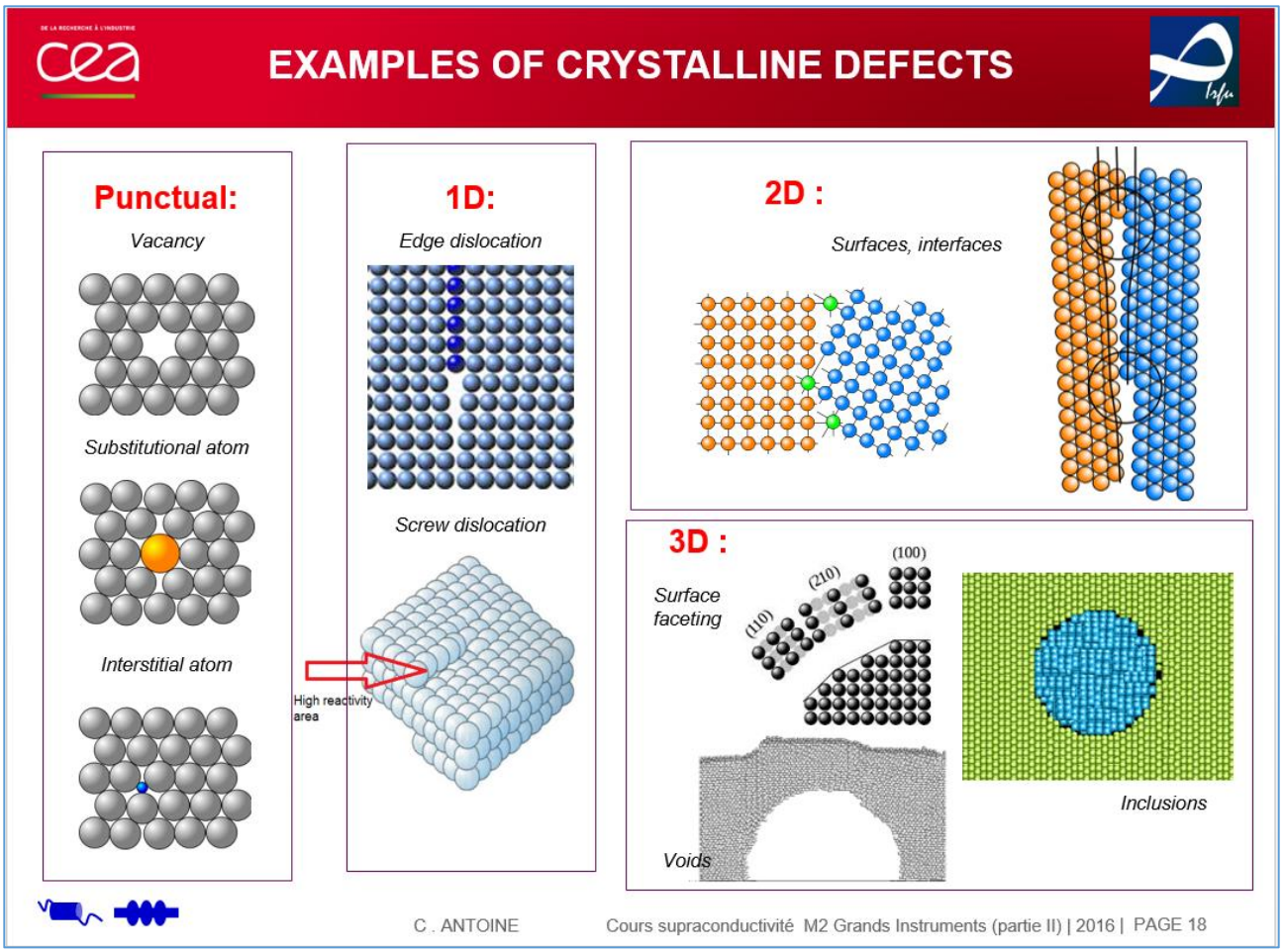


Images STM de taille 200 nm x 200 nm montrant l'évolution de la morphologie d'une surface vicinale de Nb(110) en fonction de différents traitements, en prenant comme référence l'image (b).

(a) Après bombardement ionique.

(b) Après recuit.

(c) Après une exposition à l'air de quelques minutes.



1D

Atomes isolés ou lacunes Vacancy = lacune Interstitial = interstitiel (entre les atomes du réseau) Substitutional = substitutionnel (à la place d'un atome du réseau)

2D

Dislocations: coin (edge) et vis (screw)

Surfaces, interfaces (par exemple joints de grains, interface entre 2 phases, interface oxyde-metal…). Nb certaines surfaces peuvent être considérées comme des réseaux/alignements de dislocations.

3D

Faceting : facetage : les atomes des surface se réarrangent pour exposer les surface avec le moins d'énergie superficielle. (Rappel : à Tamb, les atomes, surtout ceux de surface, bougent –lentement, mais ils peuvent bouger –phénomène thermiquement activé),

Voids (pores, parfois « (micro-)retassures » et inclusions apparaissent au cours de la fabrication. La plupart du temps au moment du refroidissement du métal fondu.

Généralités : Matériau parfait n'existe pas: même près du point de fusion ∃ encore des dislocations ! La densité des dislocations dans un métal bien recristallisé reste > à 10^4cm/cm^3 à la température ambiante (tandis qu'elle peut atteindre 10^{12} cm/cm^3 pour le métal fortement déformé). Les dislocations tendent à se rassembler en parois/cellules qui préfigurent les futurs joints de grains qui apparaitront à la recristallisation.

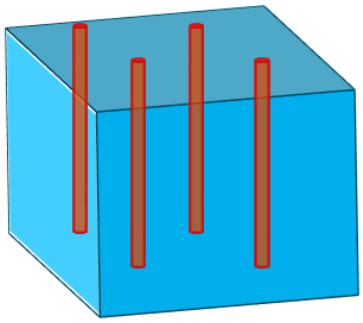
Matériaux en couches minces (pulv. Magnétron, méthodes plasma…) : grain très petits, beaucoup de contraintes résiduelles (donc de dislocations), quantité importantes d'impuretés et d'atomes déplacés. NB impureté principale souvent le gaz porteur du plasma (e.g. Argon).

Dans un métal (alliage), les impuretés type O, ou H sont sous forme d'interstitiels, pas sous la forme moléculaire O_2 ou H_2 ! On ne fait pas rentrer des molécules entières dans un solide… Mais on peut avoir une réaction chimique in situ => précipités en inclusion.

ANCRAGE (PINNING)

Question d'énergie

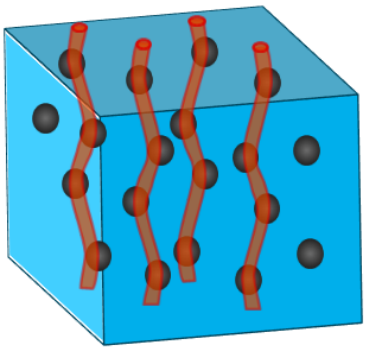
- Piège : défaut topologique ou chimique avec la SC affaiblie localement, voire nulle.
- Si 1 zone normale existe, pas besoin d'énergie pour en créer une, mais pour y passer il faut déformer le réseau de vortex. *Si on courbe le vortex, on ↑ sa longueur et donc on ↑ la force de rappel élastique.*



∃ 2 sortes de piégeages :

- Piégeage faible (mais grand nombre de défauts) : «ancrage de cœur volumique»
  - Si V potentiel de piégeage, ρ densité de vortex
  - $E_{ancrage} \sim \int V(r)\rho(r)d^3r$
  - En général $\lambda > a_0$ ($a_0 \sim \varnothing$ *pièges*)
  - On peut donc travailler sur des grandeurs moyennées sur λ (modèle du continuum/ volume de Larkin)
- Piégeage fort : macles, fissures, agrégats non SC, défauts d'irradiation (colonnaires), nano-indentations : « ancrage magnétique de surface »

  Dans ce cas on peut avoir plusieurs vortex ancrés sur le même défaut macro



En rentrant plus dans les détails :

<u>Piégeage faible</u>

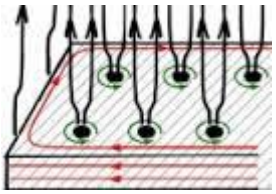
- Gradient de « potentiel supraconducteur » : si ∃ région localisée où les propriétés supraconductrices dont dépend l'énergie libre du vortex varient par rapport au reste du matériau. La force d'interaction résulte alors du gradient de potentiel (Δ en énergie libre).

- Interaction élastique : ∃ un champ de contrainte est associé à l'âme normale du vortex ; ce champ de contrainte interagit avec le champ de contrainte entourant certaines inhomogénéités ou avec l'inhomogénéité elle-même.

<u>Piégeage fort</u>

- Interaction magnétique. C'est le cas des inclusions portant un moment magnétique qui interagit avec le champ magnétique régnant dans le vortex.

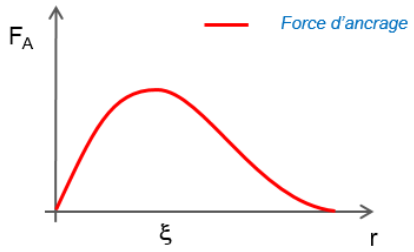
- Interaction vortex-image. Au voisinage d'une surface/interface, le vortex est soumis à un vortex « image » par rapport à la surface. Cette notion peut également être appliquée à l'interaction entre un vortex et une inclusion de très grande dimension par rapport à au vortex. Possibilité de piéger plusieurs vortex sur cette inclusion (rappel dans le matériau « idéal » les vortex sont individuels et se repoussent entre eux).



Dans le cas de défauts plans (e.g. Joint de grain, phase N. C.), on a une interaction avec un vortex image similaire à ce qui se passe en surface => distorsion des courants : on passe de vortex type Abrikosov (cœur normaux, symétrie circulaire, ne dépend que des paramètres du supra), à des vortex mixtes : Abrikosov avec un cœur Josephson (pour rappel vortex Josephson = vortex spécifiques aux jonctions, déformés, présentent propriétés très particulières en présence de champ el. ou magn.)

FORCES MISES EN JEU

Force d'ancrage vs Elasticité



- Pour« ancrer » les vortex :
  - F_A (r) petite pour r << ξ et r >> ξ *r~∅ défauts*
  - F_A (r), J_C maximums pour des défauts // vortex de taille ~ ξ (défauts colonnaires, plans)
  - Pour des précipités ~ ξ espacés de *d*, J_C=> J_C' ~$J_C L/d$
    (Fraction de la long. L occupée par les pièges espacés de d)
  - + Général : pour une fraction volumique *f* de défauts aléatoires ∅ a_0
    - On gagne $\Delta g \sim (H_C^2\mu_0/2)f\pi\xi^2$ par u. de long. $\mathcal{L}$, soit une force $F \sim \Delta g/\mathcal{L} \sim (H_C^2\mu_0/2)f\pi\xi^2/\mathcal{L}$
    - $J_C = f/\Phi_0 \sim (H_C^2\mu_0/2)f\pi\xi$ (pour $\mathcal{L}\sim\xi$)
    - $J_C = f/\Phi_0 \sim (H_C^2\mu_0/2)f\pi\xi^2/a_0$ (pour $\mathcal{L}\sim a_0$) *(ad minima, dans la pratique difficile de prédire J_C)*
- $E_{élastique} \sim \frac{C_{ii}}{2}\int(\nabla u)^2 d^3r$ *(u ~ déplacement du vortex / sa position idéale, C_{ii} cstes élastiques /u. de long.)*
  - C_{11} : compression ~ B^2/μ_0
  - C_{44} : torsion ~ B^2/μ_0
  - C_{66} : cisaillement~ $B\Phi_0/16p\mu_0\lambda_L$
  - En général : $C_{44} >> C_{66}$
- Perte de la périodicité du réseau => « polycristal » de vortex , voire « verre », « liquide » de vortex…
  - Diagrammes de phases complexes
  - Propriétés dynamiques « bizarres » *(80% de la littérature supra…)*
  - Dans certains supra : ∃ un nouvel état de la matière : « verres de Bragg »

C . ANTOINE Cours supraconductivité M2 Grands Instruments (partie II) | 2016 | PAGE 20

A l'équilibre la force d'ancrage (pinning force) égale la tension de rappel dans la ligne de vortex (elastic force).

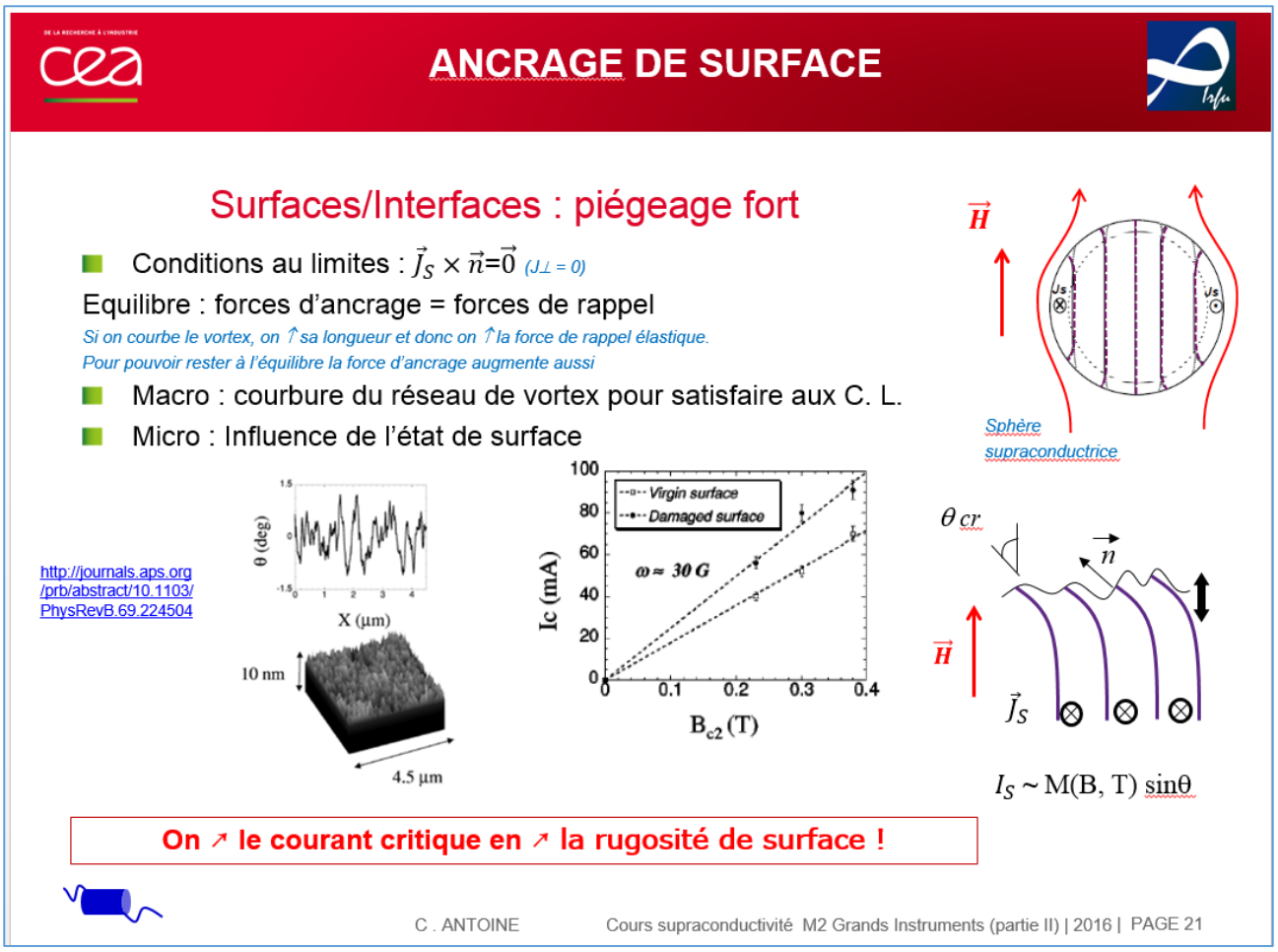
Ancrage plus efficace pour des défauts de taille comparable aux vortex : donc plutôt enchevêtrements de dislocations, murs de dislocations que dislocations isolées (∅<< ξ). Dans ces régions, le l.p.m. est plus faible et κ plus élevé (importance des effets non locaux).

Flux creep et flux flow : Comportement dynamique =lois en puissance* commun à de nombreux systèmes** où deux interactions contraires ou à échelles différentes coexistent; ici : interaction élastique particule-particule et interaction particules –désordre.

Verres de Bragg (supra HTC) : réseau de vortex présentant 1 ordre à longue distance, des propriétés dynamique vitreuses, mais pas de défauts topologiques type dislocation …

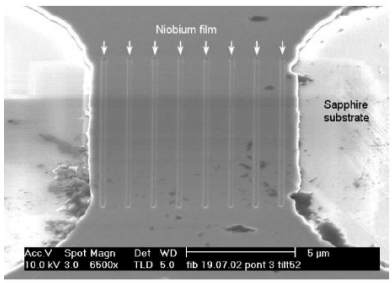
*Lois de puissance résultent d'un phénomène d'optimisation.
https://en.wikipedia.org/wiki/Power_law?oldid=624782413

**Marche pour de nombreux phénomènes physique : fracture, mouillage, ondes de densité de charge ou de spin, parois de domaines magnétiques, mais aussi pour… les feux de forêt, le fonctionnement du cerveau, cours de la bourse, sciences sociales…



On mesure la rugosité de surface => on peut déterminer la fonction d'auto-corrélation => transformée de Fourrier=>distribution des angles en surface : $\theta(x) = \int_{kmin}^{kmax} S_{\theta\theta} dk$ (densité spectrale où (?) $S_{\theta\theta}$ est la transformée de Fourrier de la fonction « autocorrélation »(?) et avec $\theta(x) = \arctan(\frac{dh}{dx})$ (h hauteur des « pics »). (NB. toutes ces fonctions sont facilement accessibles/automatisées dans les programmes d'analyse des profilomètres standards).

Pour déterminer kmin/kmax : on peut supposer que vortex insensible à la rugosité < h~ξ => kmax = 2π/ξ et on prend kmin ~0.



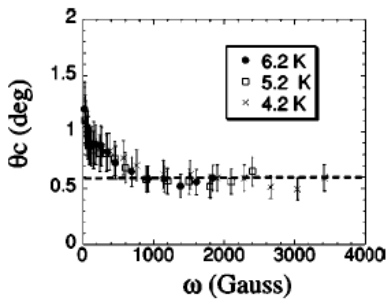


FIG. 4. The variation of the critical angle θ_c deduced from the arcsin(i_c/ε). The straight line corresponds to the main value extracted from the surface analysis.

Rem :

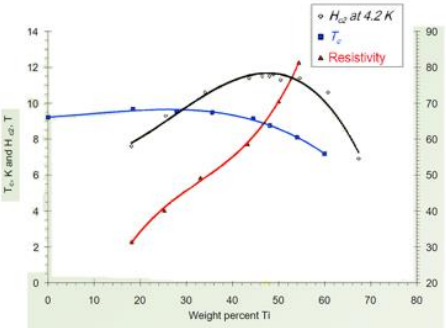
- l'angle à considérer dépend du champ car l'écartement entre vortex varie. A faible champ on est plutôt sensible à des défauts de périodicité 0.1-1 µm alors que + on monte en champ, plus on est sensible à des rugosités à petite échelle
- effets surface particulièrement importants dans les films minces. Ancrage de surface pourrait être à l'origine des très haut Jc observés dans les films minces http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-2048/17/9/012/pdf
- concerne plutôt les applications DC et/ou « électronique supra »

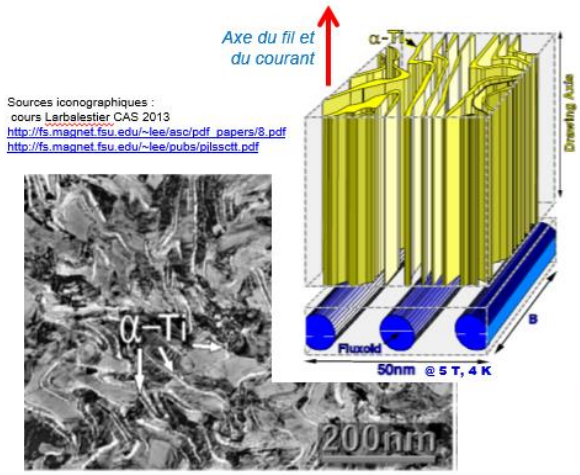
APPLICATIONS : AIMANTS DÉVELOPEMENT MICROSCOPIQUE DES CONDUCTEURS

NbTi : ANCRAGE VOLUMIQUE

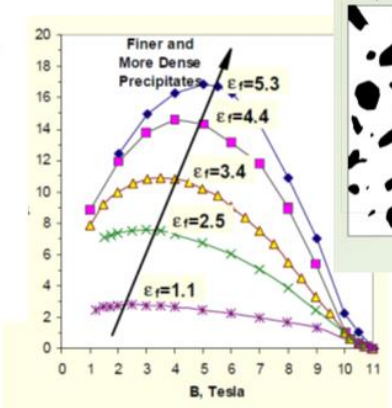
Optimisation du Jc

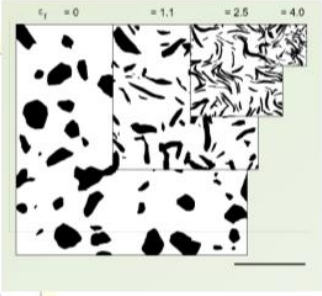
- Composition:
  - H_{C2} optimum pour 46-48% Ti mais pas Tc
- Traitements thermiques:
  - Précipités de Ti métal (OK en DC, mais aie, aie, aie en RF)
- Déformation (tréfilage):
  - Microstructure : défauts même échelle que le réseau de vortex

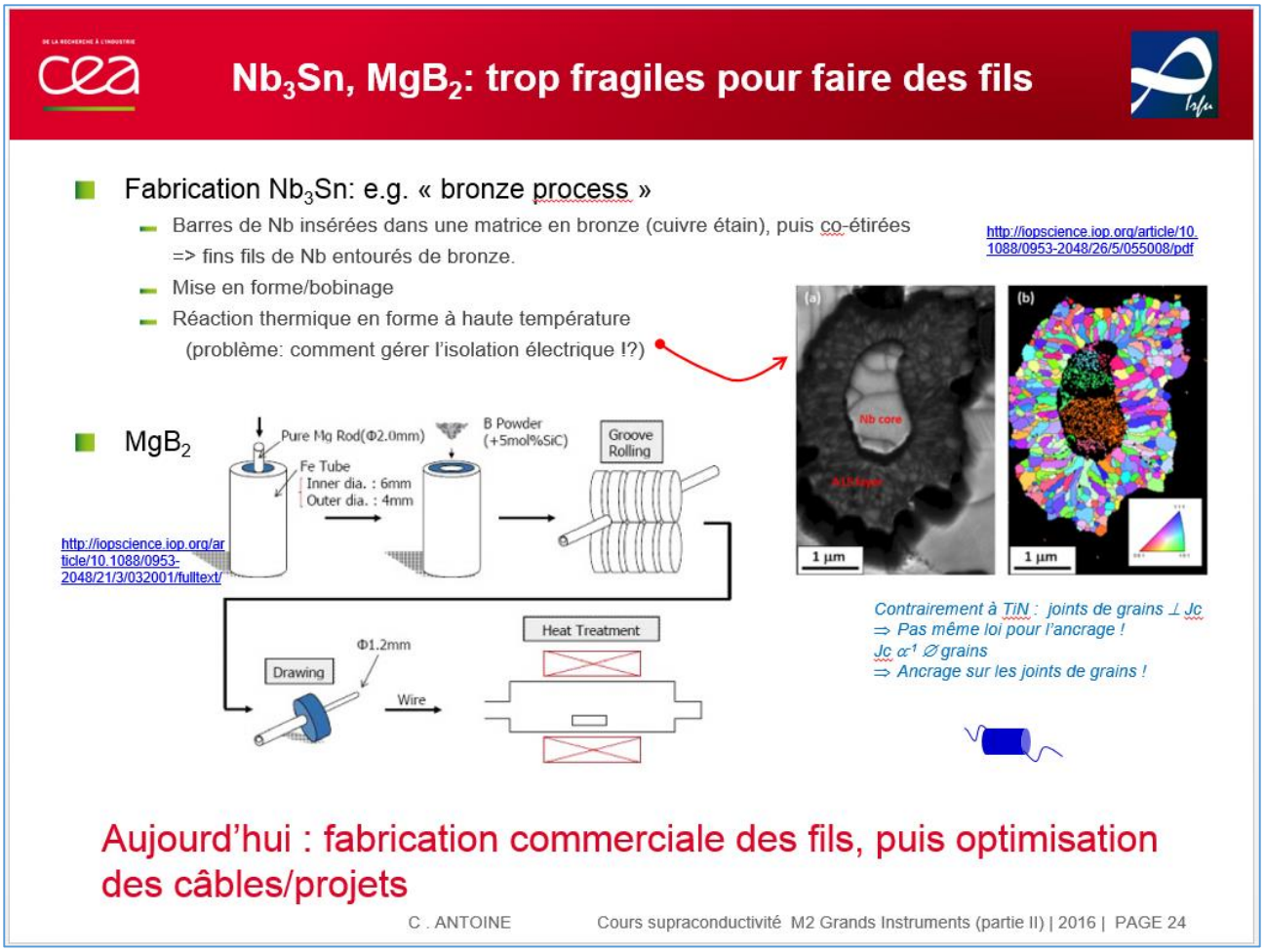




Sources iconographiques :
cours Larbalestier CAS 2013
http://fs.magnet.fsu.edu/~lee/asc/pdf_papers/8.pdf
http://fs.magnet.fsu.edu/~lee/pubs/pilssctt.pdf







Scalling laws :

$$J_c B = \text{const} \cdot B_{c2}^{p+q} b^p (1-b)^q$$

b= champ (induction) appliqué ; p et q dépendent du mécanisme de pinning

Typiquement pour NbTi ~b(1-b)

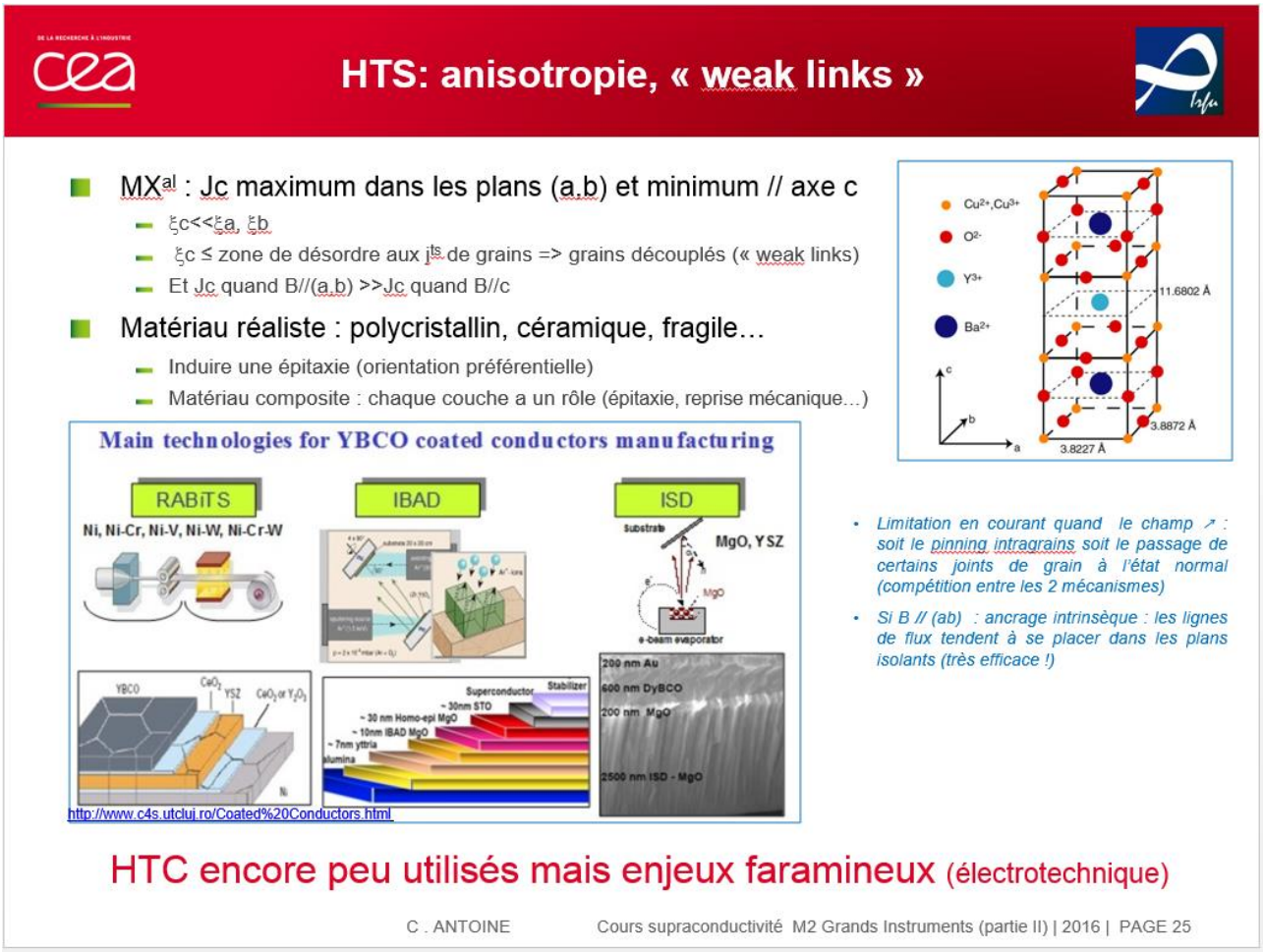
α b car quand la densité de V. ↗, la longueur totale ancrée ↗ aussi

et

α (1-b) car quand b. ↗, le paramètre d'ordre ψ ↓

Nb_3Sn typiquement $b^{1/2}(1-b^2)$

.

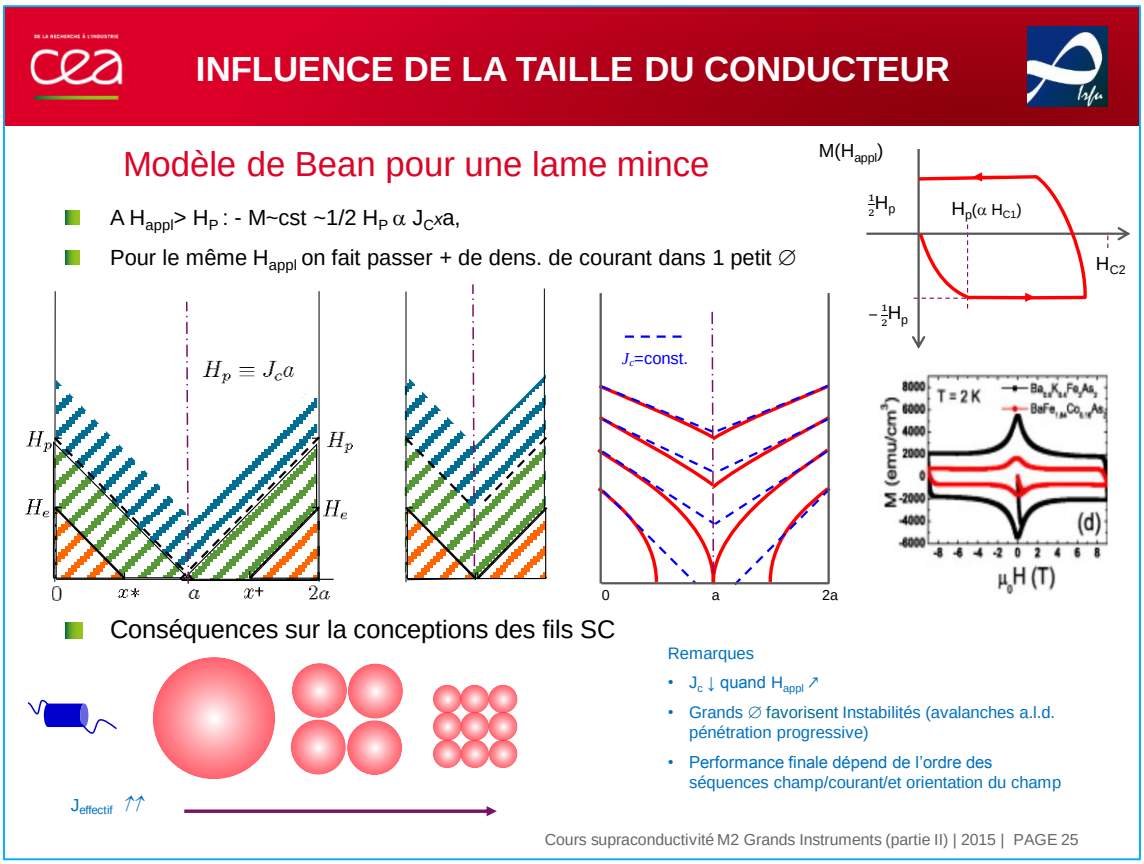


. Si B // (ab) : ancrage intrinsèque : les lignes de flux tendent à se placer dans les plans isolants. Mécanisme très efficace car il y a beaucoup plus de plans isolants que de vortex (à cause de lambda très grand!)

Penetration depth : 120 nm in the ab plane, 800 nm along the c axis

Coherence length : 2 nm in the ab plane, 0.4 nm along the c axis.

Properties of single crystal: the upper critical field is 120 T for B perpendicular and 250 T for B parallel to the CuO2 planes.



Pour les détails du calcul voir :

Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues **(chapitre 5)**

Par Yukikazu Iwasa chez Springer

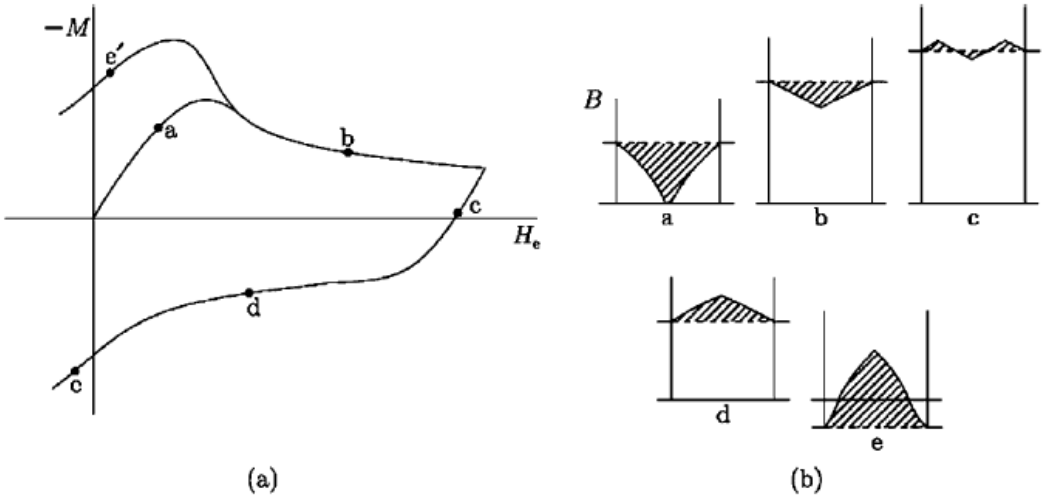
$$H_s(x) = \begin{cases} 0 & (x* \le x \le x+) & (5.2a) \\ H_e - J_c x & (0 \le x \le x*) & (5.2b) \\ H_e + J_c(x-2a) & (x+ \le x \le 2a) & (5.2c) \end{cases}$$

[…] Avalanche penetration or flux jump description:

A time-varying magnetic field, ˙Happl, at the conductor surface induces an electric field $\vec{E}$ in the conductor, which interacts with the supercurrent (density Jc). This $\vec{E}.\vec{J_C}$ interaction heats the conductor. Since Jc decreases with temperature, the field (flux) penetrates further into the conductor, generating more heat, which further decreases Jc. The field penetration and temperature rise can cascade until the conductor loses its superconductivity. This thermal runaway event is called a flux jump.

[…] When filaments are embedded in a conductive metal (e.g., copper) and subjected to a time-varying magnetic field, the filaments are electrically coupled according to Faraday's law. They then act as a single entity with an effective conductor diameter nearly as great as that of the entire conductor. The basic premise of the flux jumping criterion for isolated filaments is thus violated in an untwisted multifilamentary conductor. In order to eliminate flux jumping in multifilamentary conductors, filaments must be decoupled. Twisting of the wires, or more ideally transposition of the filaments (or strands of a multi-strand conductor), can do the trick of filament decoupling.

http://link.springer.com/content/pdf/10.1007/978-3-642-45312-0.pdf pp



Profils de champ en différents points de la courbe de magnétisation

La gaine extérieure (cuivre, aluminium) a plusieurs rôles :

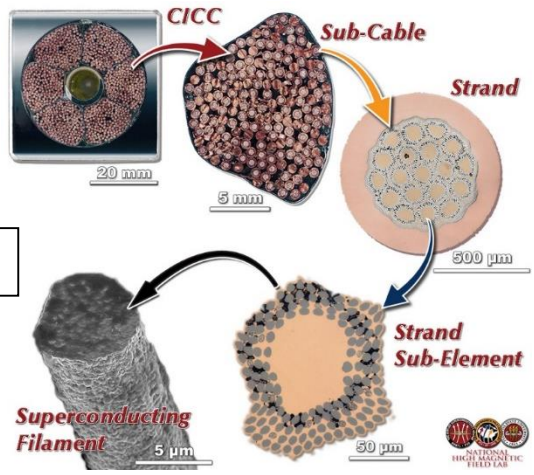
- Tenue mécanique, reprise des contraintes (Forces de Laplace)
- Conduction thermique (hélium n'est pas au contact direct)
- Conduction électrique : reprise du courant en cas de quench : les SC sont de mauvais conducteurs à l'état normal. Si transition accidentelle : des 1000 ou 10 000 A à évacuer => risque d'échauffement très intense !!!!
- Le twist des filaments et la transposition des brins sont indispensables pour réduire les couplages
- Le câble « Rutherford » est la forme la plus répandue dans les applications de Physique

Prévention des « flux jumps » très important en régime transitoire et en AC : une des sources principales de difficulté dans la conception des câbles.

CICC : grande stabilité par rapport aux perturbations thermiques qui caractérisent l'environnement des systèmes magnétiques des tokamaks.

Cable In Conduit Conductors

Conducteur Iter



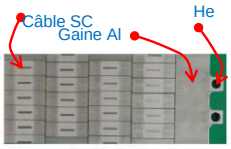
DESIGN ET PARAMÈTRES CRYOGÉNIQUES

Différents modes de refroidissement

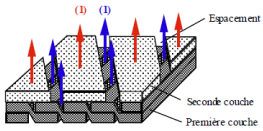
joue sur le design des câbles **ET** de l'aimant complet

- Systèmes « secs » (dry cooling) $$$ car cryocooler $$$ => réservé petits volumes
  - Cryocooler + refroidissement par conduction
  - Bien adapté aux petits systèmes isolés sans environnement cryogénique (liquéfacteur ect…)
  - Exemples : aimants pour hôpitaux, petits systèmes de labo, systèmes portables…
- Refroidissement indirect $$ permet de réduire le volume de liquide cryogénique
  - Circuit cryogénique (bain, circulation) + refroidissement par conduction
  - S'applique bien aux cas où la résistance thermique aux interfaces<< transfert thermique/conduction
  - Marche pour les charges thermiques modérées + perturbations lentes + échanges lents
- Systèmes « liquides » (wet systems) $$$ car grands volumes de cryogène
  - Bain ou circulation en contact direct avec le câble (+ isolant)
  - He liq, ou sous pression, ou supercritique ou superfluide….
  - Différents modes : stagnant, circulation forcée, thermosiphon,…
  - La phase liquide constitue une réserve d'enthalpie pour le système
  - Pour faire face à des transferts thermiques importants et/ou rapides (accidentels)
  - Et/ou besoin d'uniformité de température
  - Transfert thermiques aux interfaces = importants

Station relai tél. avec filtre SC
Refroidie / cryocooler



Coil cross section of the CMS magnet
Two-phase helium flow external cooling ©CERN



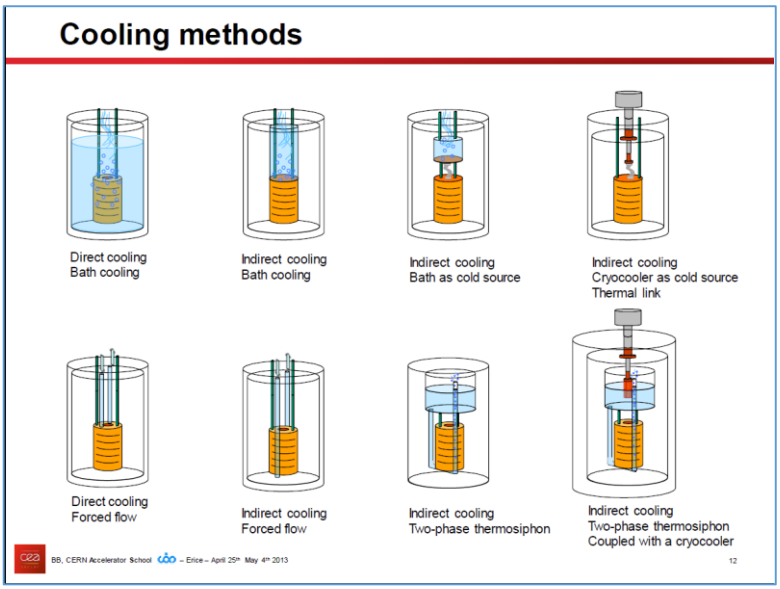
Microcannaux Aimants LHC

Cours supraconductivité M2 Grands Instruments (partie II) | 2015 | PAGE 27

Voir https://cas.web.cern.ch/cas/Erice-2013/Lectures/Baudouy2.pdf et Journée cryogénie du M2

Systèmes « secs »

- Systèmes secs utilisant des cryocoolers en refroidissement conductif (pas de volume d'hélium). Bien adaptés aux masses faibles et moyennes jusqu'à 1 ou 2 tonnes avec un ou quelques cryocoolers.
- Ce qui limite ce genre d'installation, c'est le courant qui doit être faible à cause des pertes des amenées de courant et les dI/dT qui sont forcément inférieures à la puissance du cryocooler (1,5 W à 4,2 K) et si on a le temps pour faire le refroidissement de l'aimant (1 à 2 mois max).

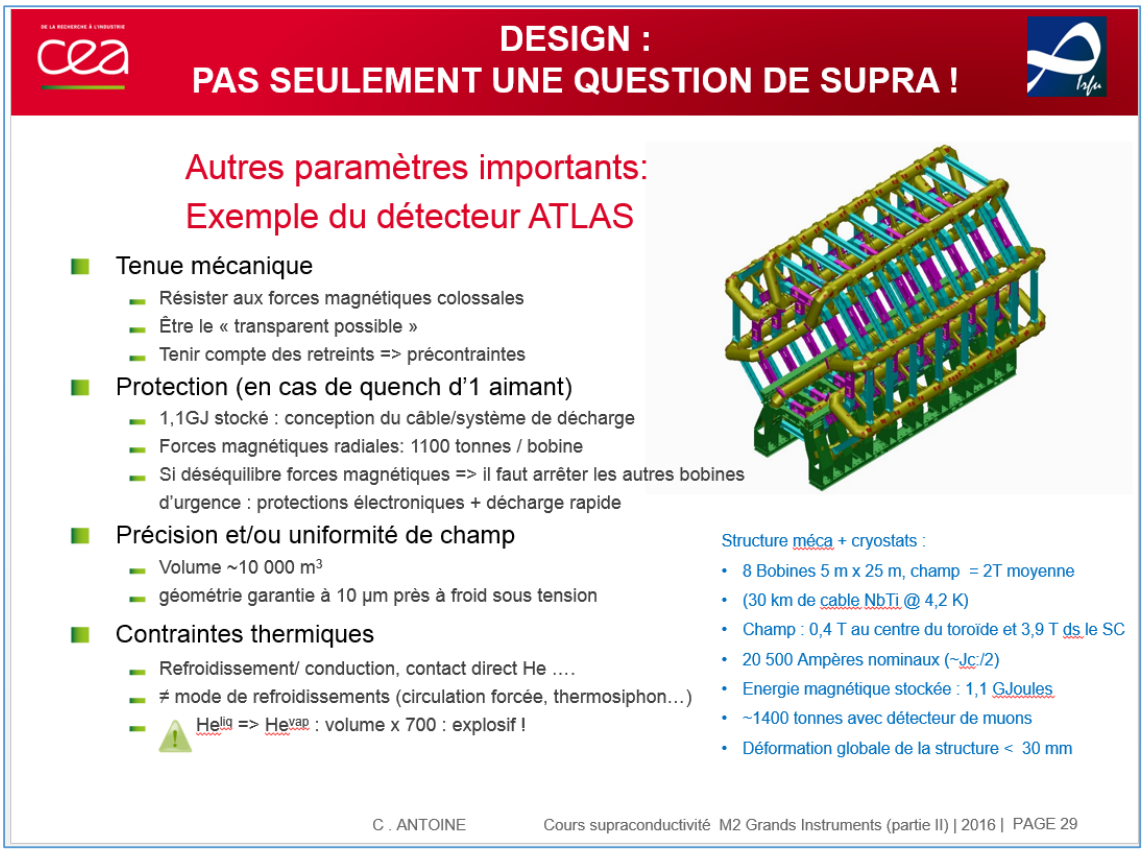


Refroidissement indirect

- Evite également de faire une enceinte cryostatique autour de l'aimant
- Limite la perte d'hélium en cas de quench (puisque pas de volume de l'hélium au contact direct de la source de chaleur)
- Augmente la faculté de l'aimant à transiter à la demande (sécurité) car il ne dispose pas de l'inertie de l'hélium liquide.

Systèmes « liquides » (wet systems)

- Pour descendre à 1,8 K et refroidir des objets sur 27 km on n'a pas mieux pour le moment.



Détecteur Atlas complet : 22 mètres de diamètre pour environ 40 mètres de longueur, et un poids de 7 000 tonnes

Paramètres importants dans la conception d'un aimant :

Protection : En cas de problème, il faut décharger rapidement l'aimant afin que l'énergie stockée ne soit pas transmise intégralement à l'hélium (vol He gaz = 700 xvol He liq => explosion !). L'un des intérêts de la supra est qu'on peut avoir des courants très élevés en DC.

Les forts courants permettent d'avoir une inductance plus faible (moins de tours pour générer le même champ ou les mêmes « ampères-tours ») pour une énergie donnée. Avec une inductance plus faible on peut décharger plus vite. La résistance doit être plus faible pour une tension aux bornes identiques mais au final la constante de temps τ=L/R est α au nombre de tours n (L est en n² et R est en n). Exemple : multiplier le courant par 4 à énergie et tension données c'est diviser le nombre de tours par 4 et donc la constante de temps par 4. Il faudra donc 4 fois moins de temps pour décharger l'aimant.

Le principal problème d'ATLAS est l'équilibre des forces magnétiques, tout déséquilibre engendrant des contraintes très importantes.

L'homogénéité du champ est gouvernée par la précision de positionnement des conducteurs. Sous l'effet des forces de Lorentz les câbles tendent à se mettre en compression: **reprise mécanique nécessaire**, par exemple à l'aide des colliers en acier inoxydable. La géométrie du bobinage doit être garantie après refroidissement et sous efforts magnétiques à environ 10 microns près. NB Le principal problème d'ATLAS n'est pas l'homogénéité de champ (ce n'est pas ce que l'on cherche dans un détecteur) mais l'équilibre des forces magnétiques, tout déséquilibre engendrant des contraintes très importantes..

Par contre l'homogénéité est particulièrement importante en imagerie. Par exemple imagerie médicale : $\Delta B/B_0$ ~10^{-6}-10^{-8}

Projet ISEULT : 0.5 ppm Peak to Ppeak à 11,7 T dans 1.065 10^{-2} m^3

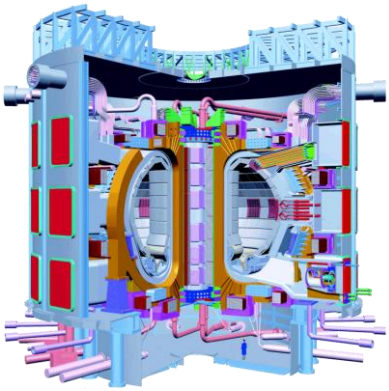
Contraintes thermiques : si on ne peut pas décharger assez vite l'aimant il faut prévoir une « réserve » thermodynamique en prenant une marge importante sur le dimensionnement du système. Cela présente de forts coûts cryogéniques.

3 Paramètres à maximiser pour gérer la marge :

- ΔT: intervalle de température nécessaire pour faire transiter le matériau/ température de fonctionnement.
- La MPZ (minimum propagating zone) qui donne une idée des lois d'échelle générales et des facteurs qui doivent être optimisés lors d'un dimensionnement.
- La MQE (minimum quench energy), quantité minimale de chaleur, déposée instantanément en un point, nécessaire pour provoquer un quench.

http://www.in2p3.fr/actions/formation/accelerateurs11/Aimants-Supraconducteurs_PhF.pdf

DESIGN : AIMANTS POUR LA FUSION



ITER

- Confinement magnétique
  - Maintien du plasma par une induction magnétique
  - Forte induction dans volume important : aimants SC !
- Principaux risques :
  - Disruption du plasma : variation rapide du champ dans le conducteur
  - Cycles répétés avec fort courants et forts champs => Contraintes mécaniques ~ 60 MN (nrj décollage navette spatiale X 2 !)

Structure méca + cryostats :

- Vol, Cryostat 16 000 m^3 - Vol Plasma 837 m^3
- 10 000 tonnes de systèmes supras
- (100 000 km de câble Nb_3Sn @ xxx K)
- Energie magnétique stockée totale : 51 GJoules

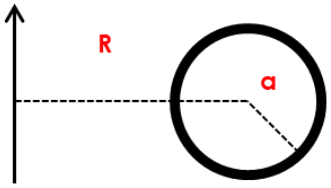
Solénoide central :

- (6 bobines) 13 m x 4m : B_{max} 13 T- 6,4 GJ stockés – I_{plasma} =15 MA pdt ~400 s

Bobines toroidales

- 18 bobines 17 m x 7 m, champ = 5,3 T (chp toroïdal)
- Champ « Maximum » sur le conducteur 11,8 T
- Amperes tours totaux 164 MAt
- Courant nominal 68 000 A
- Energie stockee 41 GJ - Constante de decharge 11 s
- Force de recentrage/bobine 403 MN
- Force verticale/bobine 408 MN
- Poids 5362 tonnes

Paramètres importants : rayons du tore :
Pour atteindre les puissances et temps de confinements nécessaires => grands volumes. Seuls les aimants SC peuvent fournir un tel champ en continu.
Le conducteur des bobines d'ITER doit pouvoir faire face, sans perdre l'état supraconducteur, à un événement majeur qui est la disruption du plasma de 15 MA. Cette disruption provoque une variation rapide de champ sur les conducteurs. CICC : grande stabilité par rapport aux perturbations thermiques



$P_{LH} = 2.84\, M^{-1}\, B_T^{0.82}\, n_e^{0.58}\, R\, a^{0.81}$ (Puissance de fusion)

$t_{E,th} = 0.0562\, I_p^{0.93}\, B_T^{0.15}\, P^{-0.69}\, n_e^{0.41}\, M^{0.19}\, R^{1.97}\, e^{0.58}\, k_a^{0.78}$
(Temps de confinement du plasma)

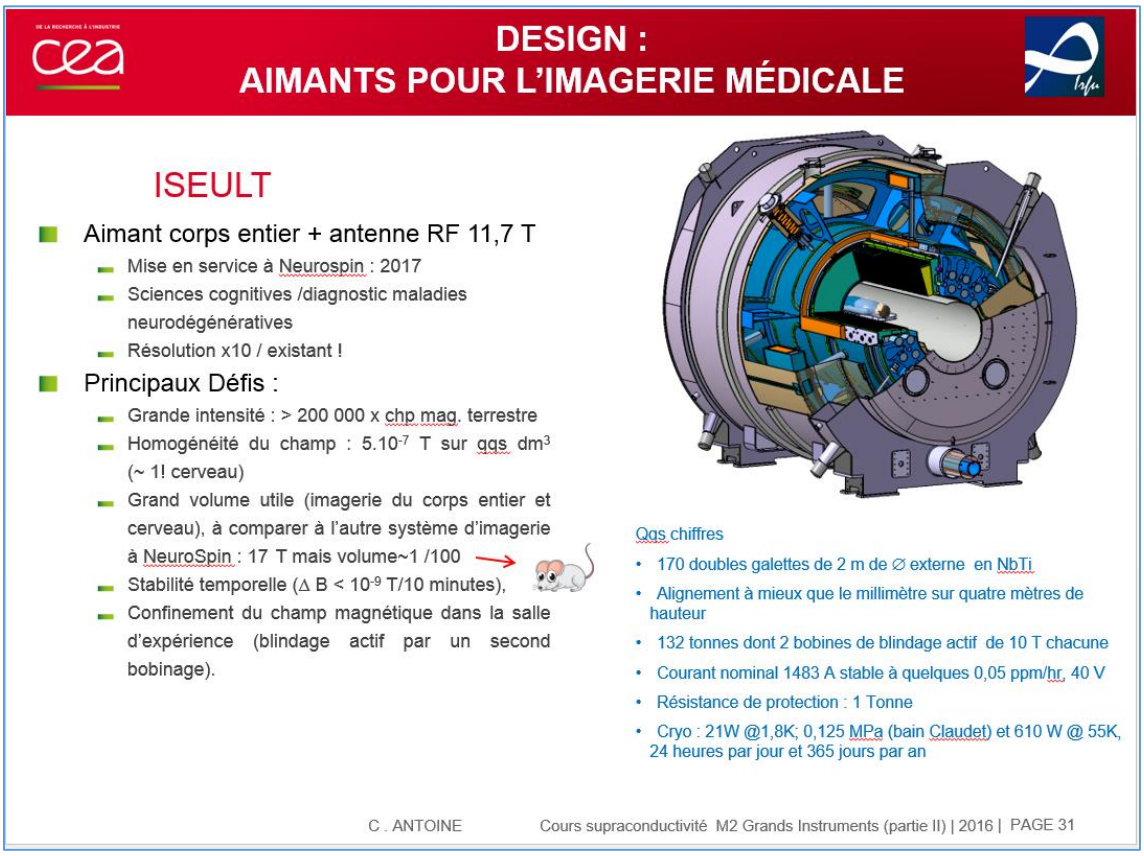
Les bobines de champ toroïdal seront constituées de différentes longueurs de supraconducteurs « câble-en-conduit », assemblées dans de grandes « galettes » (double pancakes), contenues dans une armature en acier inoxydable (la plaque radiale) et empilées pour former les « packs » de bobines. Avec les boitiers qui les contiennent (coil cases) et assurent leur cohésion, les 18 bobines pèseront presque 6 000 tonnes—soit le quart du poids total de la machine.
Constitué de six bobines indépendantes à base de supraconducteur en niobium-étain, le solénoïde central est l'un des aimants supraconducteurs les plus complexes et les plus puissants jamais construits. D'un poids de 1 000 tonnes pour 13 mètres de haut et 4 mètres de large, il produira une énergie magnétique totale de 6.4 GJ et un champ magnétique maximum de 13 teslas, pour une intensité de courant de 15 MA pour des décharges de 300 à 500 secondes.
Pendant toute leur durée de vie, les bobinages devront soutenir des cycles électromagnétiques lourds et répétés (jusqu'à 60 000 cycles) associés à des courants et champs de forte intensité. Une structure de pré-compression verticale assurera la cohésion de l'ensemble. La structure devra résister à une force de l'ordre de 60 méga newtons (ou plus de 6 000 tonnes de force). A titre de comparaison, la force nécessaire au décollement d'une navette spatiale est équivalente à environ 30 méga newtons.
https://www.iter.org/fr/mach/magnets

ΔH = nrj vol. nécessaire pour faire transiter conducteur ~100 J/m^3 ~qqs µJ/mm^3 (c-a-d pas grand-chose !)
Origine :

- pertes diffuses AC, flux de particules (n° et/ou particules chargées)
- pertes localisées : conduction des supports, jonctions électriques

A prendre en compte ds le design

- pertes accidentelles : flux jumps, déplacements dus aux forces de Lorentz, fissures dans la résine *(études de stabilité, maquettes…)*



Quatre ans de R&D puis une aventure industrielle

De 2008 à 2012, une série de huit petits et grands prototypes spécialisés ou station d'essais ont été réalisés, testés et analysés pour démontrer les principes de montage et vérifier les capacités du conducteur à fonctionner aux contraintes nominales de champ magnétiques et de forces

A partir de 2009, la conception détaillée de l'aimant a été enclenchée conduisant à plus de 3000 plans. Une fois les plans d'un ensemble terminé, leur réalisation a été sous-traitée chez des industriels spécialisés. Nous pouvons citer Luvata Waterbury Inc. (US) pour la production des 190 km de conducteurs supraconducteurs, Zanon (IT) pour la réalisation des enceintes cryogéniques et de vide, Roechling (FR) pour la réalisation des 1360 plaques inter-calaire usinée à +/-0.05 mm, Cryodiffusion (FR) pour la réalisation du satellite, du caloduc et de la ligne cryogénique, Air Liquide (FR) pour la réalisation du liquéfacteur, Jemma (SP) pour l'alimentation stabilisée.

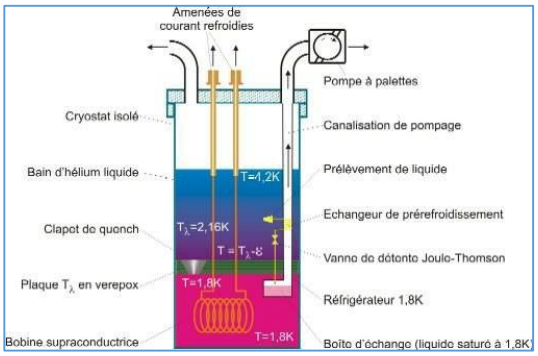
Le système cryogénique est conçu pour refroidir l'aimant (21W@1,8K; 0,125 MPa et 610 W @ 55K) 24 heures par jour et 365 jours par an. Il comprend en particulier un liquéfacteur d'Air Liquide livré en 2010 et le Satellite cryogénique. Ce dernier est un organe essentiel qui sert d'interface entre le liquéfacteur, les alimentations et l'aimant, et intègre l'échangeur 1,8 K / 1,8 K qui assure le fonctionnement en bain superfluide pressurisé.

Le circuit de puissance à courant continu comprend deux convertisseurs de puissance. Le premier permet la montée de l'aimant au courant nominal de 1483 A. sous 40 V et le second alimente ensuite en permanence l'aimant à l'intensité nominale en mode stabilisé. Ces deux alimentations ont été livrées, testées puis installées à NeuroSpin en 2015. L'ensemble du circuit électrique de puissance (40 diodes de roue libre, résistance de protection d'une tonne, contacteurs de puissance, 9 alimentations stabilisée de 40A pour les canaux de correction de champ actifs, réseau de batterie de 48V) a été livré et connecté en 2016.

Le système de commande de l'aimant qui gère les alimentations, le liquéfacteur, les vannes cryogéniques … a été développé par le CEA sur la base d'automates à haute fiabilité. Il comprend plus de 300 capteurs et actionneurs.

Le système d'acquisition qui permet d'acquérir les données tant cryogéniques qu'électrique a également été spécialement développé par le CEA pour une mise en service en 2016.

Le système de détection de quench basé sur la mesure des tensions de l'aimant a nécessité un développement spécifique pour optimiser la fiabilité du système.



Bain Claudet : voir cours de cryo ou :

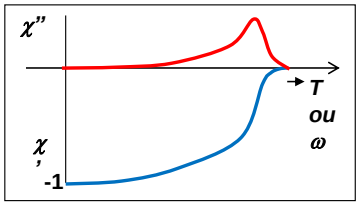
https://fr.wikipedia.org/wiki/Cryostats_%C3%A0_bain_Roubeau_et_%C3%A0_bain_Claudet

APPLICATIONS : CAVITÉS

- COMPROMIS THERMIQUE/SUPRA
- IMPORTANCE DE LA SURFACE

RF => RESTER À L'ÉTAT MEISSNER

Au dessus de quelques kHz : Ancrage inefficace, R≠0

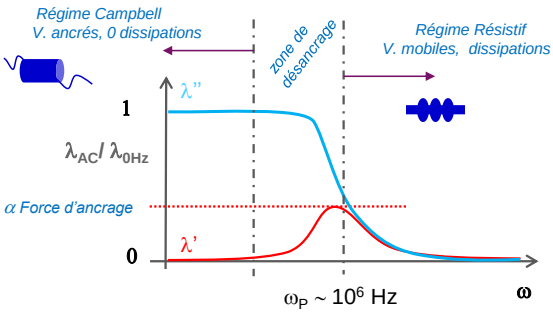


- Susceptibilité magnétique :

$$B_{ext}(t) = B_a \cos\omega t$$

$$\mu_0 M(t) = B_a \sum_{n=1}^{\infty} \left(\chi_n' \cos n\omega t + \chi_n'' \sin n\omega t\right)$$

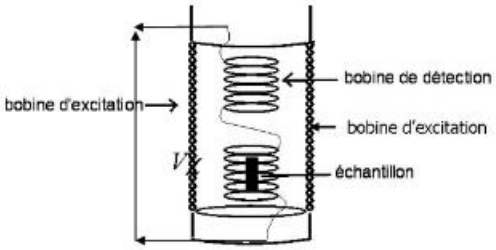
- Manip similaire permet de mesurer un profondeur de pénétration complexe $\lambda_{AC} = \lambda' + i\lambda''$
- Très utilisée pour déterminer les propriétés des câbles supras



$$R_{BCS} = A\left(\lambda_L^4, \xi_F, \ell, \sqrt{\rho_n}\right)\frac{\omega^2}{T} e^{-\Delta/kT}$$

- Profondeur de peau devient ~ $\lambda_L << \delta_{RF}$
- Il vaut mieux être à $T<<T_C$
- Il vaut mieux être « métallique » à l'état normal
- Il vaut mieux être « sale » ? *(non + compliqué que ça !)*

Pour des petits champs AC, les vortex oscillent de façon réversible dans leur potentiel d'ancrage (qu'on peut approximer par un potentiel harmonique $\alpha x^2/2$). Le champ pénètre sur une distance d'~ $\lambda \sim B/\alpha^{1/2}$ de l'ordre du µm (similaire à la profondeur de pénétration dans un métal normal)
http://arxiv.org/pdf/1508.00757 et http://www-crismat.ensicaen.fr/IMG/pdf/intro_aux_supra_et_phenomenologie_des_reseaux_vortex.pdf



$$V_{AC} \approx \chi_{AC} = \frac{dM}{dH} = \chi' - i\chi''$$

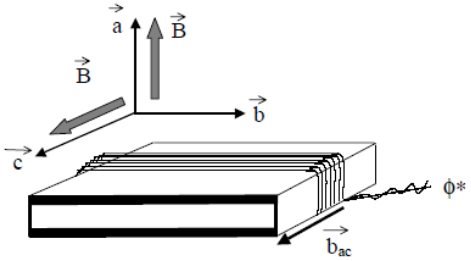
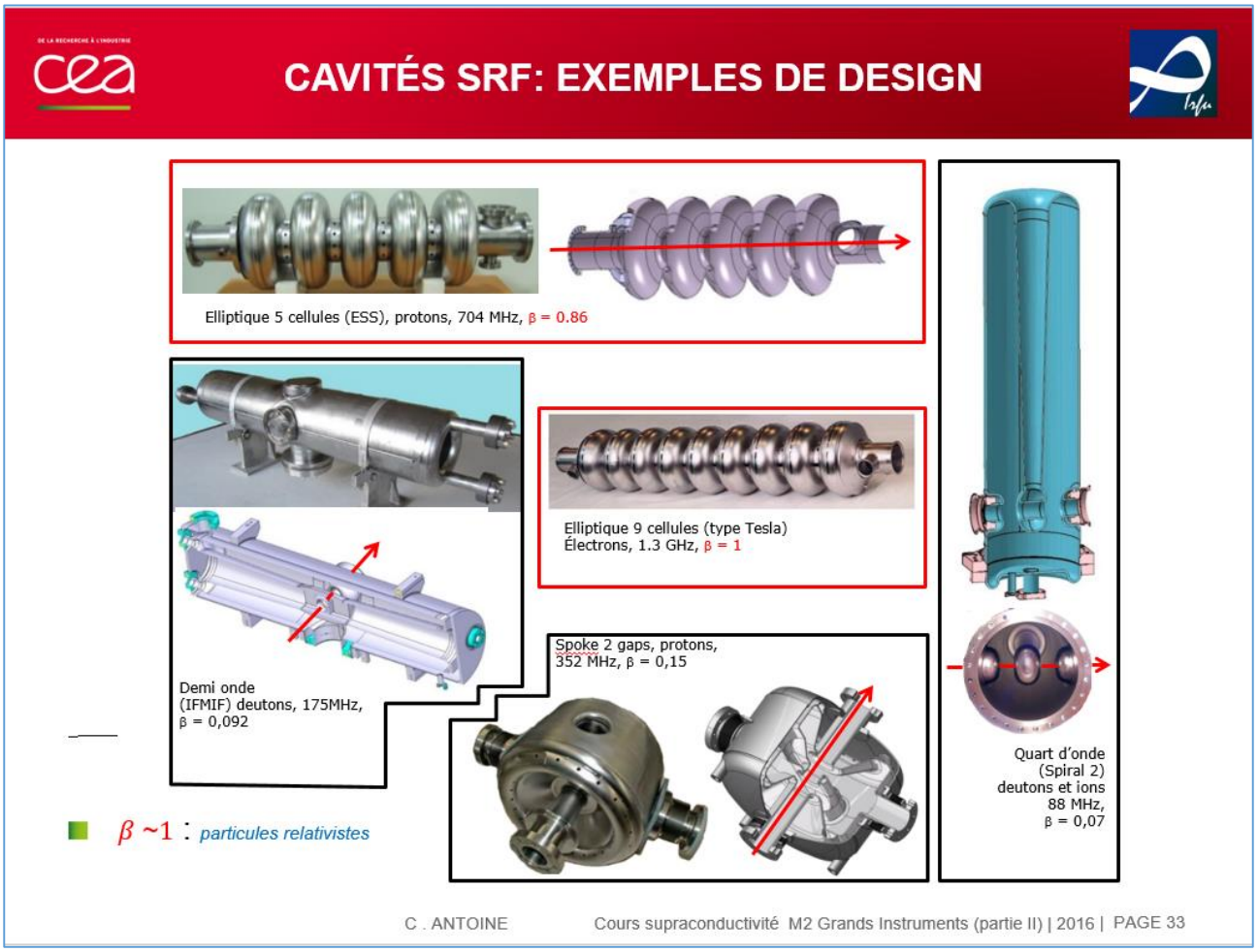
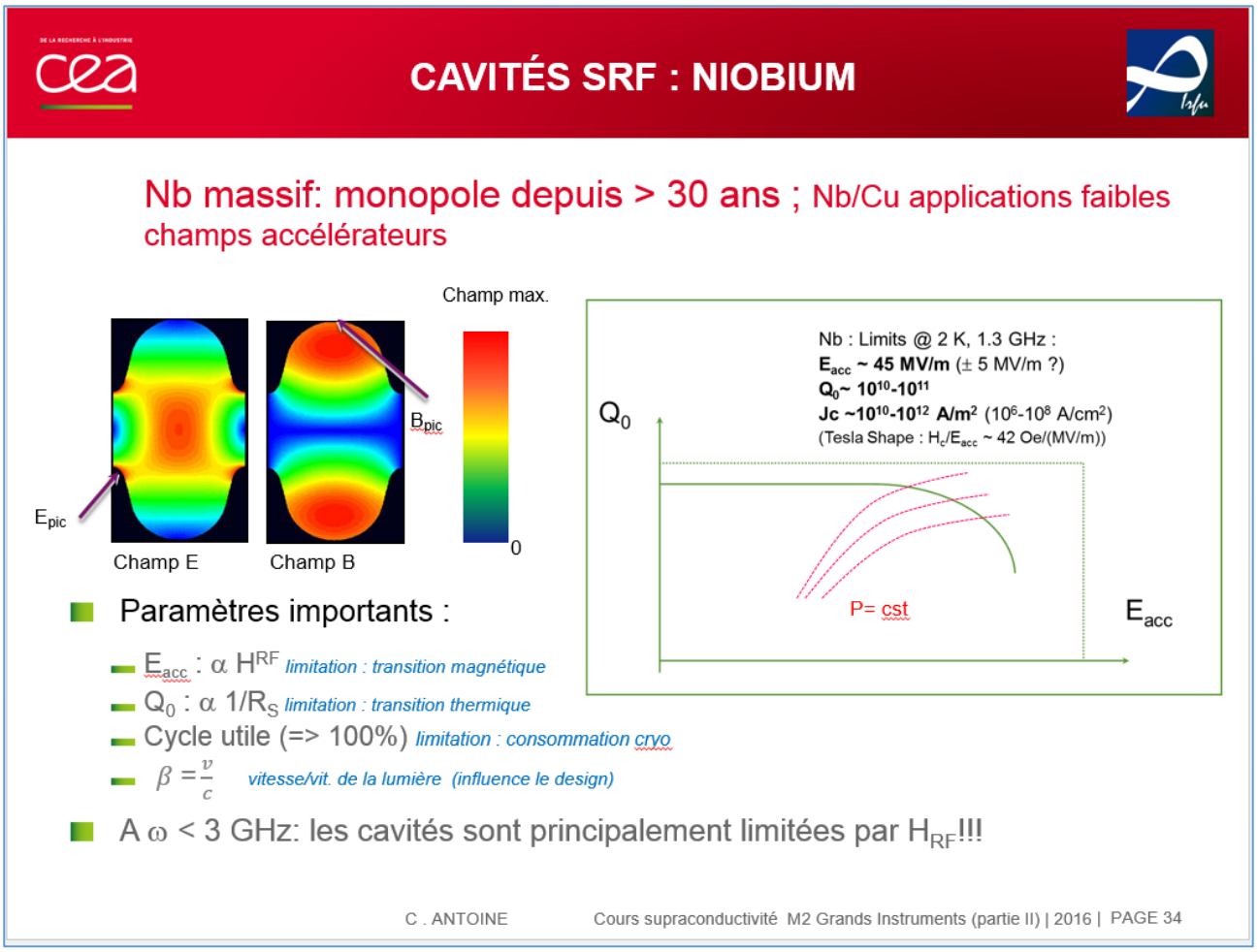


Fig. 1. Geometry of the experiment. The quantity of interest is the measured flux $\phi_{ac} = \int b_{ac} dS \approx 2\lambda_{ac}\ell_b b_o$ in a $1D$ approximation.

$$j_c \sim (c/4\pi)\kappa\xi B/\lambda_c^2 \propto [\Delta f_{pin}]^2.$$



En fait un moyen pour « stocker » du champ électrique c'est d'utiliser un Résonateur pour champ électromagnétique, en l'occurrence des ondes radiofréquence (RF). Il faut donc un matériau conducteur, et les résonateurs, ou cavités, sont dessinées de façon à ce que la composante électrique du champ soit maximum sur l'axe du faisceau. Le prérequis est que les particules soient groupées en paquets et introduites dans la cavité seulement lorsque le champ est dans le sens accélérateur. Le design des cavités dépend énormément du type de particules, de leur vitesse par rapport à la vitesse de la lumière, beta, et du matériau de fabrication (cuivre vs supraconducteur). On voit que les formes adaptés aux faibles vitesses sont relativement complexes alors que pour des électrons relativistes, une simple forme elliptique suffit.



Les paramètres importants pour évaluer les performances d'une cavité sont le champ accélérateur (Eacc) (qui est proportionnel au champ RF), le coefficient de qualité Q0 (qui est inversement proportionnel à résistance de surface), et le cycle utile qui doit être le plus élevé possible (en effet lorsqu'on passe d'un faisceau pulsé à un faisceau continu, on gagne énormément sur la luminosité intégrée).

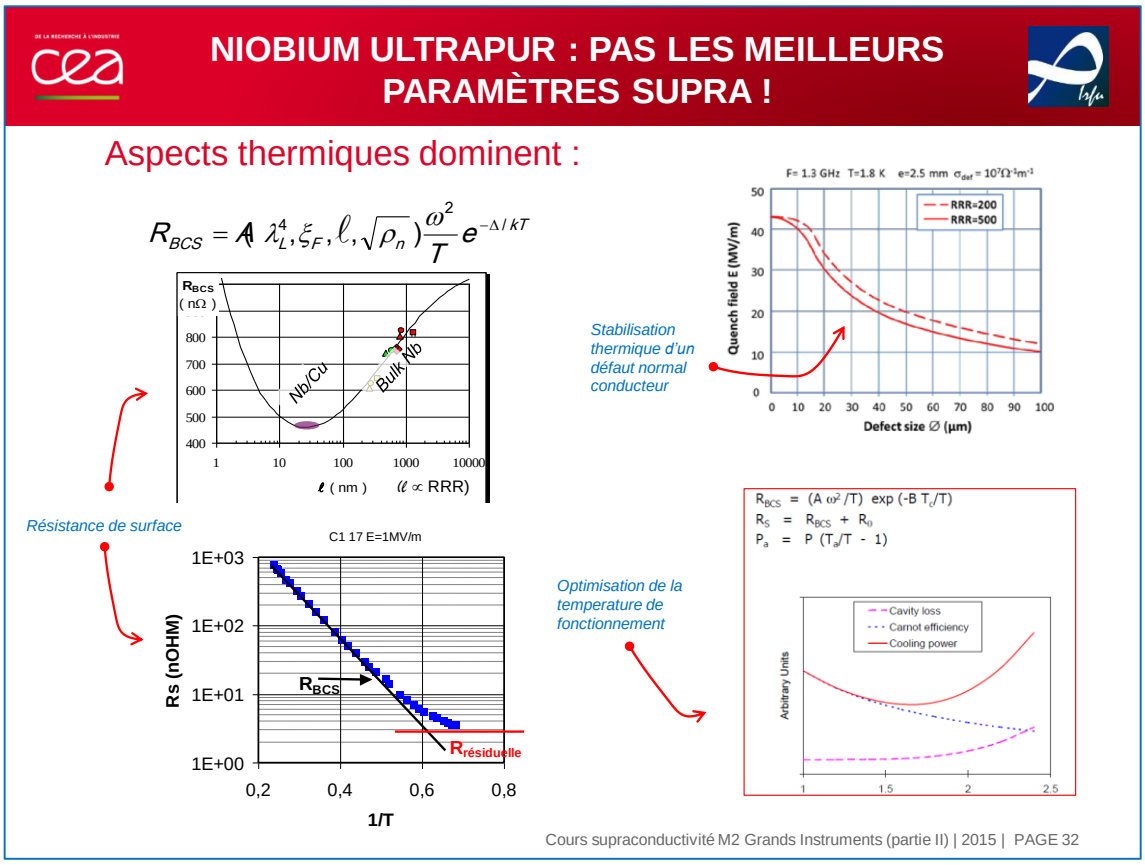
Les performances des cavités :

- Augmenter le champ accélérateur : réduire la longueur de l'accélérateur et donc les coûts d'investissement .
- Augmenter le Q0 : réduire les coût d'investissement (taille du groupe cryogénique) et de fonctionnement (consommation cryogénique).

NB ↗Eacc sans ↗Q0 : pas très intéressant car ↗↗ la consommation cryo

Les premières cavités RF ont été réalisées en cuivre qui est un bon conducteur électrique. Dans ce type de structures, la densité de courant est de 1 à 100 milliards d'A/m2 dans 1er µm de la surface. D'où l'intérêt de prendre un supraconducteur comme le niobium. En RF la résistance de surface d'un supra n'est pas nulle mais ~100 000 fois plus faible que celle du cuivre, et à qqs 10 MV/m (150-200 mT), on peut obtenir un cycle utile 100% alors qu'il serait seulement de qqs ‰ pour une cavité cuivre équivalente avec un risque élevé et de fusion de la surface et de claquage.

Aujourd'hui seul le Nb a de bonnes performances en RF (probablement parce qu'il a le 1er champ critique le + élevé de tous les supra connus). En labo, on a su lever tous les verrous technologiques et arriver aux limites théoriques du matériau c'est-à-dire transition généralisée à tout le matériau et non plus sur un défaut localisé). C'est encore un peu difficile à atteindre en de façon reproductible en grande série pour les grands accélérateurs, et cela fait l'objet d'une R&D très active



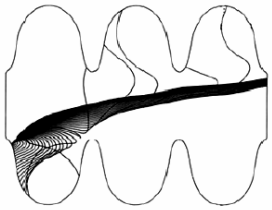
Aujourd'hui champs record dans cavité en Nb massif ultra pur, électropoli, étuvé.

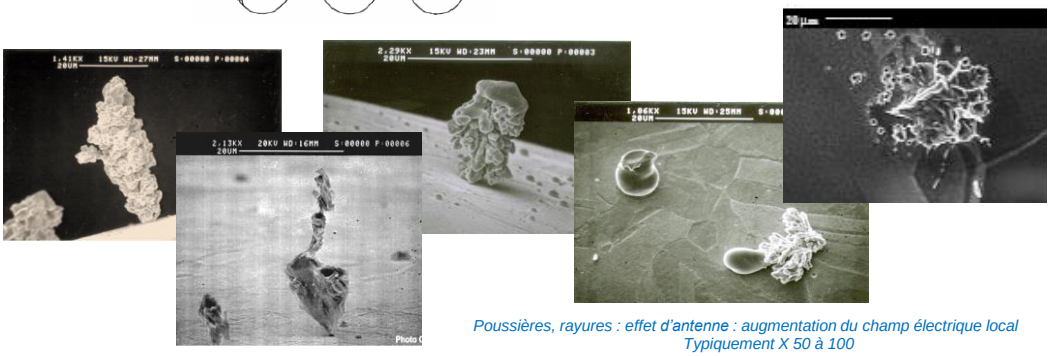
- Augmenter la pureté permet d'augmenter la conductivité et de stabiliser des (petits) défauts.
- Pas l'optimum du point de vue supra, mais meilleur du point de vue conductivité thermique : permet de stabiliser thermiquement un (petit) défaut s'il y en a (inclusion, aspérité, => échauffement localisé ; la chaleur doit traverser toute l'épaisseur pour parvenir à l'hélium). Or matériau supra = mauvais conducteur thermique (les électrons qui conduisent la chaleur sont maintenant presque tous sous forme de paires de Cooper).
- Dernière mode : dopage de surface pour des applications grands cycles utiles : très haut Q0 mais faible gradients accélérateurs, permet d'alléger la facture thermique
- La théorie prédit R_{BCS}, mais Il y a d'autres contributions non prévues par London/BCS => resistance résiduelle. $R_{résiduelle}$ réunit toutes les autres causes de dissipation non élucidées. On l'a fait baisser d'un facteur 15 en 15 ans
- Température de fonctionnement : compromis (optimum) entre le rendement cryogénique (↓↓ avec T) et la résistance de surface (↑↑ avec T)

MATÉRIAU QUASI PARFAIT SUR LA SURFACE !

- Travail en salle Blanche
  - Pas de poussières, pas de rayures
  - Diminuer les risques d'émission de champ

Les e- émis à partir d'un site émetteur viennent perturber le faisceau





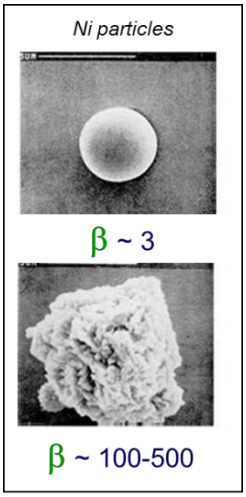
Poussières, rayures : effet d'antenne : augmentation du champ électrique local Typiquement X 50 à 100

L'émission de champ est une émission d'électrons par effet tunnel à travers la barrière de surface dans le cas d'une surface métallique soumise à des champs électriques élevés.

Ces électrons perturbent le faisceau et peuvent être accélérés (courant d'obscurité).

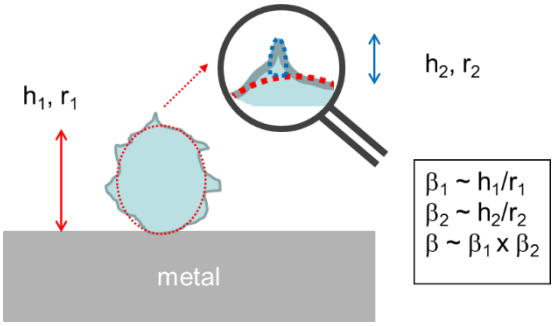
La loi de courant observée suit une loi de Fowler-Nordheim modifiée, avec deux paramètres ajustables, A analogue à une surface, et β, sans dimension, qui correspond au facteur d'augmentation du champ électrique. Les valeurs typiques sont : A ~ 10^{-15} m^2 et β ~ 50-500.

$$I_{DC}(E) = \mathbf{A}\frac{1.54\,.\,10^{-6}\boldsymbol{\beta}^2 E^2}{\Phi} e^{-\left(\frac{6.83\,10^9\Phi^{1.5}}{\boldsymbol{\beta}E}\right)}$$

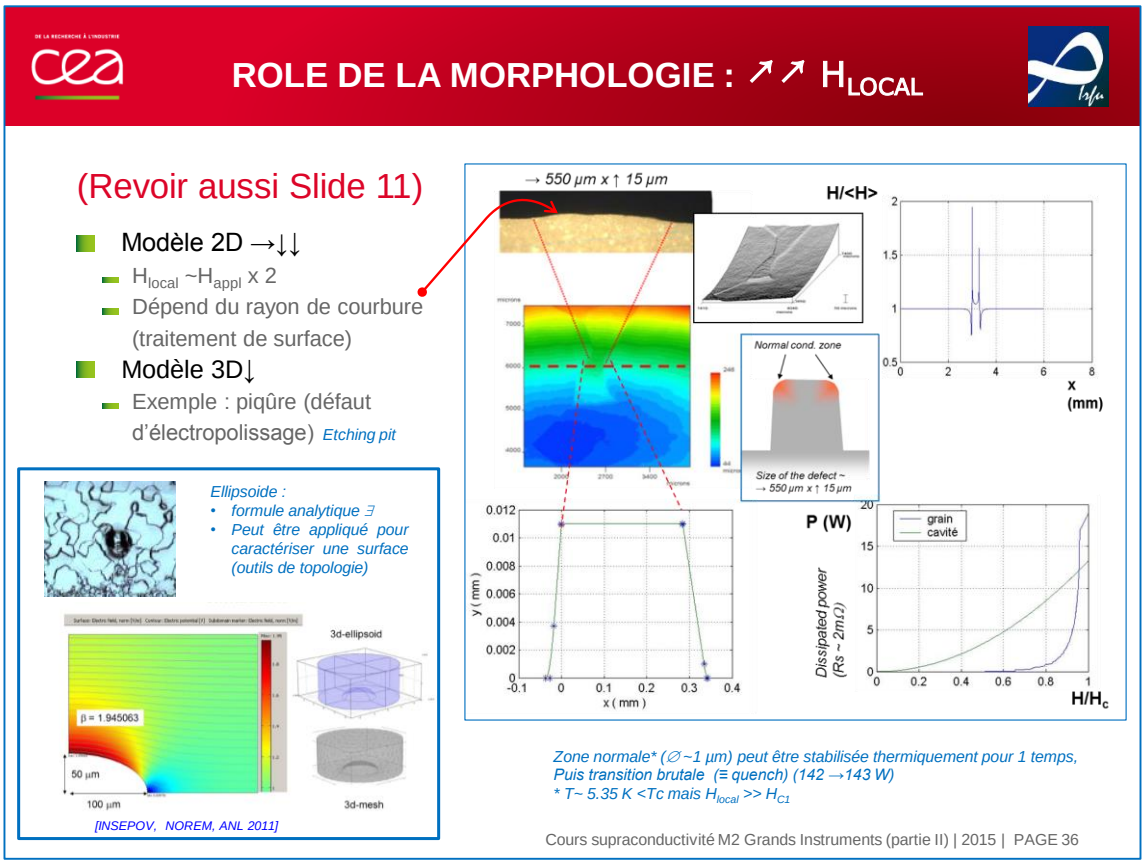


En fait on observe que les particules ont des formes fractale (facteur de forme β élevé) et de plus tendent à se regrouper le long des lignes de champ magnétique (effet d'antenne,

- *Emitting sites = dusts, scratches*
- *Dust particles gather along the el. field lines and weld together and to surface*
- *Local enhancement of E => β E*
- *A ~ emitting surface (~ nm^2)*

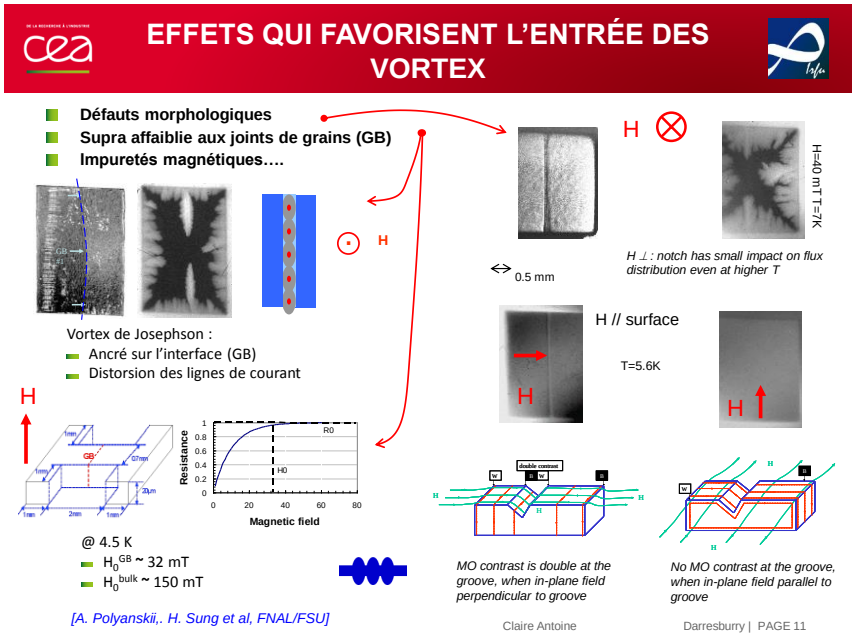


On essaie donc d'éviter la présence de poussières et de rayures (traitements de surface, salle blanche)

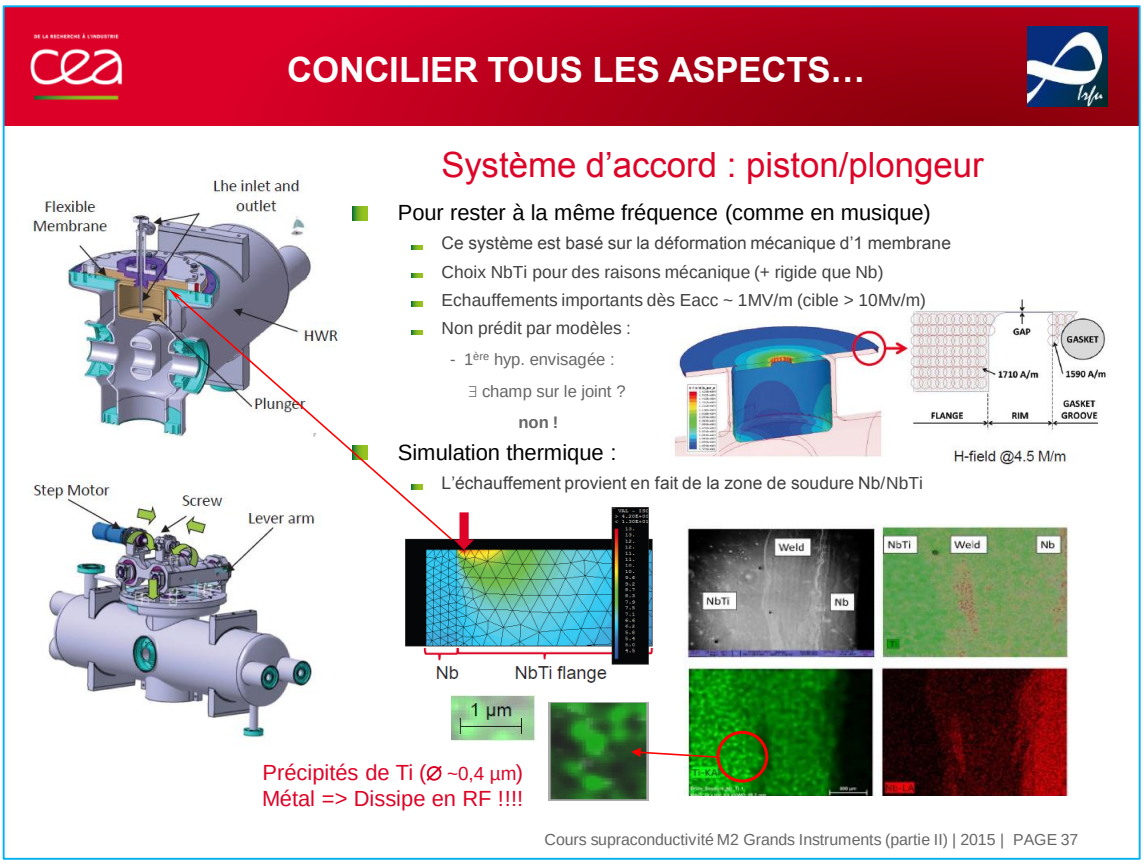


Importance des traitements de surface : Le polissage chimique n'est pas un « vrai polissage », il tend à révéler les défauts cristallins (« etching »), n'attaque pas tous les grains à la même vitesse (ça dépend de leur orientation) et laisse des « facettes » qui tendent à être // aux faces cristallines => les angles à la surface des grains sont assez aigus : marche hautes et aigues = la pire combinaison. Mais il est assez facile à mettre en œuvre, donc encore bcp utilisé.

Voir la deuxième partie du « case study # 5 », CERN accelerator school Erice 2013 Corrigé : http://irfu.cea.fr/Phocea/file.php?class=pisp&reload=1386260128&file=claire.antoine/files/53/Case_study_5_corr.pptx



Pour rappel slide 11 :

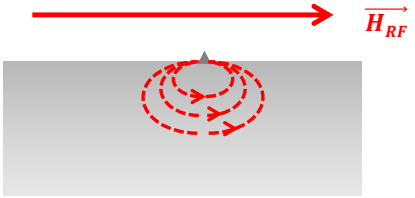


Problème : conception basée uniquement sur les propriétés méca du NbTi et le fait qu'il soit « supra' ». Le fait que son comportement RF est spécifique n'a pas été pris en compte. (Parce que la plus part des handbooks disent que NbTi est un « bon supra » - ce qui est vrai tant qu'on parle d'aimants…)

VORTEX PENETRATION

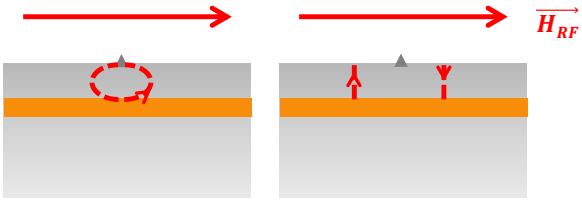
- **Ideal case**
  - field // surface, => surface barrier (Bean Livingston)
  - Vortex // surface start to enter @ $H_{SH} > H_{C1}$
  - @ $H_{SH} > H_{C1}$ oscillations in RF → dissipations
  - Most favorable SC : **Nb_3Sn, MgB_2** (high T_C, high H_{SH})

- **Defect at surface**
  - Early vortex penetration (bundle) @ H_{C1} (or less ?)
  - **Avalanche**
  - Formation of current loops
  - oscillations in RF → dissipations
  - **What kind of defects do we fear ???**
  - **Can we avoid them ?**

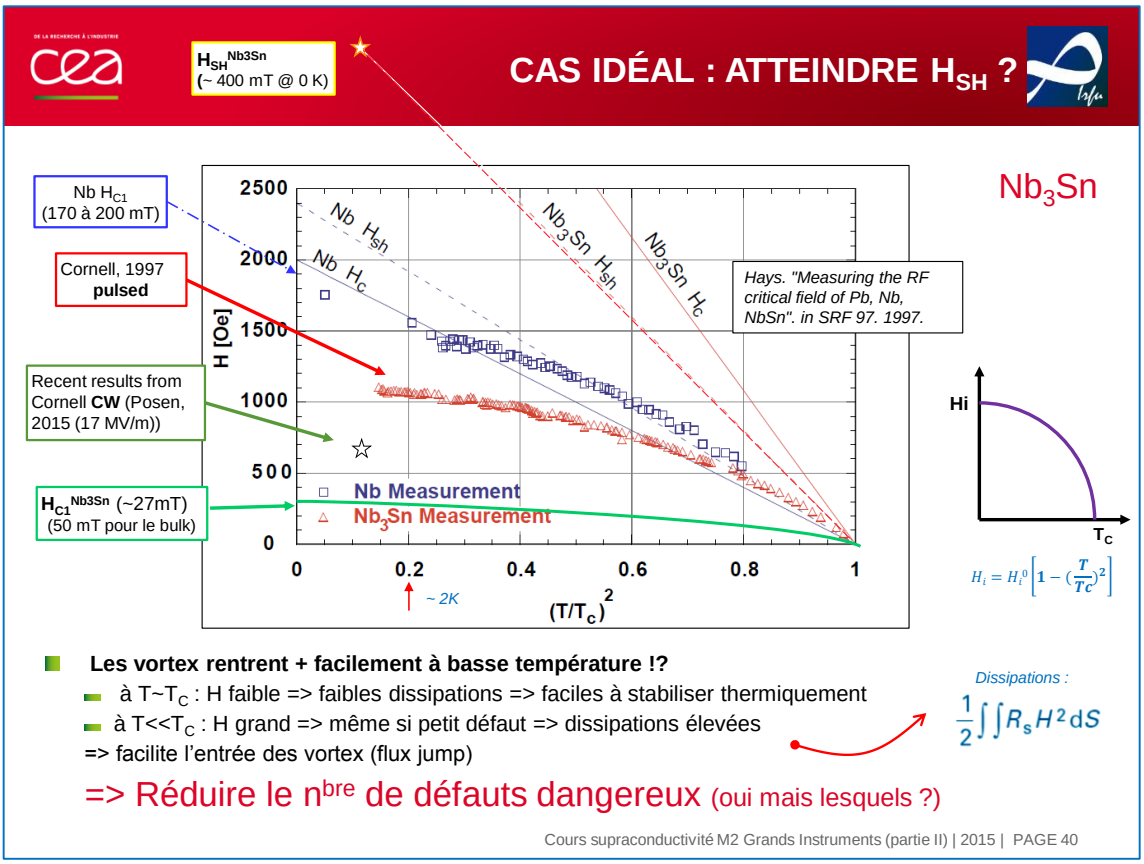


- **Dielectric layer**
  - Small ⊥ vortex (short -> low dissipation)
  - Quickly coalesce (w. RF)
  - Blocks avalanche penetration

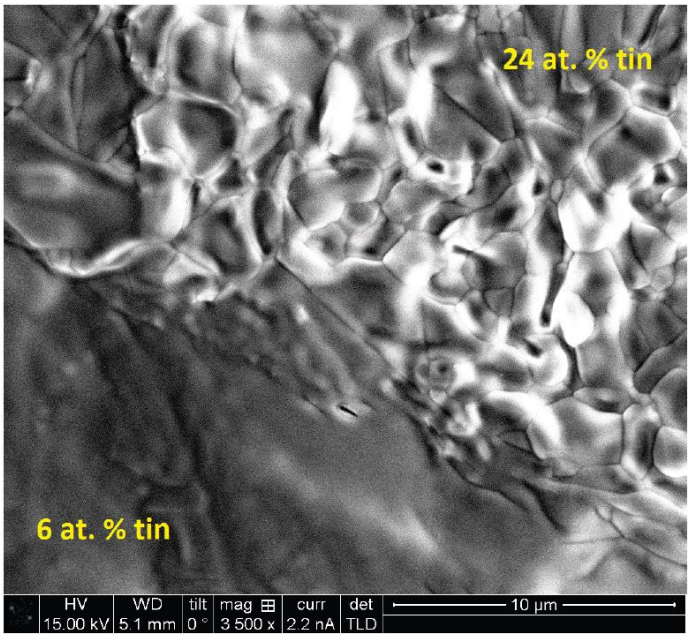
  => **Multilayer** concept for RF application
  - Most favorable SC : **Nb_3Sn, MgB_2, NbN…**

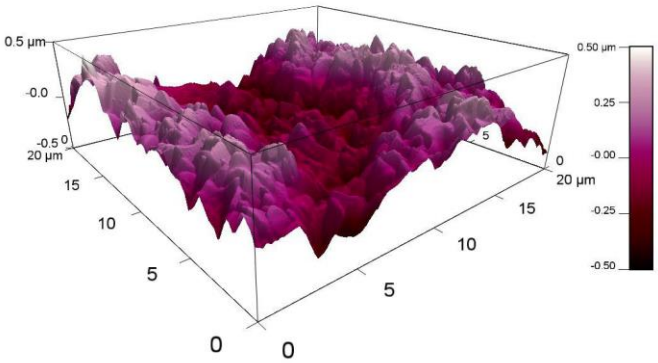


Scenario pour les cavités RF :
On est en champ // à la surface => barrière de surface devrait favoriser l'établissement de l'état métastable H_{SH}.
En fait présence de défauts => échauffements à haut champ => favorisent les « flux jumps »
=> risque important de pénétration en avalanche et de quench.
La couche diélectrique proposée dans le concept des multicouche devrait bloquer la propagation des vortex et repousser le champ de quench

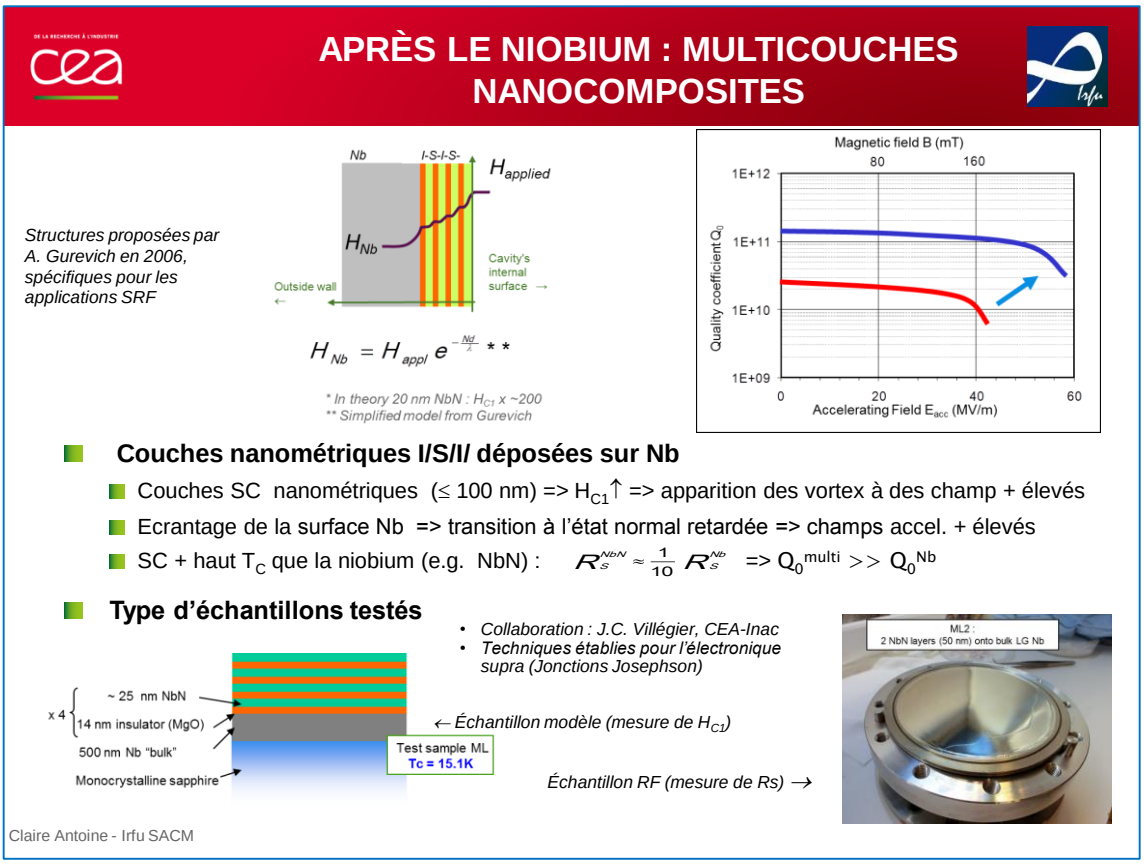


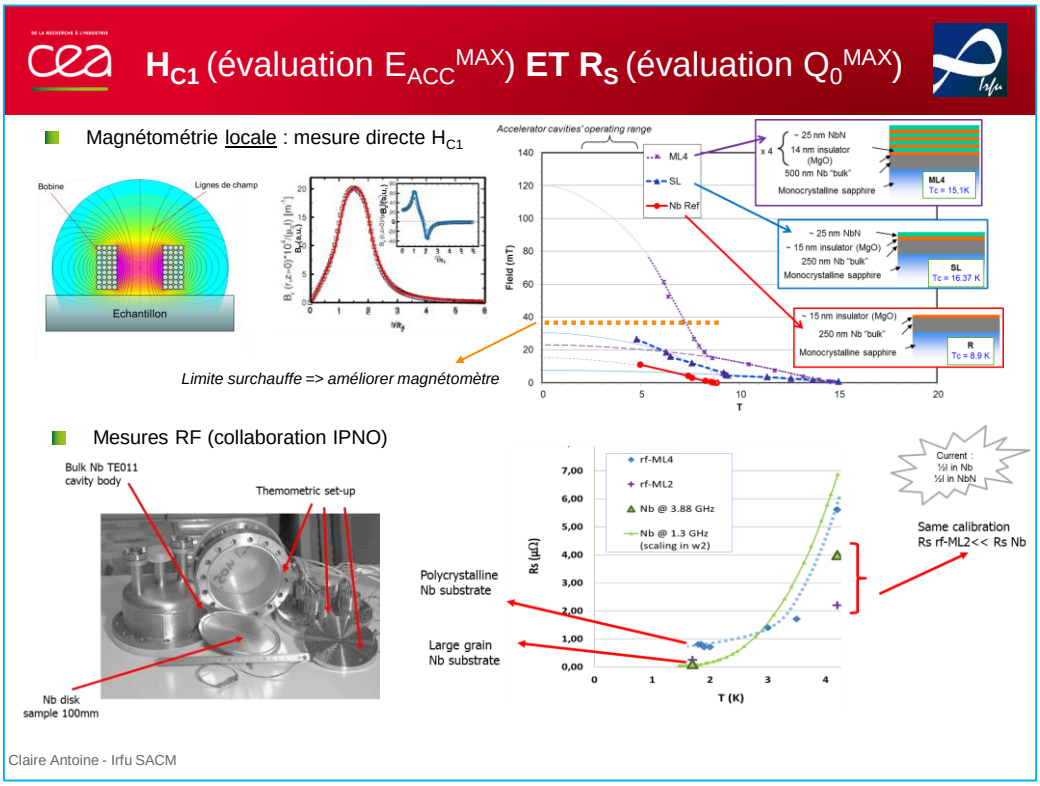
Le H_{SH} du Nb_3Sn est très élevé (~400 mT). Si on pouvait l'atteindre cela révolutionnerait la technologie SRF. Cavités fabriquées par diffusion thermique de vapeurs de Sn dans une cavité Nb.
Genre de défauts rencontrés : défauts de stœchiométrie, surface rugueuse, épaisseur trop mince par endroit (le champ passe jusqu'au Nb sous-jacent), écarts localisés sur la T_C et sur la distribution d'états DOS « density of state » (mesure du gap par microscopie Tunnel) …





S. Posen et all (Cornell) SRF 2015
http://www.jacow.org/





Mesure de H_{C1} : Efficacité de l'écrantage établie, manip à améliorer et poursuivre

Mesure de R_S : Amélioration de R_{BCS} : comme prévue. Pour la première fois : mesure de $R_{résiduelle}$ sur échantillons réalistes : Même ordre de grandeur que celle du Nb. Dépend de l'état de surface du substrat

Résultats préliminaires très prometteurs :

CONCLUSION

Matériaux : sous-tendent les nouvelles technologies

- Aujourd'hui, ce sont souvent des problématiques liées aux matériaux qui vont limiter une technologie :
  - Problème de reproductibilité (labo => grande échelle)
  - Coûts de production
  - Problèmes de vieillissement
  - Vrai pas seulement pour la supra dans les accélérateurs ! (matériaux pour la fusion, le nucléaire, piles à combustible, solaire, batteries….)
  - Particulièrement vrai pour une technologie poussée vers ses limites (comme les accélérateurs)
- Projets de haute technologie : compromis entre multiples contraintes : mécaniques, thermiques, stabilité, supraconductivité, coûts…
  - Travail en collaboration indispensable ! (expertises multiples et complémentaires)
  - Ne pas réinventer la roue. (rencontrer aussi experts extérieurs à la communauté !)
  - Problèmes de diagnostics (d'où vient la panne quand beaucoup de facteurs conjugués ?)