

DEPARTAMENT DE FÍSICA



Universitat Autònoma de Barcelona

**OPTIMITZACIÓ DEL PROCÉS DE  
CONSTRUCCIÓ D'UN ONDULADOR D'IMANTS  
PERMANENTS PER A UNA FONT DE LLUM DE  
SINCROTRÓ**

Tesi presentada per en Valentí Massana per a l'obtenció del títol de  
Doctor en Física  
per la Universitat Autònoma de Barcelona

Any: 2013

---

Directors: Josep Campmany Guillot  
Jordi Marcos Ruzafa



## Agraïments.

Aquesta tesi no hagués estat possible sense el suport logístic del sincrotró ALBA, i la col·laboració desinteressada del personal de CELLS. En primer lloc, voldria agrair el recolzament que m'han donat els dos directors: el Dr. Josep Campmany i el Dr. Jordi Marcos, al llarg de tots aquests anys, ja que sense la seva implicació i interès aquest treball no existiria.

També he d'agrair els comentaris i suggeriments a càrrec del meu company i amic Zeus Martí, un autèntic especialista en el camp.

Agraeixo als enginyers Carles Colldelram i Llibert Ribó l'esforç i el temps invertit en el disseny de tot l'utilitatge emprat en aquesta tesi. Agraeixo també als seus companys de divisió i personal del taller de CELLS, José Ferrer i David Calderón, per tot el material que m'han proporcionat a l'hora de realitzar el muntatge de l'ondulador i la fabricació de bona part de les peces emprades. Moltíssimes gràcies també a l'equip d'alineament: Fabien Rey i Albert Villalobos.

Agraeixo especialment el treball realitzat per en Fulvio Becheri, per crear els brillants i sòlids programes de control de tots els bancs de mesura del laboratori de dispositius d'inserció d'Alba.

Així mateix, he d'agrair la col·laboració puntual dels seus companys de divisió, com en José Vicente Gigante, Guifré Cuní, David Fernández, Óscar Matilla. . .

Finalment, dono les gràcies a tota la meva família per la paciència i comprensió que han demostrat durant tant de temps, i ajudar a fer d'aquesta tesi una realitat.



# Índex

<b>I</b>	<b>INTRODUCCIÓ</b>	<b>9</b>
<b>1</b>	<b>DISPOSITIUS D'INSERCIÓ</b>	<b>13</b>
1.1	Concepte de dispositiu d'inserció (ID) . . . . .	13
1.2	Tipus de dispositiu d'inserció . . . . .	15
1.2.1	Classificació segons la tecnologia emprada . . . . .	15
1.2.2	Classificació segons l'espectre d'emissió: onduladors i oscil·ladors . . . . .	25
1.2.3	Classificació segons les característiques del camp magnètic . . . . .	31
1.3	Efecte dels onduladors sobre la dinàmica del feix d'electrons d'un sincrotró . . . . .	32
1.3.1	Efecte dels onduladors sobre la trajectòria de l'electró . . . . .	34
1.3.2	Simetries i terminacions magnètiques d'un ID PPM . . . . .	36
<b>II</b>	<b>OBJECTIUS</b>	<b>41</b>
<b>2</b>	<b>PLANTEJAMENT DEL PROBLEMA</b>	<b>45</b>
2.1	Condicions de contorn . . . . .	45
2.2	Hipòtesis inicials . . . . .	47
2.3	Planificació dels experiments . . . . .	48
<b>III</b>	<b>INSTRUMENTACIÓ</b>	<b>51</b>
<b>3</b>	<b>BANCS DE MESURES MAGNÈTIQUES I METROLOGIA</b>	<b>55</b>
3.1	Bobines Helmholtz . . . . .	55
3.1.1	Introducció . . . . .	55
3.1.2	Fons d'errors . . . . .	58

3.2	Fil fix tibant . . . . .	63
3.2.1	Introducció . . . . .	63
3.2.2	Fonts d'error . . . . .	66
3.2.3	Paràmetres de la mesura . . . . .	68
3.2.4	Caracterització del banc . . . . .	70
3.2.5	Conclusions . . . . .	91
3.3	Fil basculant . . . . .	93
3.3.1	Descripció teòrica . . . . .	93
3.3.2	Estudi d'errors del fil basculant . . . . .	99
3.4	Banc d'efecte Hall . . . . .	104
3.4.1	Efecte Hall . . . . .	104
3.4.2	Descripció física del banc Hall . . . . .	108
3.4.3	Calibratge de les sondes Hall . . . . .	113
3.4.4	Introducció al procés de mesura . . . . .	122
3.4.5	Estudi d'errors del banc Hall . . . . .	128
3.4.6	Estudi empíric d'errors . . . . .	134
3.4.7	Sumari d'errors . . . . .	137
3.5	Peu de rei i rellotge comparador . . . . .	138
3.5.1	Descripció dels diferents tipus de blocs . . . . .	139
3.5.2	Calibratge i test de repetibilitat . . . . .	141
3.5.3	Mesures mecàniques. Procediments. . . . .	143
<b>IV MESURES EXPERIMENTALS</b>		<b>145</b>
<b>4 CARACTERITZACIÓ MECÀNICA DELS BLOCS</b>		<b>149</b>
4.1	Mesures mecàniques. Resultats . . . . .	149
4.2	Conclusions . . . . .	151
<b>5 CARACTERITZACIÓ MAGNÈTICA DELS BLOCS</b>		<b>153</b>
5.1	Magnetitzacions . . . . .	153
5.1.1	Components minoritàries . . . . .	154
5.1.2	Components majoritàries . . . . .	158
5.2	Anàlisi d'errors . . . . .	160

5.3	Conclusions . . . . .	161
<b>6</b>	<b>MÒDULS MAGNÈTICS</b>	<b>163</b>
6.1	Agrupament de blocs magnètics. Singlets i triplets . . . . .	163
6.2	Preordenament a partir de processos d'optimització . . . . .	167
6.3	Resultats . . . . .	174
<b>7</b>	<b>MESURA DE LES INTEGRALS DE CAMP</b>	<b>177</b>
7.1	Mesura dels singlets HN . . . . .	177
7.2	Mesura dels triplets . . . . .	179
<b>V</b>	<b>DISCUSSIÓ DELS RESULTATS</b>	<b>181</b>
<b>8</b>	<b>INHOMOGENEÏTATS MAGNÈTIQUES</b>	<b>185</b>
8.1	Simulació dels blocs magnètics . . . . .	185
8.2	Model basat en magnetitzacions mitjanes . . . . .	187
8.3	Model de rotacions a l'espai . . . . .	191
8.4	Model d'inhomogeneïtats . . . . .	196
8.5	Validació dels resultats i conclusions . . . . .	198
8.5.1	Conclusions . . . . .	202
<b>9</b>	<b>OPTIMITZACIÓ DE L'ORDENAMENT</b>	<b>203</b>
9.1	Error de fase òptica . . . . .	203
9.2	Algorisme per optimitzar l'ordenament dels mòduls . . . . .	212
9.3	Resultats . . . . .	217
<b>VI</b>	<b>APLICACIÓ PRÀCTICA: MUNTATGE D'UN ONDU- LADOR</b>	<b>221</b>
<b>10</b>	<b>MUNTATGE I MESURA EXPERIMENTAL</b>	<b>225</b>
10.1	Introducció . . . . .	225
10.2	Descripció mecànica del sistema i del procés de l'alineament . . . . .	227
10.3	Procés de construcció del segment d'ondulador . . . . .	231
10.4	Resultats i conclusions . . . . .	233

10.4.1 Efecte de la susceptibilitat magnètica . . . . .	233
10.4.2 Control del procés de muntatge . . . . .	237
10.4.3 Determinació dels paràmetres de l'ondulador . . . . .	243
<b>11 CONCLUSIONS</b>	<b>265</b>



# Part I

## INTRODUCCIÓ



## DISPOSITIUS D'INSERCIÓ

*En aquest capítol expliquem què són els anomenats dispositius d'inserció: onduladors i oscil·ladors. Resumim els diferents tipus de dispositius més comunament emprats en els acceleradors de partícules, introduïm les expressions bàsiques que descriuen la seva funcionalitat i n'analitzem l'impacte sobre els sincrotrons.*



# Capítol 1

## DISPOSITIUS D'INSERCIÓ

### 1.1 Concepte de dispositiu d'inserció (ID)

El terme “dispositiu d'inserció” està intencionadament associat al context dels acceleradors de partícules, ja que fa referència al fet que estan situats -inserir- en les seccions rectes dels anells d'emmagatzematge dels sincrotrons.

Un dispositiu d'inserció o ID (de l'anglès *insertion device*), és un sistema magnètic constituït per un conjunt d'imants alineats de tal manera que el camp magnètic generat és periòdic al llarg de l'eix longitudinal, és a dir, en la direcció de la trajectòria dels electrons. Aquesta distribució espacial del camp fa que, en condicions òptimes, les càrregues elèctriques que el travessen, obligades a oscil·lar en un pla perpendicular al camp magnètic, emetin radiació (llum de sincrotró) amb unes característiques òptiques molt especials.<sup>1</sup>

Des del punt de vista de la física d'acceleradors, un dispositiu d'inserció es pot considerar, doncs, un generador de llum de sincrotró, encara que també es fan servir per disminuir les dimensions transversals del feix d'electrons de l'anella d'emmagatzematge dels sincro-

---

<sup>1</sup>El concepte d'ondulador es remunta al treball teòric de Vitaly Ginzburg al 1947, a l'antiga Unió Soviètica. Però no va ser fins al 1953 quan Motz, i els seus col·laboradors, van verificar la idea experimentalment, construint un ondulador i utilitzant-lo per produir radiació en un rang de longituds d'ona que abastaven des del mil·límetre fins a la llum visible, instal·lat en un accelerador lineal de la Universitat de Stanford.

trons.

El camp magnètic pot ser generat amb imants permanents o bé per bobines, on el corrent que passa per elles crea un camp magnètic equivalent al generat pels imants permanents. En aquest darrer cas, el dispositiu d'inserció s'anomena *electromagnètic*.

Des del punt de vista tecnològic, cada ID té dues col·leccions d'imants –en els anomenats el·líptics n'hi ha 4 i, en d'altres casos, es combinen amb peces de material ferromagnètic–, una per sobre de l'altra, separades una certa distància (entreferro), tal com està esquematitzat a la figura 1.1.

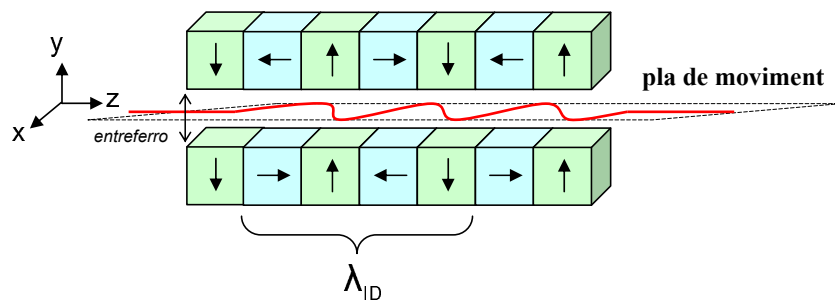


Figura 1.1: Estructura magnètica d'un dispositiu d'inserció de 4 blocs d'imants permanents per període ( $\lambda_{ID}$ ). La trajectòria del feix d'electrons ve definida per l'eix Z. La component principal de la imantació ve representada per fletxes i l'efecte conjunt és que el camp magnètic varia sinusoidalment al llarg de l'eix longitudinal.

El pla mig entre les dues fileres d'imants s'anomena pla de simetria i correspon –en el cas dels anomenats planars, com en el que està basada aquesta tesi–, al pla de moviment ideal dels electrons. El període del camp magnètic abasta un nombre parell de blocs, típicament 2 o 4. La funcionalitat del propi dispositiu dependrà de la longitud de cada període, del nombre de períodes, de les propietats magnètiques dels imants, així com del gruix de l'entreferro.

Cadascun dels dos agrupaments lineals d'imants formen el que s'anomena una estructura de Halbach, que té la particularitat que el flux magnètic es concentra principalment a l'entreferro (vegeu figura 1.7, a la pàgina 22).

Per als IDs fets amb imants permanents, a banda de l'estructura magnètica, basada en l'agrupament d'un nombre parell d'imants, típicament hi ha un sistema mecànic que permet el moviment vertical i/o longitudinal del sistema magnètic, que canvia a conve-

niència les dimensions de l'entreferro i/o el desplaçament relatiu entre les dues branques d'imants.

La necessitat de disposar de radiació de sincrotró amb diferents propietats òptiques: longitud d'ona, energia, polarització, etc. . . ha fet que actualment hi hagi una gran diversitat d'IDs en el món dels sincrotrons, cadascun d'ells destinat a satisfer les necessitats concretes de l'aplicació científica per a la qual està destinat.

A continuació anomenem els principals tipus de dispositius.

## 1.2 Tipus de dispositiu d'inserció

Per abastar tot el ventall d'IDs els classifiquem segons la *tecnologia* emprada en la seva fabricació, segons les característiques del *camp magnètic* generat i segons l'*espectre* emès pel propi dispositiu.

### 1.2.1 Classificació segons la tecnologia emprada

Des del punt de vista tecnològic podem esquematitzar els diferents tipus de dispositius d'inserció amb un diagrama com el de la figura següent,

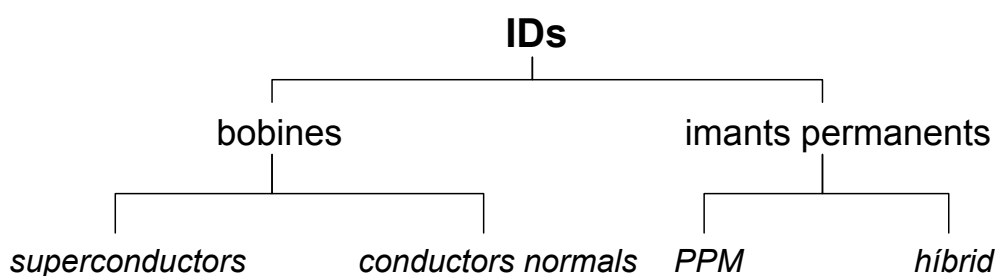


Figura 1.2: *Classificació dels dispositius d'inserció segons la tecnologia de fabricació.*

El treball d'aquesta tesi està focalitzat en la construcció d'un segment d'ondulador del tipus PPM i, per aquest motiu, ens centrarem en aquesta tecnologia. També comentarem les característiques principals de la resta de dispositius però sense aprofundir més enllà dels aspectes més generals.

## PPM

Quan el dispositiu està construït exclusivament d'imants permanents —sense corrents addicionals, ni materials magnètics tous—, tenim un ID del tipus *PPM* (acrònim de l'anglès *pure permanent magnet*).

Els materials emprats amb més freqüència per fabricar imants permanents, destinats al muntatge d'onduladors o bé d'oscil·ladors PPM, són els aliatges entre elements amb orbitals electrònics 3d de la taula periòdica (Mn, Fe, Co, Ni) i terres rares lleugeres situades a la zona dels lantànids (Nd, Sm, Pr). En la recerca de materials amb un fort alineament dels seus moments magnètics —fet que està íntimament lligat a l'estructura cristal·logràfica del material—, els imants permanents tècnicament útils per construir dispositius d'inserció han de presentar una estructura cristal·lina que no sigui cúbica.<sup>2</sup> A la pràctica, aquests materials s'han reduït bàsicament a dos: el NdFeB (en la seva forma química tetragonal Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B) o SmCo (SmCo<sub>5</sub> i Sm<sub>2</sub>Co<sub>17</sub>, principalment).

Aquests components intermetàl·lics s'escullen a causa de les seves propietats magnètiques, que a grans trets són les següents: ambdós materials presenten alts camps romanents (*camp magnètic induït*), alta coercitivitat (*resistència d'un material a ser desmagnetitzat*), molt baixa permeabilitat (*capacitat d'una material o medi per atraure o fer-se travessar per camps magnètics*) i una resposta quasi lineal en un rang ampli de treball.<sup>3</sup>

Les propietats magnètiques d'aquests aliatges varien en funció de l'estructura microscòpica del material. Per tant, el valor dels paràmetres més rellevants que defineixen les seves característiques variarà en funció del fabricant i del procés de fabricació. A la taula 1.1 mostrem les principals característiques magnètiques dels imants permanents de la sèrie Neorec fabricats per l'empresa TDK.<sup>4</sup>

Abans de continuar és necessari fer una petita anàlisi dels paràmetres que defineixen el comportament dels materials magnètics “durs”.

La relació entre el vector magnetització, el camp magnètic  $\vec{H}$ , i el camp d'inducció  $\vec{B}$  ve

---

<sup>2</sup>Kirchmayr H. R (1996) “Permanent magnets and hard magnetic materials”. Journal of Physics D: Applied Physics, núm. 29: p. 2765

<sup>3</sup>Chavanne et al. (2002) “Magnetic design considerations for in-vacuum undulators at ESRF”. Proceedings of EPAC, Paris, ps. 2604-2606.

<sup>4</sup>Pyrhönen Juha et al. (2008): “Design of Rotating Electrical Machines”, ed. John Wiley & sons. ISBN 9780470695166. URL [http://books.google.es/books?id=\\\_y3LSH1XTJYC](http://books.google.es/books?id=\_y3LSH1XTJYC)



	<b>imants de neodimi</b>	<b>imants de SmCo</b>
Composició	Nd, Fe, B, etc.	Sm, Co, Fe, Cu, etc.
Producció	aglomerat	aglomerat
Densitat d'energia màx. ( $\text{KJ}/\text{m}^3$ )	199 – 310	255
Camp romanent (T)	1.03 – 1.3	0.82 – 1.16
Coercitivitat intrínseca ( $\text{KA}/\text{m}$ )	875 – 1999	493 – 1590
Permeabilitat relativa ( $\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}$ )	1.05 – 1.17	1.01 – 1.04
Coefficient tèrmic reversible de la romanència ( $\%/K$ )	-0.11 a - 0.13	-0.03 a - 0.04
Coefficient tèrmic reversible de la coercitivitat ( $\%/K$ )	-0.55 a - 0.65	-0.15 a - 0.3
Temperatura de Curie ( $^{\circ}\text{C}$ )	320	800
Densitat ( $\text{Kg}/\text{m}^3$ )	7300 – 7500	8200 – 8400
Coefficient d'expansió tèrmic en la direcció de magnetització ( $1/K$ )	$5.2 \times 10^{-6}$	$5.2 \times 10^{-6}$
Coefficient d'expansió tèrmic normal a la direcció de magnetització ( $1/K$ )	$-0.8 \times 10^{-6}$	$11 \times 10^{-6}$
Resistència a doblegar-se ( $\text{N}/\text{mm}^2$ )	250	150
Resistència a la compressió ( $\text{N}/\text{mm}^2$ )	1100	800
Força de tracció/tensió ( $\text{N}/\text{mm}^2$ )	75	35
Duresa de Vickers	550 – 650	500 – 550
Resistivitat ( $\Omega\text{m}$ )	$110 - 170 \times 10^{-8}$	$86 \times 10^{-8}$
Conductivitat ( $S/\text{m}$ )	$5.9 \times 10^6$	$1.16 \times 10^7$

Taula 1.1: *Propietats magnètiques bàsiques del NdFeB i del SmCo.*

donada per l'expressió

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.1)$$

El paràmetre més rellevant per avaluar la qualitat d'un imant permanent ve determinat per la **densitat d'energia** –o **producte d'energia**–,

$$\text{densitat d'energia} = \vec{B} \cdot \vec{H} \quad (1.2)$$

definida en el segon quadrant del cicle d'histèresi, tal com mostra la figura 1.3. Una manera de justificar la seva importància és interpretar un imant com un element que emmagatzema energia, tal com fa una molla, de manera que aquesta energia pot ser utilitzada en la seva totalitat –seguint el símil de la molla, seria com si la comprimíssim

al màxim i després la deixéssim expandir lliurement— o només en part. La recerca en els darrers anys ha anat precisament en la direcció d'incrementar la densitat d'energia màxima disponible en els imants.

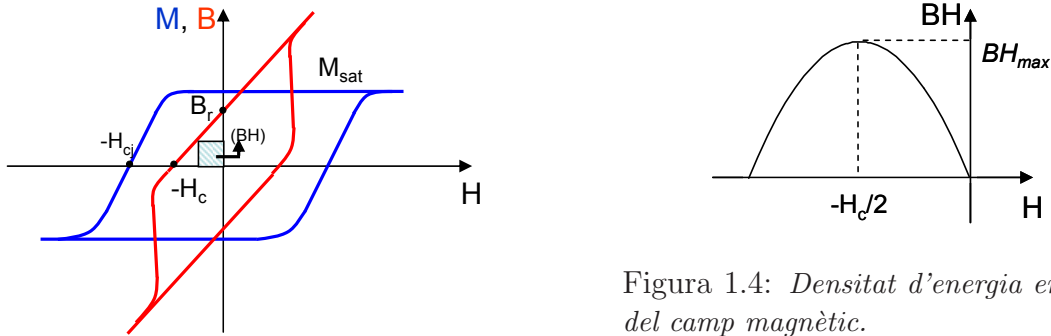


Figura 1.3: Corbes d'histèresi BH i MH per a imants ideals de terres rares.

Les propietats d'un imant estan fortament correlacionades amb el comportament de la corba  $BH$  en el segon quadrant. Analitzant breument la corba d'histèresi veiem que fins i tot en el cas que el camp  $H$  esdevingui negatiu, la magnetització roman constant ( $M_{sat}$ ); aquest és el cas d'un imant permanent ideal. En assolir un cert valor negatiu, però, l'imant es desmagnetitza ràpidament i cau a zero en un rang relativament estret de valors d' $H$ . El valor de  $H$ ,  $-H_{cj}$ , per al qual  $M = 0$  s'anomena **coercitivitat intrínseca**.

Per altra banda, fent novament referència a la figura 1.3, el valor d' $H$  per al qual  $B = 0$  s'anomena **coercitivitat** o **força coercitiva**,  $-H_c$ .

El valor de  $B$  quan  $H = 0$  és la **romanència** o **camp romanent**,  $B_r$ .

Les figures anteriors mostren de manera intuïtiva que sempre es compleix  $(BH)_{max} \leq B_r^2$ , i que el mòdul de la coercitivitat intrínseca,  $H_{cj}$ , satisfà la següent desigualtat:  $H_{cj} > B_r$ . La linealitat de la corba  $BH$  al segon quadrant comporta que  $(BH)_{max}$  té lloc a les coordenades  $(B, H) = (B_r/2, -H_c/2)$ .

Relacionat amb la densitat d'energia, es defineix el **punt de treball** com la posició a la corba  $BH$  on “treballa” l'imant. El punt de treball òptim està en el punt on  $BH = (BH)_{max}$ , veure figura 1.4. Seguint l'analogia de la molla esmentada més amunt, és en aquest punt on s'aprofita tota l'energia potencial emmagatzemada.

Repassant els paràmetres de la taula 1.1 que juguen un paper rellevant en el món dels acceleradors, cal fer referència al problema de la pèrdua d'imantació deguda a efectes tèrmics i per radiació. El paràmetre que caracteritza el primer efecte és el coeficient tèrmic de pèrdua d'imantació, que per al SmCo és de 0.04 %/°C, mentre que per al NdFeB està al voltant del 0.12 %/°C. Això fa que la temperatura del laboratori, on es realitzen les mesures magnètiques, hagi de romandre constant.

Pel que fa a la resistència enfront la radiació, el SmCo presenta millor comportament que el NdFeB. Per aquest motiu, el SmCo es feia servir tradicionalment per a IDs amb entreferros molt petits, on els imants són molt propers al feix d'electrons i, per tant, són susceptibles de rebre més radiació.<sup>5</sup>

La *temperatura de Curie* és la temperatura a la que els imants permanents es tornen paramagnètics amb una romanència i coercitivitat nul·les. Aquest paràmetre és important en el cas d'onduladors al buit, els quals s'escalfen a temperatures elevades, per sobre dels 200°C, per ajudar a assolir un nivell de buit molt elevat utilitzant un equip de bombes iòniques.

A banda d'efectes tèrmics, aquests imants són trencadissos i susceptibles de patir corrosió, especialment a les zones frontereres dels grans. El mètode estàndard de salvaguardar-los, especialment en ambients humits, és aplicar-los una capa protectora sobre la superfície. Bàsicament, es tracten amb un bany o una doble capa monometal·lica que pot ser de zinc, coure, níquel, crom, estany, alumini o fins i tot d'argent o d'or, o bimetal·lica (Ni-Cr o Ni-Cu), encara que la millor resistència a la corrosió la proporciona l'ús de polímers.<sup>6</sup>

L'estratègia de fabricació dels blocs imantats determina un eix privilegiat d'alineació dels moments magnètics, anomenat **eix principal**. Aquest eix correspon a la direcció segons la qual la susceptibilitat magnètica (*grau d'imantació en resposta a un camp magnètic extern  $\vec{H}$* ) és màxima. Això indueix una **anisotropia magnètica** en el material,  $F_a$ , expressada habitualment en termes de funcions sinus o cosinus.

---

<sup>5</sup>Marcos Jordi (2005): "Radiation damage on permanent magnets". Document intern AAD-SR-ID-AN-0074, ALBA.

<sup>6</sup>Drak, M.; Dobrzanski, L.A. (2007): "Corrosion of Nd-Fe-B permanent magnets". Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering, vol. 20, núm. 1-2.

Per a estructures tetragonals, com és el cas del  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ :<sup>7</sup>

$$F_a = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + K_3 \sin^4(\theta) \cos(4\phi) \quad (1.3)$$

on  $\theta$  és l'angle entre l'eix vertical del cristall i el vector de magnetització  $\vec{M}$ , i  $\phi$  és l'angle entre la projecció de  $\vec{M}$  sobre el pla que forma la base del cristall i un dels eixos de dita base.  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  són els anomenats coeficients d'anisotropia, determinats a partir de la diferència d'energia en les diferents direccions cristal·logràfiques.

A causa d'aquesta anisotropia, la permeabilitat –i per tant, la susceptibilitat– magnètica adopta valors diferents en la direcció paral·lela ( $\mu_{\parallel}$ ) o perpendicular ( $\mu_{\perp}$ ) a l'eix principal d'imantació.<sup>8</sup> L'anàlisi de la influència de la susceptibilitat magnètica en estructures formades per agrupament d'imants és presentada en detall en seccions posteriors, juntament amb el concepte de camp desmagnetitzant.

Bàsicament, hi ha dos processos ben establerts de fabricació de blocs magnètics de Nd-FeB: per *sinterització* i per *filat de fosa* (*melt spinning*, en anglès). Ens centrarem en el primer mètode ja que és l'emprat en els blocs imantats en els quals es basa aquesta tesi. De manera resumida, el material primigeni (no magnètic) és esmicolat i mòlt amb la finalitat de fer-ne pols fina –d'unes  $5\mu\text{m}$  de grandària–, que és premsada i magnetitzada transversalment a la direcció de la pressió.

Un esquema complet del procés es mostra a la figura 1.5:

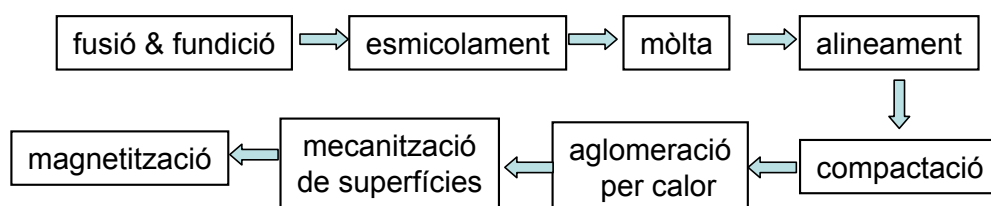


Figura 1.5: *Procés de fabricació d'imants permanents per sinterització.*

A la pràctica, les propietats magnètiques dels imants basats en aliatges de terrers rares

<sup>7</sup>Kirchmayr H. R (1996) “Permanents magnets and hard magnetic materials”. Journal of Physics D: Applied Physics, núm. 29: p. 2765.

<sup>8</sup>Clarke J. A. (2004): “The Science and Technology of Undulators and Wigglers”. Oxford science publications. Oxford University Press. ISBN 9780198508557. URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>, p. 111.

depenen de la seva composició química, de la seva microestructura i de la tècnica de fabricació.

## Híbrids

Un altre tipus de IDs construïts amb imants són els anomenats híbrids. En aquest cas, els imants permanents es combinen amb peces de material magnètic tou amb alta permeabilitat i alta imantació de saturació<sup>9</sup>, com ara acer o ferro tou.

Aquest material magnètic tou pot ser del tipus Permendur (aliatge magnètic format per un 48-50% de Co, un 48-50% de Fe i un 2% de V, amb una inducció de saturació d'uns 2.3 T)<sup>10</sup>, o un aliatge de tipus Armco (la composició d'aquest aliatge és força complexa i conté, entre altres elements, Mn, Si, Cr i Ni. Té una inducció de saturació d'uns 2.15 T). Tot i que el Permendur presenta una inducció de saturació lleugerament més gran, el cost econòmic és molt més gran que el de l'Armco.

Aquesta tecnologia utilitza les peces de ferro o acer per substituir els imants que en el disseny PPM estan orientats verticalment (*pol's*) tal com mostra la figura 1.6.

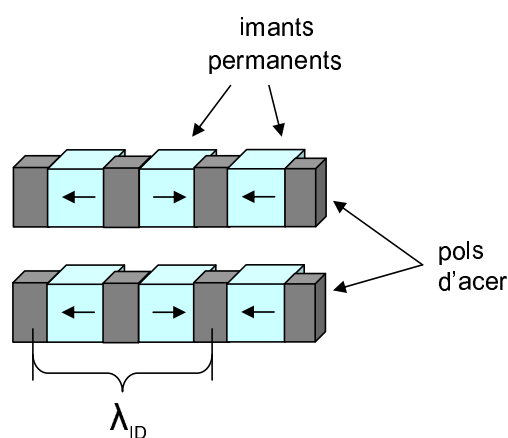


Figura 1.6: *Dispositiu d'inserció usant tecnologia híbrida.*

La funció de les peces de ferro és la de concentrar el flux generat pels blocs magnètics situats a cada costat de la peça metàl·lica. Per tal d'afavorir aquesta concentració de flux,

<sup>9</sup>Halbach K. (1986): "Concepts for insertion devices that will produce high-quality synchrotron radiation". Nuclear Instruments and Methods Section A, volum 246, núm. 1-3: ps. 77-81.

<sup>10</sup><http://ca.wikipedia.org/wiki/Permendur>.

les peces de ferro, anomenades pols (o peces polars) i els blocs imantats tenen dimensions diferents. Una visió conjunta de les dues tecnologies (PPM i híbrida), en termes de línies de camp magnètic, es mostra a la figura 1.7:

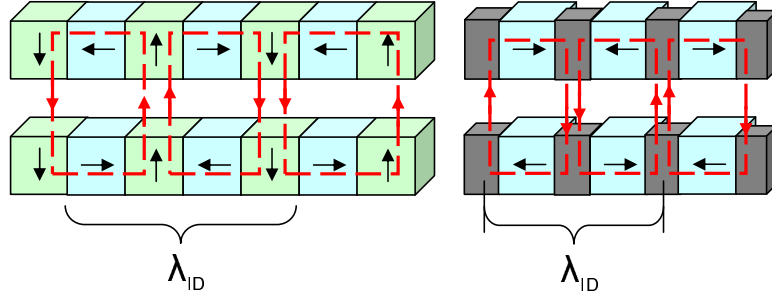


Figura 1.7: Direcció del flux magnètic en el cas d'un ondulator PPM i d'un ondulator híbrid.

En igualtat de període i entreferro, els IDs híbrids assoleixen valors més gran de camp magnètic al pla mig que els PPM. Com més gran és el període, més destacable és aquest avantatge.<sup>11</sup>

Teòricament, el camp vertical màxim que es pot aconseguir amb la tecnologia PPM és de  $2B_r$ . A la pràctica, el camp ve donat per l'expressió:<sup>12</sup>

$$B_{y0} [T] \simeq 1.72 \cdot B_r e^{-\pi g/\lambda_0} \quad (1.4)$$

Mentre que per a un dispositiu híbrid, en el rang de  $0.04 < g\lambda_0 < 0.02$ , i assumint un camp romanent de 1.3T,<sup>13</sup>

$$B_{y0} [T] \simeq 4.3 \cdot e^{(-6.45 \frac{g}{\lambda_0} + \frac{g^2}{\lambda_0^2})} \quad (1.5)$$

La gràfica 1.8 compara el camp magnètic vertical absolut amb les dues tecnologies: PPM i híbrida, per un mateix gap de 20 mm i un camp romanent de 1.1 T.<sup>14</sup>

<sup>11</sup>Walker R. P. (1998): "Insertion Devices: Undulators and Wigglers". Dins "Synchrotron radiation and free electron lasers" (Turner S. ed.), CERN Accelerator School, CERN 98-04, p. 153.

<sup>12</sup>En el cas de 4 blocs per període i amb una alçada dels blocs igual a la meitat del període. Clarke J. A. (2004): "The Science and Technology of Undulators and Wigglers". Oxford science publications. Oxford University Press. ISBN 9780198508557. URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>, p.116

<sup>13</sup>Clarke J. A. (2004): "The Science and Technology of Undulators and Wigglers", p.118.

<sup>14</sup>Clarke J. A. (2004): "The Science and Technology of Undulators and Wigglers", p.120

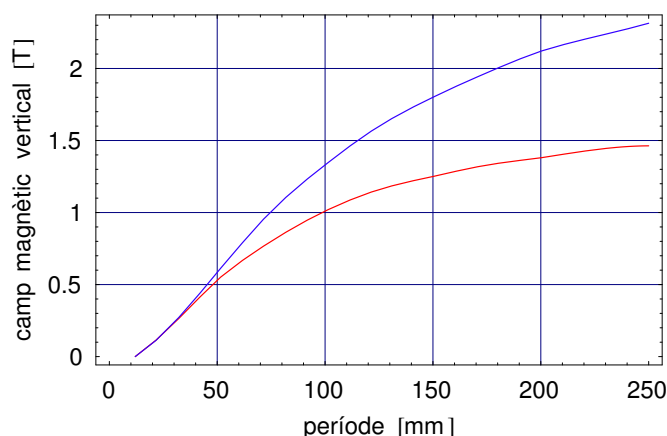


Figura 1.8: Comparativa del camps vertical en un ondulator PPM –en vermell– i amb un híbrid –gràfica blava–. Les corbes han estat generades a partir de les equacions (1.4) i (1.5).

La tendència en diversos sincrotrons del món és la d'utilitzar cada cop més ondulators híbrids.<sup>15</sup> Aquest tipus de dispositius presenten, però, certes dificultats pràctiques. La permeabilitat tan alta que presenten i les no linealitats d'aquests materials alenteixen molt els càlculs acurats de simulació magnètica. El fet que la permeabilitat de les peces polars sigui  $\mu_r \gg 1$  no permet aplicar el principi de superposició i, per tant, dificulta molt la predicció de què passarà en combinar blocs magnètics de propietats conegudes. El muntatge d'aquest tipus de dispositiu és, doncs, força més lent que en cas dels PPM, i requereix tècniques específiques d'ajust.

## IDs electromagnètics

En els dispositius fabricats amb bobines, aquestes exerceixen la mateixa funció que els imants permanents és a dir, són les fonts del camp magnètic i l'ID s'anomena *electromagnètic*. Sovint, les bobines van enrotllades al voltant d'un bloc de material magnètic tou per augmentar la intensitat i la homogeneïtat del camp.

Les avantatges d'aquesta tecnologia són, per una banda, que permet ajustar el camp magnètic fàcil i ràpidament, i esmenar errors de fabricació<sup>16</sup> que, en el cas dels ondulators

<sup>15</sup>Chavanne J.; Elleaume P.; Van Vaerenbergh P. (1997): "Recent developments of insertion devices at the ESRF", *Proceedings of the Particle Accelerator Conference*, Vancouver, ps. 3506–3508.

<sup>16</sup>M.W Poole and R.P. (1980): "Some limitations on the design of plane periodic electromagnets for undulators and free electron lasers". *Nuclear Instruments and Methods*, volum 176(3): ps.487–495.

basats en imants permanents, són difícils i feixucs de corregir. I també, que permet estalviar-se les dificultats mecàniques associades al moviment del gap (i de la fase) en el cas dels IDs que fan servir imants permanents.

Quant als desavantatges, el principal problema és la limitació en la densitat de corrent que es pot fer passar per un fil conductor normal, la qual cosa fa que no es puguin assolir camps elevats amb aquesta tecnologia per a dispositius de període petit.

D'altra banda, necessiten de fonts d'alimentació tant per a les bobines principals com per a les secundàries, encarregades de la correcció fina de la trajectòria del feix d'electrons. Això comporta un increment important en el consum d'electricitat.

## **IDs superconductors**

En alguns casos, per assolir camps magnètics encara més intensos –i aconseguir emetre radiació amb longitud d'ona més curta, vegeu eq. (1.19) més endavant–, es fan servir materials superconductors per construir bobines, la qual cosa obliga a treballar a temperatures criogèniques, són els anomenats *IDs superconductors*.<sup>17</sup> En aquest darrer cas, el material emprat per a la fabricació de les bobines és el NbTi o NbSn. Per a períodes curts, aquesta tecnologia és interessant per l'alta densitat de corrent que poden suportar les bobines.

Els dos principals desavantatges estan relacionats amb el consum: aquests dispositius necessiten heli líquid per mantenir la temperatura de les bobines per sota dels 4 K, a més d'un conjunt de fonts d'alimentació per fer funcionar els compressors. D'altra banda, en el procés de refredament, es produeixen distorsions mecàniques que afecten la periodicitat del camp.

---

<sup>17</sup>Martí, Zeus (2006): “Disseny i caracterització d'un ondulador helicoidal per a la producció de llum de sincrotró, i millores en el seu procés de construcció”. Tesi doctoral, UAB, p.26.



## 1.2.2 Classificació segons l'espectre d'emissió: onduldors i oscil·ladors

Catalogar els tipus d'IDs en funció de les seves característiques òptiques obliga a entendre primer la relació existent entre el tipus de radiació i el moviment de l'electró dins del dispositiu. Més concretament, la relació entre les dimensions del con de radiació i l'espectre d'emissió amb les característiques de la trajectòria de l'electró. Per a tal fi, comencem fent una breu anàlisi de les expressions que descriuen el moviment d'un electró en el pla de simetria d'un dispositiu planar.

L'equació de moviment de la partícula vindrà donada per la força de Lorentz:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad \Longrightarrow \quad \frac{d\vec{\beta}}{dt} = \frac{q}{m\gamma} \vec{\beta} \wedge \vec{B} \quad (1.6)$$

on  $\vec{\beta}$  és la velocitat de l'electró dividida per la velocitat de la llum,  $m$  és la seva massa en repòs,  $q$  la seva càrrega elèctrica,  $\vec{B}$  el camp magnètic i  $\gamma$  el factor relativista.

Considerem el cas ideal en que el camp magnètic de l'ID és estrictament vertical, sinusoidal i simètric respecte el pla de simetria, en el sistema de referència descrit a la figura 1.9:

$$\begin{aligned} B_y &= B_0 \sin(kz) \\ B_x &= B_z = 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

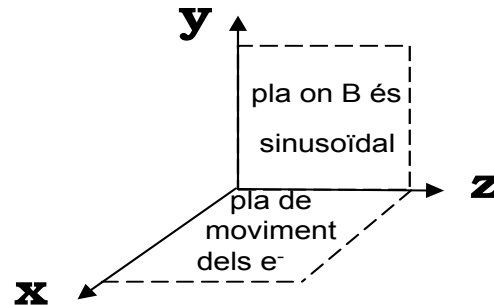


Figura 1.9: Sistema de referència de laboratori.

on  $k = 2\pi/\lambda_0$ , essent  $\lambda_0$  la longitud del període del dispositiu d'inserció.

Amb aquestes hipòtesis inicials, el moviment tindrà lloc només en el pla  $XZ$ . Per obtenir una expressió simplificada del moviment, negligim la velocitat transversal  $v_x$  respecte  $c$ :  $v_x \ll c$ . Així, del producte vectorial  $\vec{\beta} \wedge \vec{B}$  podem menysprear tots els termes excepte  $-v_z B_y \vec{i}$ .

Reescrivim les components de la velocitat en la seva forma diferencial per obtenir una equació simplificada del moviment:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{m\gamma} \left( -\frac{dz}{dt} B_0 \sin(kz) \right) \quad (1.8)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = 0 \quad (1.9)$$

Integrem la primera equació i dividim per  $c$  als dos costats,

$$\beta_x = \frac{1}{c} \frac{dx}{dt} = \frac{qB_0\lambda_0}{2\pi m\gamma c} \cos(kz) = \underbrace{\frac{K}{\gamma}}_{\text{amplitud}} \cos(\underbrace{kz}_{\text{fase}}) \quad (1.10)$$

on definim el *paràmetre de deflexió*  $K$  com

$$K = \frac{qB_0\lambda_0}{2\pi mc} = 93.4 B_0(\text{T}) \lambda_0(\text{m}) \quad (1.11)$$

De l'equació (1.10) veiem que la velocitat transversal mínima, allà on l'electró canvia el sentit de la direcció, es produirà en els punts de l'eix  $Z$  que corresponguin a un nombre senar de quarts de període,  $z = (2N - 1)(\lambda_0/4)$ , amb  $N \in \mathbb{Z}$ . Aquests valors corresponen a la posició dels pols dins de l'estructura magnètica de l'ID, és a dir, a aquells imants on la component magnètica principal sigui vertical. Tornant a integrar l'equació (1.10) veiem que la màxima desviació respecte l'eix longitudinal causada pel camp vertical sinusoidal és  $\left(\frac{K}{\gamma}\right) \frac{\lambda_0}{2\pi}$ .

Per avaluar el paper del paràmetre adimensional  $K$  en la relació entre la trajectòria de l'electró i el con de radiació, hem de tenir present que la llum de sincrotró s'emet dins d'un con amb un angle d'obertura  $\sim 1/\gamma$ .<sup>18</sup> Els cons de radiació emesos pels diferents pols se solaparan i interferiran o no depenent del valor de  $K$ , tal com il·lustra la figura 1.10.

Si l'angle d'oscil·lació, d'amplitud  $K/\gamma$ , és similar al con de radiació sincrotró emès en cada pol ( $\sim 1/\gamma$ ), aleshores hi haurà interferència entre la radiació emesa en cada pol.

---

<sup>18</sup>Clarke J. A. (2004): "The Science and Technology of Undulators and Wigglers". Oxford science publications. Oxford University Press. ISBN 9780198508557. URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>, p.43.

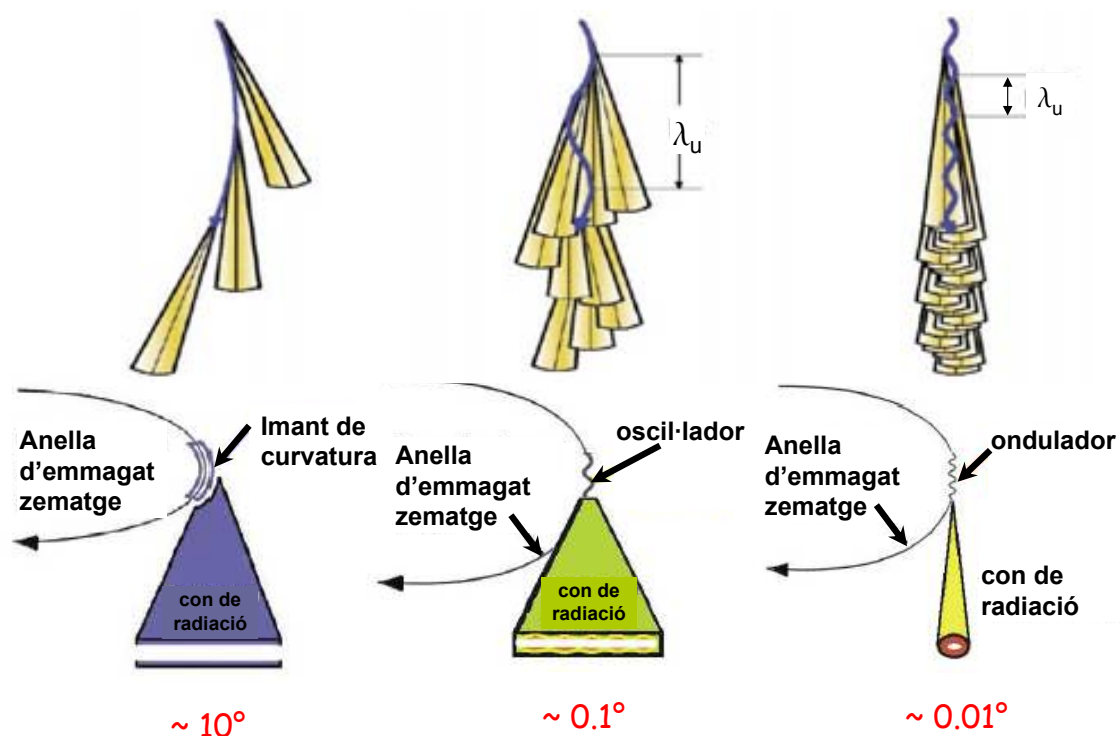


Figura 1.10: Comparació del con de radiació sincrotró originat per un imant dipolar ( $1/\gamma$ ), un oscil·lador i un ondulator.

Si l'amplitud és més gran, la interferència no es produirà. Per tant, que hi hagi o no interferència depèn del valor del paràmetre  $K$ .

El criteri més generalment acceptat és que per a  $K \leq 1$  l'ID s'anomena **ondulator**<sup>19</sup> (*undulator* en anglès) i hi ha fenòmens d'interferència, i per a valors de  $K > 1$  s'anomena **oscil·lador** (*wiggler* en anglès) i no hi ha fenòmens d'interferència.

En el cas de l'**ondulator** la interferència es produeix tant en l'espai real, de manera que la llum resultant és altament col·limada en les dues direccions del pla definit pel moviment dels electrons, com en l'espai dual, per la qual cosa la llum s'emet només en determinades energies.

L'anàlisi de la interferència entre els fronts d'ona emesos per un mateix electró a diferents punts al llarg de la seva trajectòria ens ajuda a entendre millor les propietats de la radiació

<sup>19</sup>De fet, l'obertura del con de radiació d'un ondulator és proporcional a  $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$ , on  $N$  és el nombre de períodes del dispositiu d'inserció (Clarke J. A. (2004), p.56).

sincrotró emesa en un ondulator.

Si observem el moviment d'un electró vist des del pla XZ, tal com mostra la figura 1.11, veiem que, en el temps que l'electró s'ha desplaçat un període sencer des del punt A al punt B,  $\lambda_0/\langle\beta_z\rangle c$ , el front d'ona ha avançat una distància  $\lambda_0/\langle\beta_z\rangle$ , i va per davant de la radiació emesa en el punt B una distància  $d$  expressada mitjançant l'equació següent:

$$d = \frac{\lambda_0}{\langle\beta_z\rangle} - \lambda_0 \cos \theta \quad (1.12)$$

on  $\theta$  és l'angle d'observació respecte l'eix Z que defineix la trajectòria de l'electró.

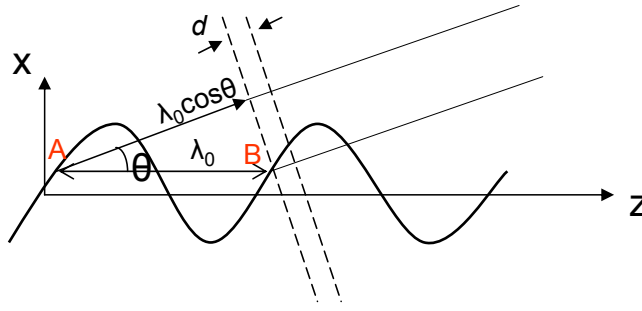


Figura 1.11: Interferència de dos fronts d'ona en un ondulator.

Quan aquesta distància,  $d$ , és igual a un nombre enter,  $n$ , de longituds d'ona, es produeix interferència constructiva de la radiació que el mateix electró emet a cada pol:

$$\frac{\lambda_0}{\langle\beta_z\rangle} - \lambda_0 \cos \theta = n\lambda \quad (1.13)$$

Quina condició ha de satisfer la longitud d'ona del fotó emès per tal que es produeixin fenòmens d'interferència? Per respondre a aquesta pregunta fem ús de les expressions que descriuen el moviment de l'electró en el cas que  $\beta_y = 0$ , és a dir, que no hi ha camp horitzontal. En aquest cas,

$$\beta_x^2 + \beta_z^2 = \beta^2 \quad (1.14)$$

que és constant, ja que el camp magnètic no pot introduir canvis en el mòdul de la velocitat. Inserim l'equació (1.10) i utilitzant la relació entre  $\beta$  i el factor relativista  $\gamma$ :

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2},$$

$$\beta_z = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \frac{K^2}{\gamma^2} \cos^2(kz)} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{2\gamma^2} \cos^2(kz) + o\left(\frac{1}{\gamma^2}\right) \quad (1.15)$$

on l'aproximació s'ha fet considerant el factor  $1/\gamma$  molt petit a l'hora d'expandir  $\beta_z$  en sèrie de Taylor. Si recorrem a la igualtat trigonomètrica  $\cos(2kz) = 2 \cos^2(kz) - 1$  podem reescriure l'equació (1.15) com

$$\beta_z \simeq 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{4\gamma^2} - \frac{K^2}{4\gamma^2} \cos(2kz) \quad (1.16)$$

Tenint en compte que el valor mig de  $\cos(2kz) = 0$ , la velocitat mitjana al llarg de l'eix longitudinal és

$$\langle \beta_z \rangle = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{4\gamma^2} \quad (1.17)$$

en el nostre cas ens és de més utilitat fer ús de la inversa de l'expressió anterior tot i expandint-la en sèrie de Taylor,

$$\frac{1}{\langle \beta_z \rangle} \simeq 1 + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{K^2}{4\gamma^2} \quad (1.18)$$

que substituint en (1.13) i fent ús de l'aproximació  $\cos(\theta) \sim 1 - \frac{\theta^2}{2}$ , ens dóna la condició que ha de satisfer la longitud d'ona del fotó per tal de tenir interferència constructiva:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \frac{1}{n} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (1.19)$$

on  $n$  és un nombre enter que correspon al nombre d'harmònic. Si ens centrem en el primer harmònic i observem el feix just a l'eix ( $\theta = 0$ ) podem aproximar la longitud d'ona dels fotons per  $\lambda \approx \frac{\lambda_0}{2\gamma^2}$  (assumint que  $K \ll 1$ ).

A partir de l'equació (1.19) podem reescriure expressions per a la longitud d'ona de la radiació i per a l'energia del fotó en unitats pràctiques,

$$\lambda(\text{\AA}) = 1305.6 \frac{\lambda_0(m)}{E_{(\text{GeV})}^2} \frac{1}{n} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (1.20)$$

$$\epsilon(\text{eV}) = 9.498 n \frac{E_{(\text{GeV})}^2}{\lambda_0(m) \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right)} \quad (1.21)$$

Per a energies dels electrons de l'ordre dels  $GeV$ —energia de treball típica dels sincrotrons—, períodes de  $cm$  i a la regió del primer harmònic, obtenim energies pels fotons de l'ordre de  $KeV$ .

De la condició d'interferència podem deduir les característiques més remarcables de la radiació que prové d'un ID:<sup>20</sup>

1. La longitud d'ona fonamental de la radiació,  $\lambda$ , és molt més curta que la longitud del període de l'ID,  $\lambda_0$ , a causa del factor  $2\gamma^2$ , amb  $\gamma = 1957E$  [GeV] per a electrons.
2. Es pot variar la longitud d'ona dels harmònics bé canviant l'energia dels electrons ( $\gamma$ ) o bé variant la densitat de flux magnètic a través del paràmetre de deflexió  $K$ .
3. La longitud d'ona de la radiació varia segons l'angle d'observació  $\theta$ , de manera que, encara que l'espectre cobreix un rang molt ample de freqüències, si restringim l'angle d'observació, l'espectre mostrarà una sèrie de línies a la freqüència dels harmònics.

En canvi, en un **oscil·lador** no hi ha fenòmens d'interferència i la llum que s'obté té un espectre continu, com la llum emesa mitjançant un dipol de curvatura. La llum sincrotró emesa a cada pol d'un oscil·lador simplement se suma.

Un aspecte a destacar dels oscil·ladors —igual que pels imants de curvatura— és que el flux de radiació (nombre de fotons per unitat de temps) té un pic màxim a una certa longitud d'ona/energia anomenada *longitud d'ona crítica* ( $\lambda_c$ )/*energia crítica* ( $\epsilon_c$ ), definida de tal manera que el flux integrat és exactament igual a banda i banda d'aquesta energia crítica. Les expressions per a aquestes dues magnituds les podem escriure en unitats pràctiques,<sup>21</sup>

$$\lambda_c(\text{\AA}) = \frac{18.6}{B(T)E^2(\text{GeV})} \quad \epsilon_c(\text{KeV}) = 0.665B(T)E^2(\text{GeV}) \quad (1.22)$$

En un dispositiu d'inserció real, el període  $\lambda_0$  no està exactament definit, té una certa

<sup>20</sup>Walker R. P. (1998): "Insertion Devices: Undulators and Wigglers". Dins "Synchrotron radiation and free electron lasers" (Turner S. ed.), CERN Accelerator School, CERN 98-04, p. 133.

<sup>21</sup>Richard P. Walker (2003): *Bending magnet and wiggler radiation*, capítol 4, p.112. Dins Ōnuki and Elleaume (2003).

dispersió, període a període. Això comporta que, per a longituds d'ona curtes, no hi hagi interferència, i el dispositiu es comporti com un oscil·lador.

Un dispositiu amb  $K \gg 1$  pot presentar fenòmens d'interferència típics d'un ondulator a la zona dels primers harmònics i un espectre suau, similar al d'un imant de curvatura o a la d'un oscil·lador, a alta freqüència.<sup>22</sup> És a dir, pot operar en “mode ondulator”, sintonitzant el camp d'inducció magnètica per ajustar els pics de l'espectre a la freqüència requerida, o en “mode oscil·lador”, on diferents freqüències poden ser “sintonitzades” sense necessitat d'ajustar el camp d'inducció a causa del seu espectre suau a alta freqüència. La distinció entre ondulators i oscil·ladors no està ben definida i hi ha autors que fan servir el criteri  $K \leq 5$  i  $K > 5$ .<sup>23</sup>

En tot cas, podríem concloure la dissertació sobre la natura d'un ID –en funció de les característiques de la radiació emesa–, dient que un ID es comporta com un ondulator quan es produeixen fenòmens d'interferència i com un oscil·lador quan no n'hi han.

En general, els IDs tenen aplicació en un rang molt variable d'energies, des de l'infraroig fins els raigs X durs.

### 1.2.3 Classificació segons les característiques del camp magnètic

En funció de la forma i orientació de la component principal del camp magnètic periòdic podem distingir diversos tipus d'ondulators:

1. **Ondulators Planars:** Només hi ha una component de camp magnètic segons la direcció  $X$  o bé en la  $Y$ . La trajectòria dels electrons és sinusoidal i la llum polaritzada linealment en el sentit de les oscil·lacions.<sup>24</sup>
2. **Ondulators Helicoïdals** (també anomenats el·líptics): Existeixen dues components del camp magnètic que tenen la mateixa freqüència espacial, i amb un cert

---

<sup>22</sup>Onuki, H.; Elleaume, P. (2003): “Undulators, Wigglers and their Applications”. Taylor and Francis. ISBN 9780415280402. URL <http://books.google.es/books?id=7v10av0ASPgC>, p. 119.

<sup>23</sup>Clarke J. A. (2004): “The Science and Technology of Undulators and Wigglers”. Oxford science publications. Oxford University Press. ISBN 9780198508557. URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>, p.43.

<sup>24</sup>Poole M. W.; Walker R. P. (1981): “Periodic magnets for undulators and free electron lasers - a review of performance features”. IEEE Trans. Mag. volum 17 (DL-SCI-P-283-A): ps. 1978-1981.

desfasament entre elles. Tant la trajectòria dels electrons com el tipus de polarització de la llum pot anar de lineal a circular passant per el·líptica.<sup>25</sup> Un exemple són els ondulators Apple (acrònim de l'anglès *Advance Polarized Photon Emitter*), els quals estan formats per 4 fileres d'imants permanents –dues a cada banda de l'entreferro– i que s'usen en aplicacions on es necessita llum amb polarització circular.

3. **Ondulators Exòtics:** En alguns casos particulars les components del camp magnètic no són purament sinusoidals. Per exemple, els períodes de les components poden ser diferents o les components per si mateixos poden contenir nivells alts d'harmònics. Fins i tot, en certs casos, interessa que el camp no sigui periòdic. Un exemple són els ondulators tipus *figure 8*<sup>26,27</sup>, en els quals la trajectòria dels electrons descriu bucles en forma de 8 en el pla XY al mateix temps que avança al llarg de l'eix longitudinal.

### 1.3 Efecte dels ondulators sobre la dinàmica del feix d'electrons d'un sincrotró

La introducció d'aquests dispositius a la xarxa magnètica dels sincrotrons afecta la dinàmica del feix d'electrons, a causa de que els IDs no són ideals. El cas ideal seria que els IDs no afectessin en res el feix d'electrons, però la pertorbació produïda és inherent al concepte d'ID, ja que l'efecte existeix fins i tot en el cas que estiguin absents de defectes de fabricació. Els motius bàsics, relacionats amb la pròpia tecnologia i física d'un ID són, per una banda,

1. El fet que les lleis de Maxwell imposin un acoblament de les components del camp d'inducció magnètica fa que el camp no pot ser uniforme en el pla de moviment  $XZ$  si varia en la direcció vertical (eix  $Y$ ).

---

<sup>25</sup>Ellaume P. (1989): “Generation of various polarization states from insertion devices: A review”, *Rev. Sci. Instr.* 60 (7), volum 60, núm. 7: ps. 1830-1833.

<sup>26</sup>Sasaki et al. (1995): “Conceptual design of quasi periodic undulator”. *Rev. Sci. Instr.*, vol. 66, núm. 2, p.1953-1955.

<sup>27</sup>Diviacco B; et al. (2002): “Design of a figure-8 undulator for Elettra”, *Proceedings of EPAC*, p. 2610-2612.



2. No tots els electrons que travessen l'ID tenen la mateixa energia, per tant, l'ondulador afectarà de manera diferent a partícules amb energia diferent.

D'altra banda, si tenim en compte els defectes de fabricació i muntatge, el comportament no ideal s'accentua per diversos motius:

1. Errors en la direcció i magnitud de les imantacions dels blocs magnètics, és a dir, efecte de les inhomogeneïtats magnètiques.
2. Desviació en les dimensions ideals dels blocs.
3. Errors en el posicionament d'aquests imants dins l'estructura de l'ID.
4. Errors de fabricació de l'estructura mecànica.
5. Errors electrònics i/o òptics relacionats amb la lectura de la posició dels dos segments d'imants.

De fet, totes aquestes perturbacions en el funcionament dels sincrotrons es poden englobar en dos grups:

- a) Les purament magnètiques, que no depenen de l'emissió de radiació: distorsió de les oscil·lacions betatròniques (oscil·lacions que descriu l'electró al voltant de l'òrbita de referència), excitació de ressonàncies (a causa de les components multipolars del camp, cosa que es tradueix en pèrdua d'intensitat del feix d'electrons) i reducció de l'obertura dinàmica de la xarxa (dimensions màximes del moviment estable).<sup>28</sup>
- b) Les causades per la radiació addicional emesa pel feix en el dispositiu d'inserció, com ara canvis en l'emitància.

Com a conseqüència d'aquestes perturbacions a la màquina, la llum que emet un ondulator no és exactament la que es dedueix del model ideal. Així, per exemple, la dispersió energètica dels electrons i els errors en la magnetització i posicionament dels blocs provoca la distorsió del patró d'interferència del feix de fotons i, per tant, una reducció de la intensitat del pic d'interferència.<sup>29</sup> A més, al marge dels errors, el sol fet que el nombre de períodes sigui finit fa que els pics d'interferència tinguin una amplada no nul·la.

---

<sup>28</sup>(2007): *LLS Detailed Design Report*. Laboratori de Llum de Sincrotró.

<sup>29</sup>Walker R. P. (1998): "Insertion Devices: Undulators and Wigglers". Dins "Synchrotron radiation and free electron lasers" (Turner S. ed.), CERN Accelerator School, CERN 98-04, p. 161.

Finalment, i malgrat els avantatges que ofereixen aquests dispositius respecte d'altres fonts de llum com els imants de curvatura (brillantor més gran, llum coherent, amplada petita de les línies espectrals) la majoria dels efectes anteriors va en detriment del rendiment del conjunt de llum emesa pels imants de l'anella principal i s'ha de compensar tenint-la en compte en el disseny de la pròpia anella. En aquest sentit, també resulta d'enorme importància la flexibilitat en la configuració magnètica de tota l'anella per satisfer alhora un conjunt de requeriments: instal·lació d'un nombre variable de dispositius d'inserció, necessitats dels usuaris, etc.

### 1.3.1 Efecte dels ondulators sobre la trajectòria de l'electró

Tant el camp magnètic vertical de l'ID com el moviment dels electrons és pràcticament periòdic, i descriuen una trajectòria sinusoidal al llarg del pla  $(x, z)$ . Les imperfeccions de l'ID provoquen que la forma del camp es desvii de la ideal i, conseqüentment, la trajectòria dels electrons es veu afectada. La manera de quantificar les desviacions en la trajectòria és avaluant la primera integral de camp,

$$I_y = \int_{-\infty}^{\infty} B_y(z) dz \quad (1.23)$$

i la segona integral de camp,

$$II_y = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^z B_y(z') dz' dz \quad (1.24)$$

Idealment, aquestes integrals haurien de ser zero, tal com mostra la il·lustració 1.12, però en el cas d'un camp magnètic no ideal deixen de ser-ho.

El fet que les integrals de camp 1<sup>a</sup> i 2<sup>a</sup> siguin diferent de zero indueixen una desviació de la trajectòria de l'electró respecte la ideal, i provoca que aquest surti del dispositiu en una direcció no paral·lela a l'eix longitudinal de l'ID (formant un cert angle amb l'eix  $Z$ ) i a una certa distància d'aquest eix, vegeu la figura 1.13.

Analitzem l'efecte matemàticament. La primera integral de camp ve definida per l'expressió (1.23), i ens donarà l'angle de sortida de l'electró respecte l'eix longitudinal de

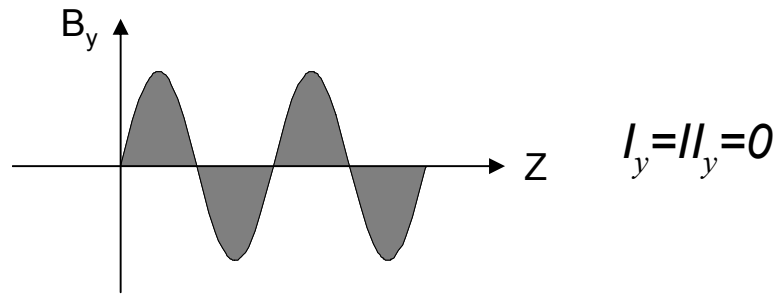


Figura 1.12: En un ID ideal la primera i segona integral de camp són nul·les.

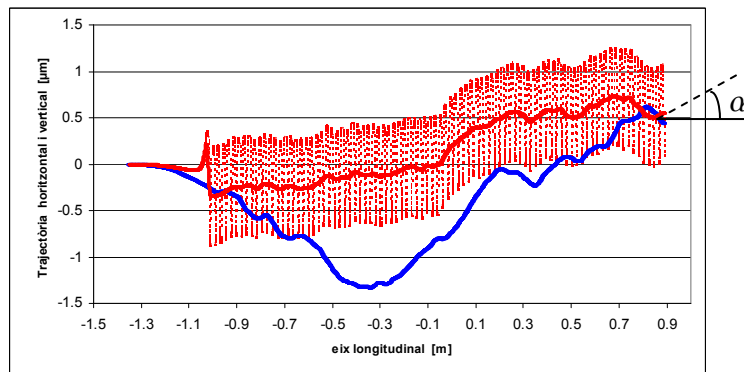


Figura 1.13: Efecte d'un ondulador sobre la trajectòria d'un electró, tant en el pla horitzontal (vermell) com en el vertical (blau). Les línies gruixudes corresponen al valor mig de les oscil·lacions per període. Aquestes gràfiques han estat calculades a la divisió de "Dispositius d'Inserció" del sincrotró Alba amb les dades del camp magnètic generat per un ondulador real tipus PPM, construït amb blocs de SmCo.

l>ID. Aquest angle ve donat per

$$\alpha = \frac{q}{\gamma m_0 c} I_y \quad (1.25)$$

Com hem comentat abans, aquesta integral ha de ser zero si volem que la direcció de sortida de l'electró sigui paral·lela a l'eix longitudinal de l>ID.

Tornant a integrar l'equació (1.23), és a dir, avaluant la segona integral de camp, obtindrem la posició respecte l'eix  $Z$ :

$$\eta = \frac{q}{\gamma m_0 c} II_y \quad (1.26)$$

Aquesta integral també ha de ser zero per tal de satisfer que els electrons, al llarg de la seva trajectòria, surtin a la mateixa distància de l'eix longitudinal del dispositiu que com han entrat.

Un punt a considerar és que podria donar-se el cas que la primera integral fos nul·la mentre que la segona no ho fos. És a dir, que els electrons surten amb una direcció paral·lela respecte la direcció d'entrada a l'ID, però surten amb una posició transversal diferent de la que han entrat.

### 1.3.2 Simetries i terminacions magnètiques d'un ID PPM

Les estructures magnètiques utilitzades per a la construcció d'onduladors tenen la finalitat de satisfer alhora que les equacions (1.23) i (1.24) siguin zero. Des d'un punt de vista purament de disseny, diferenciem entre la part central i periòdica de l'ondulador i les terminacions magnètiques (blocs finals a banda i banda del dispositiu). La minimització de  $I_y$  i  $II_y$  depèn de les terminacions magnètiques, que seran diferents depenent de com sigui la part central.

Hi ha dues configuracions per a la part periòdica: *simètrica* (on el bloc del mig de l'ondulador és un pol –imant amb magnetització vertical–,  $\uparrow$  o  $\downarrow$ ) o *antisimètrica* (on el bloc del mig és un bloc amb orientació horitzontal,  $\rightarrow$  o  $\leftarrow$ ). Dit d'una altra manera, podem distingir entre configuracions amb un nombre imparell –ondulador simètric– o parell –ondulador simètric– de pols. En aquest punt cal precisar que restringirem el tractament de les simetries magnètiques al cas d'onduladors planars amb una sola branca a dalt i a baix del dispositiu. Per onduladors tipus Apple, amb dos arranjaments magnètics a banda i banda del pla mig, les solucions són una mica més complexes.<sup>30,31</sup>

Per al cas simètric, en el cas ideal, la segona integral projectada al centre de l'ID és zero automàticament, de manera que si la primera integral és zero (angle net nul) també ho és la segona. Pel cas antisimètric és just el contrari, la primera és zero per construcció de manera que només cal anul·lar la segona a través de les característiques magnètiques dels blocs finals. L'avantatge de l'arranjament antisimètric és que, si la integral de camp no es cancel·la totalment, l'efecte sobre el feix d'electrons és un canvi en la seva posició sense canviar l'angle, i l'òrbita tancada de les partícules és menys sensible en aquest cas. És per aquest motiu que la majoria de dispositius d'inserció tenen una estructura magnètica

---

<sup>30</sup>Chavanne J.; Elleaume P. (1999): “End fields structures for linear/helical insertion devices”. 18th IEEE Proceedings of the Particle Accelerator Conference, New York, ps. 2665-2667.

<sup>31</sup>Walker, R. P. (1994): “Advance Insertion Devices”. Proceedings of EPAC, Londres, p. 311.

antisimètrica.<sup>32</sup>

Un exemple d'ambdues configuracions magnètiques les trobem a les figures 1.14 i 1.15, les quals han estat generades mitjançant la simulació d'uns models d'ondulador PPM i posteriorment hem calculat la trajectòria dels electrons.

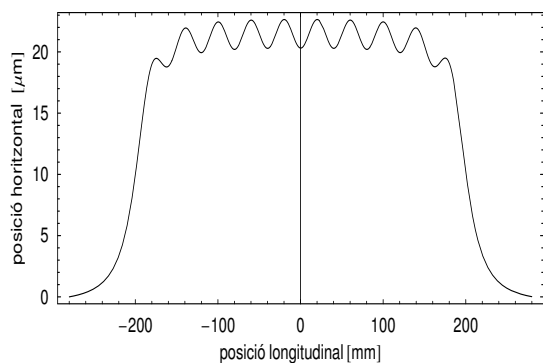


Figura 1.14: Trajectòria horitzontal per al cas simètric.

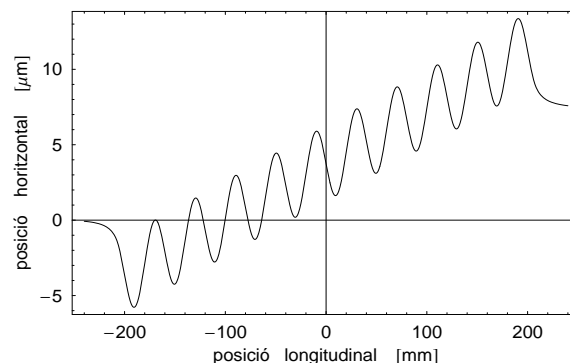


Figura 1.15: Trajectòria horitzontal per al cas antisimètric.

Quant a les terminacions de l'ondulador, la orientació magnètica dels blocs finals dependrà de la configuració magnètica de la part periòdica de l'ondulador a fi de compensar els camps nets romanents deguts precisament a aquesta part periòdica. Per a cadascun d'aquests sistemes magnètics hi ha receptes sobre com dissenyar la part final (no periòdica) amb l'objectiu d'anul·lar la 1<sup>a</sup> i 2<sup>a</sup> integral de camp. En el cas *simètric*, i aplicant el principi de superposició, és a dir, avaluant la direcció neta de les fletxes que indiquen l'orientació de la component principal del camp magnètic dels blocs, per cancel·lar qualsevol orientació cal afegir a cada extrem un bloc vertical amb la meitat d'amplada que la resta de blocs (és simplement una qüestió de sumes i restes).

Cal remarcar que, en aplicar el principi de superposició, estem suposant que la permeabilitat magnètica és 1 i que els blocs són perfectament homogenis. Si no s'ha de modificar l'entreferro de l'ondulador aquesta suposició és vàlida, però si no és el cas, una permeabilitat diferent de la unitat pot fer que la primera integral no s'anul·li per a determinats valors de l'entreferro. En aquests casos, s'afegeix un bloc addicional magnetitzat horitzontalment i amb una amplada més curta que la resta de blocs, tal com proposen al sincrotró europeu ESRF (*European Synchrotron Radiation Facility*).<sup>33</sup>

<sup>32</sup>Walker, R. P. (1994): "Advance Insertion Devices". Proceedings of EPAC, Londres, p. 310.

<sup>33</sup>Chavanne J.; Elleaume P. (1999): "End fields structures for linear/helical insertion devices". 18th

El cas *antisimètric* –com la secció d’ondulador en què es basa aquesta tesi–, és més complex, ja que depèn del nombre de pols. Més concretament, la força dels blocs finals varia com  $(N_{pols} - 1/2)/(N_{pols} - 1)$ .<sup>34</sup>

Una proposta de solució per aquests arranjaments magnètics és la presentada a les figures 1.16 i 1.17. S’ha destacat en vermell el bloc situat just al mig de l’ondulador.

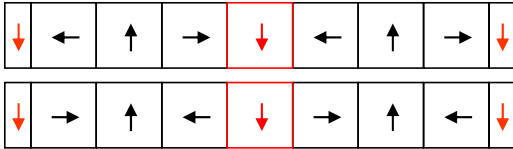


Figura 1.16: *Ondulador simètric.*

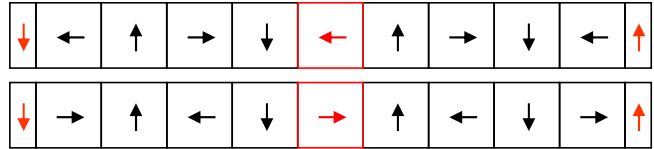


Figura 1.17: *Ondulador antisimètric.*

El camp magnètic associat a cadascuna de les estructures anteriors es mostra a les figures 1.18 i 1.19.

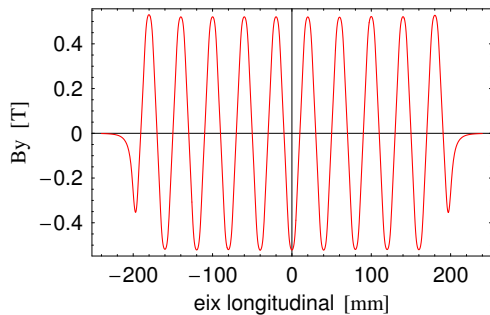


Figura 1.18: *Camp magnètic pel cas simètric.*

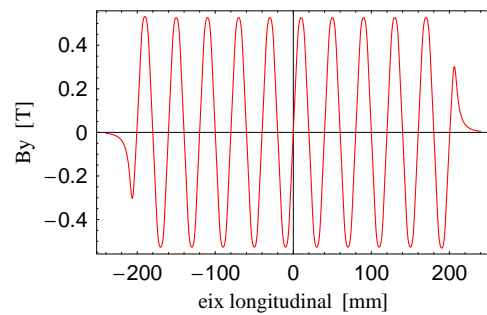


Figura 1.19: *Camp magnètic pel cas antisimètric.*

Com es pot observar a les figures 1.14 i 1.15, tant en la configuració simètrica com en l’antisimètrica l’electró no oscil·la al voltant de l’eix magnètic sinó a una certa distància. En el cas simètric, el desplaçament és petit i generalment negligible. En el cas antisimètric, la desviació angular pot ser important en el cas de línies de llum amb el punt focal molt allunyat de l’ID.

Existeixen varies solucions per forçar a que el feix de partícules oscil·li respecte l’eix longitudinal de l’ondulador. La més simple és una estructura final  $1/4, -3/4, 1, -1, \dots$ , que

IEEE Proceedings of the Particle Accelerator Conference, New York, ps. 2665-2667.

<sup>34</sup>Walker R. P. (1998): “Insertion Devices: Undulators and Wigglers”. Dins “Synchrotron radiation and free electron lasers” (Turner S. ed.), CERN Accelerator School, CERN 98-04, p. 159.

pot ser usada tant en el cas simètric com en l'antisimètric. La nomenclatura fa referència a les dimensions de les peces respecte al període de l'ondulador, amb un signe positiu o negatiu depenent del sentit de la magnetització. En el cas simètric, la condició per a què el feix d'electrons oscil·li al voltant de l'eix són dues:

- Tenir un angle net zero al centre longitudinal de l'ondulador.
- Una posició corresponent a un màxim d'oscil·lació al centre longitudinal de l'ondulador (de fet, a cada període complet).

Això implica una primera integral nul·la i una segona igual a<sup>35</sup>

$$II_y(0) = \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^z B_y(z') dz' dz = B_0 \left( \frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \quad (1.27)$$

on  $B_0$  és el camp magnètic nominal al pla mig de l'ondulador, idealment constant per tots els períodes.

---

<sup>35</sup>Clarke J. A. (2004): "The Science and Technology of Undulators and Wigglers". Oxford science publications. Oxford University Press. ISBN 9780198508557. URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>, p.123.





## Part II

# OBJECTIUS



## PLANTEJAMENT DEL PROBLEMA

*En aquest capítol presentem l'objectiu del treball desenvolupat en aquesta tesi, i esbossem els principals esculls que sovint apareixen a l'hora de dissenyar i realitzar el muntatge magnètic d'un dispositiu d'inserció. Plantejem un nou enfocament del problema a partir de la caracterització de les inhomogeneïtats dels blocs magnètics individuals i expliquem la planificació dels experiments que s'han dut a terme per comparar les prediccions de la recerca teòrica i de simulació.*



## Capítol 2

# PLANTEJAMENT DEL PROBLEMA

### 2.1 Condicions de contorn

Volem fer una recerca exhaustiva sobre el disseny i muntatge d'un ondulator, determinant els models i algorismes que ens ajudin a construir-lo de la manera més ideal possible, i aplicarem els resultats obtinguts a un cas real, un prototip consistent en una secció curta d'ondulator. La necessitat d'aquesta recerca neix dels entrebancs que hom es troba a l'hora de construir a la pràctica un ondulator, fet que es tradueix en la necessitat d'elaborar i desenvolupar algorismes per a l'elecció, col·locació i distribució dels blocs magnètics. Per dur amb èxit tot el procés cal, a més, disposar de mesures magnètiques d'alta precisió, per la qual cosa la nostra recerca ha comportat la construcció i posada a punt de diversos bancs de mesures magnètiques, actualment operatius al laboratori d'IDs del sincrotró Alba.

Cal tenir en compte que, tot i que arreu del món s'han construït de l'ordre de centenars de dispositius d'inserció, hi ha una notable mancança bibliogràfica sobre la part purament tècnica del muntatge d'onduladors i/o oscil·ladors (que es reserven com a secret de fabricació en cada empresa o laboratori), cosa que ens empeny a posar per escrit la descripció detallada de les metodologies i processos que hem portat a terme, i que han de permetre dotar al sincrotró Alba de la capacitat tècnica de construir aquests dispositius

en el futur.

Seguint la tendència d'altres sincrotrons, hem treballat amb diferents nivells d'agrupacions magnètiques, el més bàsic dels quals és un bloc individual. El conjunt de blocs l'hem dividit en subgrups o *mòduls* d'1 sol bloc (que anomenem *singlets*), i de 3 blocs (*triplets*). Finalment, aquestes dues preordenacions de blocs les utilitzarem per constituir l'arranjament magnètic final, l'ondulador. Aquest principi de construcció “modular”, esquematitzat a la figura 2.1, es basa en què cada mòdul té una integral de camp neta nul·la.

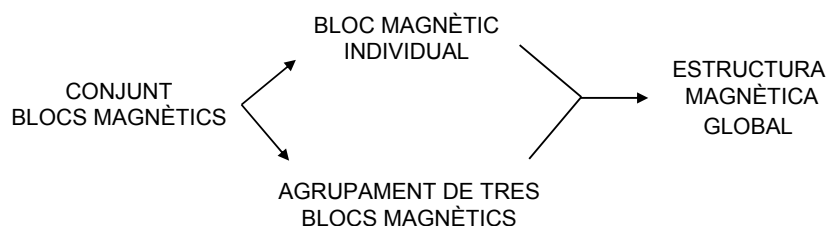


Figura 2.1: *El procés de construcció de l'ondulador es fa per parts. Primer els blocs magnètics es distribueixen en mòduls d'1 o 3 imants. Després, aquests mòduls es munten de manera alternada (singlet-triplet-singlet...) fins a completar l'estructura magnètica final.*

D'altra banda, en l'estudi matemàtic de configuracions magnètiques se solen aplicar grans simplificacions: sovint només es tenen en compte els termes dipolars, es considera que la permeabilitat magnètica val u, i se suposa una geometria perfecta dels blocs. En aquest sentit, hom troba a faltar una descripció detallada dels problemes reals inherents al muntatge d'aquests tipus de dispositius, on bona part de la feina resulta ser bastant artesanal. Els pocs articles que es publiquen basats en millores de concepte o d'enginyeria no acostumen a ser massa rics en detalls. Es tracta, doncs, de parametritzar i modelitzar matemàticament el procés de muntatge per convertir-lo en més científic i previsible.

El projecte en què es basa la tesi neix, doncs, d'una necessitat interna del grup dedicat als dispositius d'inserció del sincrotró Alba: desenvolupar nous models i conceptes per descriure i predir el comportament de les estructures magnètiques dels ondulators, i aprofundir i innovar el que fins ara s'ha publicat sobre aquest tema.

El coneixement que aporta la planificació del treball, mesura dels blocs, tractament de dades i muntatge experimental de la col·lecció d'imants s'aplicarà en un futur a dissenyar i muntar un ondulator sencer.

## 2.2 Hipòtesis inicials

Un dels principals motius que més desencoratgen a l'hora de plantejar models teòrics és que, a la pràctica, els errors de magnetització dels imants –inhomogeneïtats magnètiques– juguen un paper rellevant en la funcionalitat del dispositiu: l'error de fase, les integrals de camp nul·les o la reducció de les components multipolars depenen de les imperfeccions dels blocs.

Les desavinences entre els resultats teòrics i experimentals pel que fa a l'ordenació dels blocs tenen precisament l'origen en aquestes inhomogeneïtats.<sup>1,2</sup> Aquest és el motiu pel qual una part d'aquest treball s'ha centrat en la caracterització de les inhomogeneïtats magnètiques dels imants, proposant un nou model per tal d'entendre millor la signatura (la dependència transversal de les integrals de camp) tant de cada bloc individual –singlet– com de cada agrupament de blocs –triplets, en el nostre cas–, que serveixi com a eina per a reproduir i predir amb un alt grau de fidelitat els resultats de les mesures experimentals. Alhora també ha de servir per avaluar més acuradament l'efecte d'aquestes imperfeccions en els paràmetres de l'ondulador. En concret, la caracterització dels imants ha de permetre elaborar un model que pugui simular magnèticament tots els mòduls –singlets i triplets–, simular l'assemblatge entre mòduls, i calcular tots els paràmetres rellevants: integrals de camp, errors de fase, trajectòria del feix...

Per minimitzar l'efecte d'aquests errors o ajustar-los als valors desitjats, cal fer ús de tècniques d'optimització de l'ordenament. L'algorisme que permeti deduir l'ordenament dels blocs, tant dins de cada mòdul com la seva posició dins de l'estructura magnètica global, ha de ser el que resol problemes com el “problema del carter”, més conegut en el seu terme anglès: “*simulated annealing*”. En els capítols 6 i 9 s'explica com hem aplicat els algorismes existents per resoldre aquest tipus de problemes al nostre cas.

També caldrà desenvolupar instruments de mesura: fil fix tibant i banc d'efecte Hall, i caracteritzar la metodologia de mesura en cada cas.

En definitiva, descriurem en detall tot el procés que cal dur a terme per a fabricar un

---

<sup>1</sup>Tanaka T.; Kitamura H. (2000): “Effective initial sorting of undulator magnets”. Rev. Sci. Instrum. vol. 71, núm. 8, ps. 3010-3015. doi10.1063/1.1304878. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000RScI...71.3010T>

<sup>2</sup>Ximenes, R.; Dias, R. M. (2004): “Magnet sorting algorithm applied to the LNLS EPU”. Proceedings of EPAC, ps. 303-305. Lucerna

ondulador, des de la mesura mecànica i magnètica de cada bloc fins a la consecució del muntatge experimental.

## 2.3 Planificació dels experiments

Podem dividir la tesi en dues branques amb objectius ben diferenciats: una teòrica i una altra experimental. La primera part consisteix en un treball de simulació de la signatura dels imants o conjunt d'imants. En aquest punt l'eina principal de computació ha estat el paquet Radia<sup>3</sup>, desenvolupat a l'ESRF, que corre dins de l'aplicació Mathematica<sup>4</sup>, complementada amb l'ús de l'algorisme Simplex.<sup>5</sup> La segona part focalitza en el procediment de muntatge de l'ondulador, les mesures magnètiques i el posterior tractament de dades. Encara que tots els objectius –millora d'instrumentació, modelització teòrica, establiment d'una metodologia de muntatge– són diferents, hi ha una interacció entre ambdues parts que es posa de manifest alhora de controlar el procés de muntatge, ja que el model de simulació permet fer un seguiment de tot aquest procés de manera eficient.

La planificació de la seqüència a seguir tant en el treball de simulació com en les mesures experimentals s'ha estructurat seguint la filosofia de primer caracteritzar individualment els blocs i, a partir d'aquestes dades, definir l'assemblatge: posició i ordenació de cada element. L'esquema i ordre dels passos realitzats ha estat el següent:

- I. *Caracterització dels bancs i establiment de metodologies que minimitzin l'error de mesura.*
- II. *Caracterització dels blocs imantats.*
- III. *Establiment de l'algorisme d'agrupació dels blocs en paquets (mòduls).*
- IV. *Caracterització dels mòduls.*

---

<sup>3</sup>Chavanne J.; Chubar O.; Elleaume P. (1998): "A 3D Magnetostatics Computer Code for Insertion Devices", Journal of Synchrotron Radiation, vol. 5, núm. 3: ps. 481–484. doi:10.1107/S0909049597013502.

URL [http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Radia\\_download](http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Radia_download)

<sup>4</sup>Mathematica, Wolfram Research Incorporation. URL <http://www.wolfram.com>.

<sup>5</sup>Press, W. H.; *et al.* (1986): *Numerical recipes in C – The art of scientific computing*. Cambridge: Cambridge University Press, 2a ed., ps. 430–443.



V. *Comprensió dels resultats experimentals en la caracterització de blocs individuals i agrupacions de blocs.*

VI. *Desenvolupament de l'algorisme d'ordenació dels mòduls.*

VII. *Comparació experimental de la metodologia desenvolupada.*

Les mesures magnètiques s'han realitzat al laboratori de dispositius d'inserció del sincrotró Alba, el qual disposa de la instrumentació necessària per dur a terme mesures molt precises tant del camp magnètic local, com de les integrals de camp o de la magnetització. En el proper capítol es fa una descripció dels bancs de mesures i de les eines que s'han utilitzat per a aquest projecte.

El treball desenvolupat en aquesta tesi ha de permetre modelitzar internament els blocs magnetitzats i predir l'error de fase de cada muntatge i, en conseqüència, preveure anticipadament quina ordenació de mòduls minimitzarà alhora la integral de camp i l'error de fase òptica (de la que en parlarem al §9), tot reduint temps i cost de muntatge i ajust.



**Part III**

**INSTRUMENTACIÓ**



## BANCS DE MESURES MAGNÈTIQUES I METROLOGIA

*En aquest capítol es presenta tota la instrumentació utilitzada per a la caracterització dels blocs individuals, dels agrupaments d'imants (mòduls) i de la mesura final de l'ondulador. Explicarem el funcionament de totes les eines de mesura, bancs mecànics i dispositius electrònics, que s'han emprat per mesurar tant la magnetització i el camp local en les tres direccions de l'espai com les integrals de camp. Es descriu la metodologia aplicada en cada cas, avaluant les fonts d'error i posant èmfasi en les millores que s'han dut a terme per adaptar els bancs a la mesura de dispositius d'inserció.*



## Capítol 3

# BANCS DE MESURES MAGNÈTIQUES I METROLOGIA

### 3.1 Bobines Helmholtz

#### 3.1.1 Introducció

Aquest banc està pensat per mesurar la magnetització ( $\vec{M}$ ) de cada imant permanent individual. La magnetització o imantació d'un material està definida com la densitat de moments dipolars magnètics dins del material:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (3.1)$$

i està relacionada amb el camp  $\vec{H}$  i el camp d'inducció magnètic  $\vec{B}$  mitjançant la següent expressió:

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} + \vec{M}) \quad (3.2)$$

L'estructura d'aquest banc està formada per dues bobines circulars idèntiques separades una distància igual al seu radi  $R$ , tal com està esquematitzat en el dibuix de la figura 3.1,

amb les bobines paral·leles al pla XY i l'eix Z unint el seu centre.

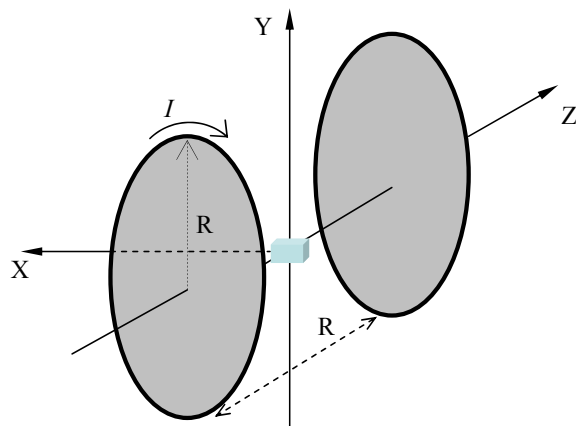


Figura 3.1: Esquema d'una bobina Helmholtz.



Figura 3.2: Sistema de bobines Helmholtz del sincrotró Alba.

Generalment, aquest dispositiu s'usa per generar un camp dèbil i extremadament uniforme al llarg del seu eix.<sup>1</sup> No obstant, aquest concepte pot ser usat en sentit invers, i fer ús de les bobines Helmholtz no per generar un flux de camp magnètic sinó com a fluxòmetre que, connectat a un voltímetre, permet mesurar cadascuna de les tres components del vector magnetització dels blocs imantats.

Anem a explicar com fem funcionar aquest banc de mesures per a aquest propòsit. Per mesurar una component en particular d'un bloc procedim de la següent manera: col·loquem el bloc en un suport especial situat al centre del sistema de referència de les bobines ( $x=y=z=0$ ), posicionant-lo de manera que la component a mesurar apunti a l'eix de les bobines. Tot seguit fem rotar el suport solidàriament amb el bloc  $180^\circ$  al voltant de l'eix vertical Y.

En girar manualment el bloc induïm un voltatge entre les bobines a causa del canvi de flux magnètic que les travessa:

$$v = -\frac{d}{dt}\phi = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (3.3)$$

<sup>1</sup>Trout S. R. (1988): "Use of Helmholtz coils for magnetic measurements". *IEEE Transactions on magnetics*, volum 24(4): ps.2018–2111. doi:10.1109/20.3411.



on  $v$  és la *f.e.m.*, la força electromotriu entre els terminals de les bobines, i  $\phi$  és el flux magnètic que travessa les bobines,  $\vec{B}$  és el camp a les bobines i  $\vec{A}$  l'àrea que encerclen.

El voltatge  $v$  és mesurat amb un voltímetre durant el temps d'integració predefinit. De l'expressió (3.3) i la simetria del muntatge, es dedueix que el voltatge integrat,  $\Phi$ , és igual al canvi de flux magnètic a l'interval d'integració  $T$ ,

$$\Phi = \int_0^T v dt = \phi(0) - \phi(T) \quad (3.4)$$

Com que la posició final de l'imant correspon a una rotació de  $180^\circ$  respecte la inicial,  $\phi(0) = -\phi(T)$  i, per tant,  $\Phi = 2\phi(0)$ .

Per relacionar la magnetització del bloc amb el voltatge integrat hem de resoldre la integral d'àrea del camp magnètic:

$$\phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (3.5)$$

Per fer-ho partim de l'expressió del camp magnètic d'un dipol, en tots els punts de l'espai, en coordenades esfèriques:<sup>2</sup>

$$\vec{B}(r, \theta, \phi) = \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} [2 \cos \theta \vec{u}_r + \sin \theta \vec{u}_\theta] \quad (3.6)$$

on  $r = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$  amb  $0 < \rho \leq R$  és la distància entre l'imant i un punt qualsevol de l'àrea de la bobina,  $\rho$  és la distància del punt considerat de la bobina al seu centre, i  $z$  la distància des del bloc fins al centre de la bobina.

Introduint el camp dipolar dins de (3.5), obtenim el flux magnètic que travessa les  $N$  espires de les dues bobines:

$$\phi = \mu_0 m N \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \quad (3.7)$$

Com en el nostre cas  $z = R/2$ , si considerem la component de la magnetització paral·lela a l'eix de les bobines,  $M_{\parallel}$ , podem reescriure l'expressió (3.7) com:

$$\phi = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 M_{\parallel} V N}{R} \quad (3.8)$$

---

<sup>2</sup>Lorrain Paul; Corson, Dale (1986): *Campos y ondas electromagnéticos*. quarta edició, p.339

i podem relacionar el voltatge integrat amb la magnetització del bloc (de fet, amb  $\mu_0 M_{\parallel}$  per obtenir unitats de camp):

$$\mu_0 M_{\parallel} = K \int_0^T v dt = 2\phi \quad (3.9)$$

La constant de proporcionalitat  $K$  s'anomena *constant de calibratge* de les bobines. En el nostre cas, amb un volum aproximat dels blocs de  $V = 4\text{cm}^3$ ,  $N = 1200$  i  $R = 0.3\text{m}$ , aquest factor pren un valor de 43.6732, és a dir, un senyal de  $\sim 1/43.6732 = 0.0229$  Vs és equivalent a 1 T.

Per a l'adquisició de dades hem fet servir un voltímetre model Keithley 2010. El temps total de mesura  $t_T$  és de 5 s, amb una finestra d'integració  $t_i$  de 20 ms i amb un temps mort  $t_m$  –interval de temps en el qual el voltímetre no adquireix dades– de 6 ms. Per tant, el nombre total d'adquisicions  $N$  és de 193 tal com resulta d'aplicar l'equació següent,

$$N = \frac{t_T}{(t_i + t_m)} + 1 \quad (3.10)$$

El voltímetre es pot configurar en tres escales diferents: 10, 100 i 1000 mV. En el nostre cas, l'hem configurat a 100 mV per poder mesurar en una escala de 0.01-1.1 T aproximadament que és el rang magnètic on es situen els blocs que mesurarem.

La figura 3.3 mostra la interfície gràfica<sup>3</sup> usada per adquirir les dades, en un exemple on s'ha incrementat el temps de mesura fins a 10 s per realitzar els primers tests de soroll de fons.

### 3.1.2 Fonts d'errors

La principal font d'error d'aquest banc de mesura té l'origen en la manca de paral·lelisme entre els eixos associats a les cares del propi bloc i els eixos del sistema de bobines. Aquests errors de posicionament sempre hi seran presents, i són tècnicament inevitables al nivell de precisió requerit. Per tal de compensar-los, procedim de la manera següent: girem el bloc  $180^\circ$  respecte la component de magnetització que volem mesurar –és a dir, respecte

---

<sup>3</sup>Becheri F. (2006): “Helmholtz coil - User Manual”. Document intern AAD-LAHelmID-A-0001, ALBA.

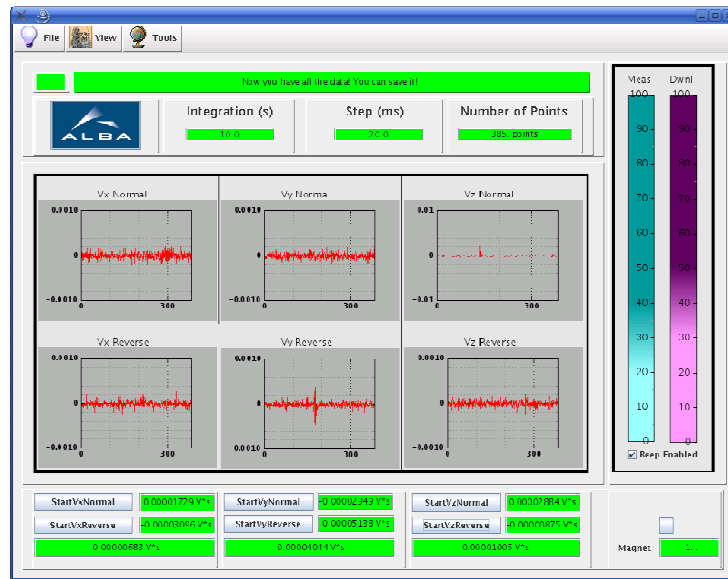


Figura 3.3: Aspecte de la interfície gràfica d'adquisició de dades. Els tres gràfics superiors corresponen a les mesures de  $V_x$ ,  $V_y$  i  $V_z$  respectivament. Les tres gràfiques inferiors corresponen a les mateixes components amb l'ímant girat  $180^\circ$  respecte l'eix de les bobines.

l'eix Z de les bobines– i repetim la mesura. El valor mig de les dues mesures ens donarà un valor proper a la magnetització mitjana real de cada bloc.

Per justificar el procediment emprat ens ajudem de la figura 3.4. Prenem com a exemple la mesura de la component longitudinal  $M_z$  que està desalineada un angle  $\theta$  respecte l'eix Z de les bobines. Per tant, el sistema està “veient” part de la component  $M_y$  alhora que deixa de “sentir” part de la contribució de la component a mesurar. Anomenem Nord i Sud a les dues posicions de mesura de les quals volem obtenir el valor mig.

Si anomenem  $M_{z,N}$  i  $M_{z,S}$  a les magnetitzacions mesurades en posició Nord i Sud respectivament, i tenint en compte que l'angle  $\theta$  és molt petit ( $\sin \theta \sim \theta$ ),

$$\begin{aligned} M_{z,N} &\approx M_z + \theta M_y \\ M_{z,S} &\approx M_z - \theta M_y \end{aligned} \quad (3.11)$$

i, consegüentment,

$$M_z \approx \frac{M_{z,N} + M_{z,S}}{2} \quad (3.12)$$

En definitiva, per a cada bloc hem de mesurar 6 cops: dos cops per cadascuna de les tres

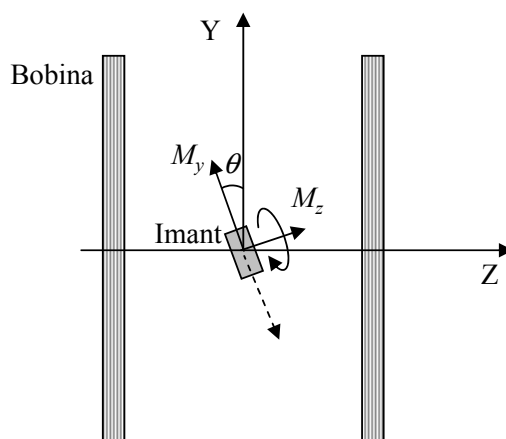


Figura 3.4: *Error en el posicionament dels blocs.*

components de la magnetització i, per tant, canviem 6 vegades la posició del bloc respecte les bobines. Tal i com s'ha esmentat al capítol 1, els blocs estan imantats bàsicament en una direcció, anomenada eix principal. Les mesures d'aquesta component principal solen ser precises i les discrepàncies amb mesures realitzades en diferents períodes de temps es poden interpretar bàsicament en termes de canvi de temperatura.

Però el cas de les components minoritàries és bastant més crític, ja que s'ha de procurar que la component principal romangui paral·lela a l'eix Y durant tot el procés de mesura, si no el resultat de combinar els valors obtinguts en les dues posicions es veuria afectat per una aportació significativa de la component principal sobre el valor de les components minoritàries.

Les imperfeccions geomètriques de la peça suport així com de les dimensions físiques dels imants contribueixen a la propagació d'errors associats a un posicionament incorrecte dels blocs. Tenint en compte que les mesures es fan a mà, els errors mecànics són pràcticament inevitables. S'ha posat especial èmfasi en establir el banc a nivell mecànic, de manera que no es produeixin vibracions durant la mesura –especialment en parar– ja que el bloqueig de la peça suport just al final del moviment pot induir un petit pic de tensió en l'adquisició de dades.

D'altres fonts d'error provenen de les connexions elèctriques. Les bobines Helmholtz actuen d'antenes i per elles es pot introduir soroll elèctric. El voltímetre i el cablejat també han de permetre que el soroll sigui de pocs  $\mu\text{Vs}$  per satisfer les toleràncies requerides. En

aquest sentit, la caracterització del banc va permetre determinar el nivell de soroll usant cables entrelaçats i usant cables no entrelaçats, amb uns errors de  $0.6 \mu\text{Vs}$  ( $3 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ ) i  $2.5 \mu\text{Vs}$  ( $1.1 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ ), respectivament.

La configuració del voltímetre també pot tenir un efecte sobre l'adquisició de dades, per aquest motiu es van comparar mesures amb diferents temps d'integració, tots ells múltiples de la freqüència de línia (50 Hz) per filtrar aquesta font de soroll. En aquest cas es van adquirir dades de la component majoritària, d'una minoritària, i es van prendre mesures sense moviment de la peça suport del bloc magnètic. Per disposar d'una bona estadística cada mesura es va repetir 24 vegades. Els resultats van determinar l'elecció de 20 ms esmentada anteriorment.

La component majoritària i una de les minoritàries –definides com la component principal de magnetització dels blocs i una de les components perpendiculars, respectivament–, es mostren a la taula 3.1<sup>4</sup>, on també s'inclouen les desviacions estàndards de les mesures amb i sense imant, i amb i sense moviment,

**Valor mig del voltatge integrat i la desviació estàndard associada**

Mesura amb moviment sense imant	Mesura sense moviment amb imant	Component minoritària	Component majoritària
$4 \pm 7$	$2 \pm 9$	$-297 \pm 8$	$-26330 \pm 14$

Taula 3.1: *Resultats finals de la caracterització de les bobines Helmholtz. El temps de mostreig és de 20 ms. Tots els valors del voltatge integrat vénen donats en  $\mu\text{Vs}$ .*

D'altra banda, s'ha fet un esforç especial en realitzar el conjunt de mesures en un ambient magnètic constant i controlat. En presència d'elements ferromagnètics a prop de les bobines –i especialment, els que estan a poca distància de l'eix– el camp de fons no és negligible i pot pertorbar enormement el flux magnètic. En aquest sentit, s'ha caracteritzat el fons abans de la mesura dels blocs per assegurar que no juga cap paper en els resultats. Per tal que aquest senyal de fons sigui petit s'ha aïllat el sistema de bobines de qualsevol font de camp en la mesura del possible, i s'ha orientat de manera que el soroll fos mínim. Els experiments realitzats dins de la posada a punt del banc revelen que el voltímetre no és afectat pel bloc magnètic durant el procés d'adquisició de dades.

<sup>4</sup>Martí Z. (2007): “Alba Helmholtz coils commissioning”, Document intern ACD-LAHelmID-A-0003, ALBA.

La temperatura del laboratori<sup>5</sup>, on es van caracteritzar els blocs, no estava controlada però sí se'n va fer una lectura mitjançant un termòmetre convencional. Aquesta temperatura es va tenir en compte alhora de processar les dades i convertir-les de *f.e.m* integrada a magnetització, ja que aquest procés requereix normalitzar el conjunt de mesures a la temperatura desitjada.

En el nostre cas, la temperatura de referència escollida és de 22°C per tal de reproduir al més fidelment possible les mesures del proveïdor, Neorem.<sup>6</sup>

---

<sup>5</sup>Laboratori de Llum de Sincrotró de la UAB

<sup>6</sup><http://www.neorem.fi/>

## 3.2 Fil fix tibant

### 3.2.1 Introducció

Aquest sistema està pensat per mesurar la primera integral de camp:

$$I_y = \int_{-\infty}^{\infty} B_y(z) dz \quad (3.13)$$

de mòduls d'1 o més imants.

Consisteix en una taula lineal mòbil que pot transportar fins a 4 mòduls alhora al llarg del seu eix de moviment (eix X).

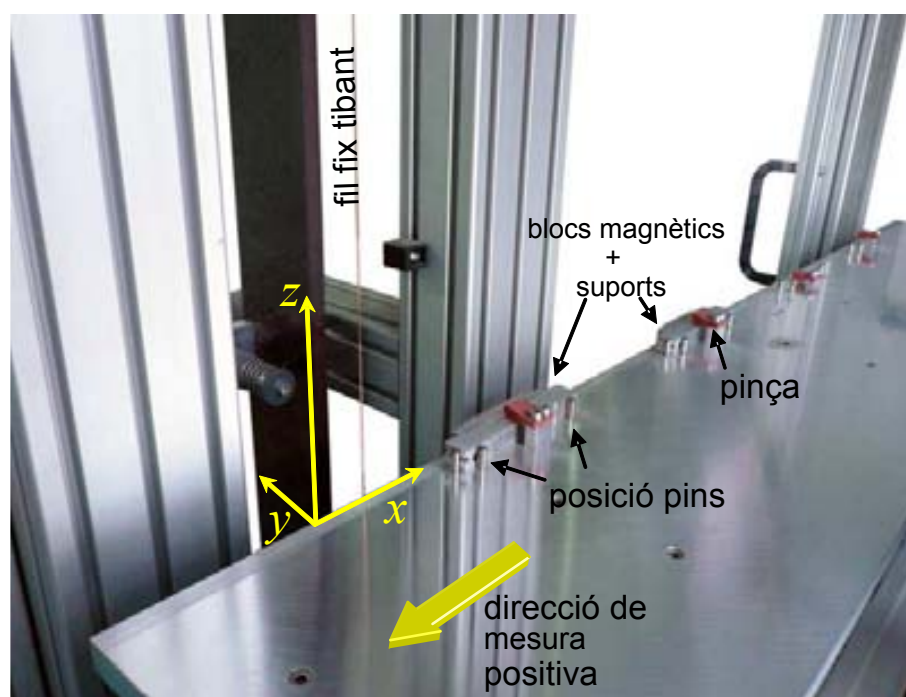


Figura 3.5: *Fil fix tibant al sincrotró Alba.*

La part principal del *fil fix tibant* és, de fet, una bobina de  $N$  voltes paral·lela al pla  $YZ$  tal com mostra la figura 3.5.

En aquest punt cal fer un petit aclariment. Tot i que la *f.e.m* s'indueix a la totalitat de l'àrea definida per la bobina, el que passa és que, per la geometria del sistema, el canvi de flux es pot expressar únicament en termes del valor del camp magnètic al llarg de l'aresta considerada. Així, encara que parlem constantment d'una bobina amb un cert nombre de voltes, el nom del banc fa referència a que la força electromotriu s'indueix principalment a l'aresta més propera als blocs magnètics.

D'altra banda, la posició vertical del fil –de fet, es tracta de N fils però d'aquí en endavant usarem *fil*, en singular, per referir-nos al conjunt de fils que formen la bobina– es va escollir per tal d'evitar introduir errors en la mesura a causa del bombament per gravetat. Això representa una millora respecte d'altres bancs existents al món on el fil roman en posició horitzontal.

El funcionament d'aquest banc de mesures està basat en el principi d'inducció de Faraday. Per il·lustrar com opera ens ajudem de la figura 3.6, on el principi de funcionament és representat des del sistema de referència d'un bloc imantat. Aquest imant està molt més a prop de l'aresta de la bobina que fa d'antena que de l'aresta oposada (el retorn de la bobina), que queda prou lluny del bloc per negligir-ne qualsevol canvi en el flux magnètic (efectes d'inducció) a través d'ell. Per tant, els efectes d'inducció només s'han de tenir en compte al llarg de la longitud  $L$  de l'aresta més propera al bloc.

Per tal de quantificar això que acabem de dir, si considerem que la superfície del bloc està a una distància  $D \approx 1.2$  m de l'aresta oposada, i a uns  $d \approx 5$  mm del fil inductiu, veiem que  $B_y(x, y + d, z) \gg B_y(x, y + D, z)$  i això implica que  $I_y(x, y + d) \gg I_y(x, y + D)$ . Quant més gran? Doncs si tenim en compte l'expressió (1.4) del capítol 1, que ens dóna el camp màxim a l'eix d'un ondulador PPM, aplicat a un  $\lambda = 21$  mm, obtenim una atenuació del

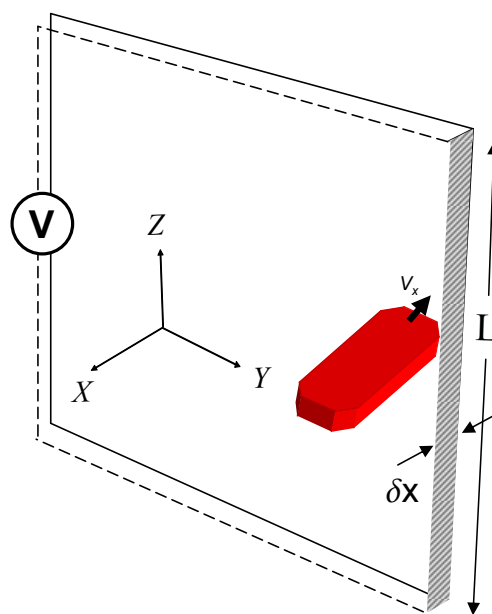


Figura 3.6: Principi de funcionament del fil fix tibant vist des del sistema de referència de l'imant.



camp en un factor:

$$\frac{B_y(x, y + d, z)}{B_y(x, y + D, z)} \approx \frac{1.72 \cdot B_r e^{-2\pi d/\lambda_0}}{1.72 \cdot B_r e^{-2\pi D/\lambda_0}} = \frac{e^{-2\pi d/\lambda_0}}{e^{-2\pi D/\lambda_0}} \approx 10^{155} \quad (3.14)$$

on aquí  $d = g/2$  és la distància de la superfície del bloc a la coordenada “ $y$ ” on és vol calcular el camp  $B_y$ .

Si el bloc es desplaça una distància  $\delta x$ , des del seu punt de vista és com si el fil s’hagués desplaçat una distància  $-\delta x$ , provocant un canvi de flux magnètic a través de l’àrea escombrada  $L \cdot \delta x$  de la figura 3.6. Aquesta variació del flux es pot expressar com,<sup>7</sup>

$$\delta\Phi = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{x+\delta x/2}^{x-\delta x/2} B_y(x', y, z) dx dz \approx -\delta x \int_{-L/2}^{L/2} B_y(x, y, z) dz \approx -\delta x I_y(x, y) \quad (3.15)$$

on  $I_y(x, y)$  és la primera integral vertical de camp al llarg de la component “ $y$ ” a la posició transversal  $(x, y)$ .

La conversió d’unitats de voltatge a unitats d’integral de camp ve donada per la següent expressió:<sup>8</sup>

$$I_y(x) [\mu T \cdot m] = 10^9 \frac{V}{N \cdot v} \quad (3.16)$$

on  $V$  és el voltatge en volts,  $N$  és el nombre de voltes de la bobina i  $v$  és la velocitat del banc en mm/s. En el nostre cas,  $N = 10$  i  $v = 35$  mm/s.

La component horitzontal de la integral de camp està relacionada amb la component vertical mitjançant l’expressió:<sup>9</sup>

$$I_x(x) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_y(x')}{(x' - x)} dx' \quad (3.17)$$

<sup>7</sup>Marcos, J. (2005): “Specifications to build a Fixed Stretched Wire Bench”, Document intern AAD-LAIDFSWB-ER-0001, ALBA, p.24.

<sup>8</sup>Es deixa la deducció detallada de la traducció de voltatge integrat a integral de camp per a la secció 3.3.1, pàgina 96, dedicada al banc fil basculant.

<sup>9</sup>Onuki, H; Elleaume, P. (2003): *Undulators, wigglers and their applications*. Taylor & Francis, p. 185.

### 3.2.2 Fonts d'error

Aplicant un raonament semblant a l'utilitzat en el cas de les bobines Helmholtz, veiem que la principal font d'error és la manca de paral·lelisme entre els eixos normals a les cares dels blocs i l'eix definit pel fil fix. Per minimitzar aquest problema actuem com en el cas de la secció anterior: girem els mòduls  $180^\circ$  respecte la component que hem mesurat, que en tots els casos és la component vertical,  $I_y(x)$ . Després prenem el valor mig de les mesures realitzades tant en posició Nord com en la posició Sud, seguint l'analogia amb les bobines Helmholtz. Aquest procediment es detalla a la secció §3.2.4, dedicada a l'anàlisi dels resultats obtinguts amb aquest dispositiu.

La manca de paral·lelisme perfecte que acabem d'esmentar l'hem associat a la geometria de les cares dels imants respecte la posició del fil, és a dir, que els imants no són paral·lelepípedes perfectes. Però també pot ser conseqüència de dos efectes: d'una trajectòria no rectilínia de la taula del banc o que la pròpia taula lineal no sigui plana. Així, havent-hi la possibilitat que la trajectòria provoqués canvis en la direcció on apunten els eixos normals a les cares dels blocs es va procedir a testejar aquesta hipòtesi.

Amb l'ajuda d'un *làser de seguiment* com el de la figura 3.7 es va avaluar la planarietat i el moviment de la taula lineal del banc al llarg de tota la seva trajectòria, 1300 mm aproximadament. El resultat de la planarietat es mostra a la figura 3.8.

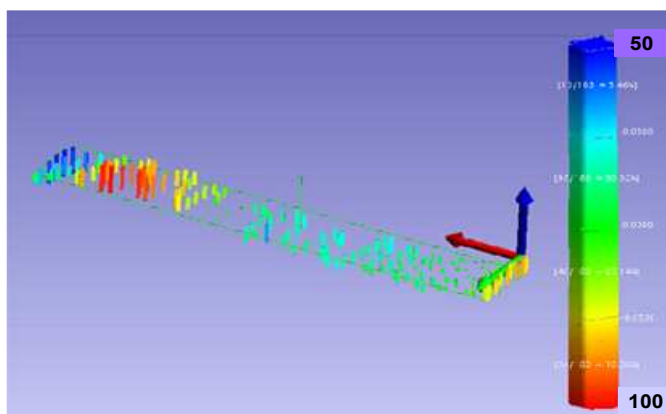
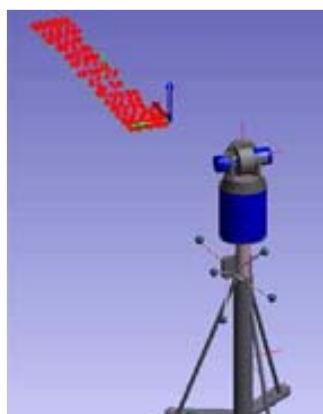


Figura 3.7: Làser de seguiment (*FARO*, model *Xi V2*) juntament amb la sèrie de punts que defineixen la taula lineal.

Figura 3.8: Mapa de barres mostrant el nivell de planària de la taula lineal. La desviació màxima és de  $95 \mu\text{m}$ .

Els errors associats a la taula lineal són, en el pitjor dels casos, menors de  $95 \mu\text{m}$  mentre que la manca de linealitat del moviment és menor de  $50 \mu\text{m}$ . És difícil estimar l'error associat a aquestes desplaçaments en termes d'integral de camp, ja que part de l'error comès queda compensat en amitjanar les mesures d'anada i tornada. A més, cal tenir present que les desviacions mecàniques en tot el rang de mesura de cada bloc (250 mm) són molt més petites que les mesurades en el conjunt de la taula lineal.

La figura 3.9 mostra la desviació de la trajectòria del banc respecte una línia recta.

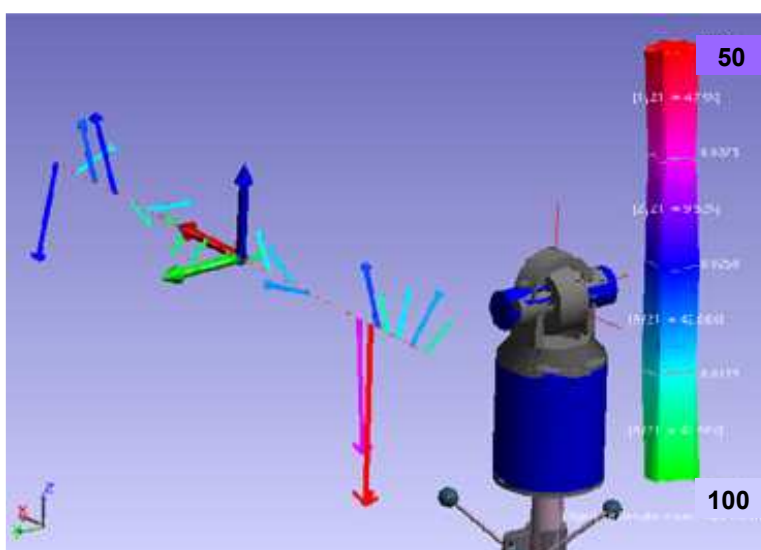


Figura 3.9: *Diagrama vectorial indicant la trajectòria de la taula lineal al llarg de l'eix X.*

Aquests resultats indiquen que hi podria haver una certa dependència del voltatge induït respecte de les imperfeccions del banc. Una altra qüestió que també ens varem plantejar és si la imantació dels pins que fixen la posició dels capçals (vegeu figura 3.5) podia afectar la qualitat de les mesures. Inicialment, els pins no estan magnetitzats però, en apropar els imants, aquests imanten el material ferromagnètic del qual estan fets –acer F-114– i, per tant, els pins poden induir un cert voltatge en el fil.

Els resultats d'ambdós estudis es presenten al §3.2.4 i demostren, un cop fetes totes les comprovacions, que el banc és adient per realitzar les mesures que volem dur a terme.

### 3.2.3 Paràmetres de la mesura

L'escenari on es van dur a terme les mesures de la integral de camp de cada mòdul va ser el laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba. La temperatura del laboratori està controlada a través d'un PID i oscil·la al voltant de  $22.5 \pm 0.5$  °C. Segons els paràmetres tèrmics de la taula 1.1, aquest control és suficient per a que les variacions en temperatura no juguin un paper rellevant.

El rang de mesura per a cada mòdul és de  $\sim 250$  mm,  $\pm 125$  mm respecte el centre del bloc, amb una adquisició de dades cada 2.45 mm. El temps d'integració  $t_i$  del voltímetre és de 60 ms, i el seu temps mort  $t_m$  de 10 ms. La velocitat de mesura òptima és de 40 mm/s,<sup>10</sup> però en el nostre cas només podem assolir 35 mm/s, a causa de limitacions intrínseques del conjunt format pel motor, el reductor i la controladora del motor (Icepap).<sup>11</sup>

Usant l'equació (3.10) amb aquests valors obtenim un nombre d'adquisicions per mòdul de 104 punts. Tant el voltímetre, model Keithley 2000, com la resta de dispositius electrònics del banc es deixen estabilitzar durant un mínim d'1h per garantir una bona repetibilitat de les mesures.

El posicionament de cada mòdul a la taula lineal queda definit per un sistema de pins d'acer inoxidable els quals garanteixen que la distància entre mòduls veïns romangui a 300 mm de centre a centre, amb un error menor de 5  $\mu$ m. Aquests pins no exerceixen cap influència apreciable sobre les mesures magnètiques, tal com demostrarem al §3.2.4.

Una petita peça no metàl·lica pessiga els imants per la part superior per garantir que no es moguin durant el moviment del banc. La part més externa de la taula lineal està rebaixada (vegeu figura 3.10) per tal que només els suports on estan muntats els blocs magnètics reposin sobre la taula mentre que els imants queden a l'aire, de manera que la seves cares laterals, que sobresurten lleugerament del suport, romanguin paral·leles a la taula i el mòdul no quedi inclinat cap amunt.

Abans de col·locar els quatre mòduls –singlets o triplets– sobre la taula lineal caracteritzem el senyal de fons. Aquest senyal se sostrau del senyal generat en la mesura dels blocs magnètics. El procés de mesura, tant del soroll de fons com dels blocs, consisteix en

---

<sup>10</sup>Marcos J, Campmany J., (2006): *The study of errors of ALBA fixed stretched wire bench*. Proceedings of EPAC, volum C060626: ps. 3601-3603. Edinburgh.

<sup>11</sup><http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/TBS/ISG/icepap>



Figura 3.10: *Imatge de la taula lineal al llarg de l'eix X, on es pot apreciar el rebaix a la part exterior.*

realitzar 20 desplaçaments, 10 en un sentit i 10 en sentit contrari i amitjanar el valor de les 20 mesures i calcular la seva desviació estàndard.

D'aquesta manera avaluem tant la **component vertical** com la **component horitzontal** de la integral de camp a partir de l'expressió (3.18),

$$I_{y,x}(x) = \frac{I_{y,x}^{\rightarrow}(x) + I_{y,x}^{\leftarrow}(x)}{2} \quad (3.18)$$

on els superíndexs “ $\rightarrow$ ” i “ $\leftarrow$ ” corresponen a les direccions endavant i endarrere del banc, respectivament.

A la taula<sup>12</sup> 3.2 presentem un resum de les característiques teòriques del *fil fix tibant*.

---

<sup>12</sup>Marcos, Jordi (2005): “Specifications to build a Fixed Stretched Wire Bench”, Document intern AAD-LAIDFSWB-ER-0001, ALBA.

<b>Paràmetres del sistema</b>	
Nombre de voltes	10
Longitud del fil fix (m)	1.2
Longitud antena de la bobina (m)	1
Longitud taula lineal (m)	1.5
Recorregut taula lineal (m)	1.3
Sensibilitat ( $\mu\text{V}/\mu\text{T}\cdot\text{m}$ )	0.7
Error intrínsec ( $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ) (mesura+soroll electrònic)	0.4
<b>Toleràncies</b>	
<b>Alineament del fil fix tibant</b>	
$\alpha$ (“capcineig”)	$<0.01^\circ \simeq 0.2$ mrad
$\beta$ (“viratge”)	$<0.01^\circ \simeq 0.2$ mrad
<b>Alineament dels blocs</b>	
“capcineig”	$<0.01^\circ \simeq 0.2$ mrad
“balanceig”	$<0.2^\circ \simeq 3.5$ mrad
“viratge”	$<0.01^\circ \simeq 0.2$ mrad
<b>Distància mesurada</b>	
$\sigma_y$ (mm)	$<0.1$
Paralel·lisme taula lineal/eix moviment	$<0.1$ mrad

Taula 3.2: *Paràmetres teòrics del banc fil fix tibant.*

### 3.2.4 Caracterització del banc

En els apartats anteriors hem descrit l’arquitectura i funcionament del banc de mesures *fil fix tibant*, fent una petita introducció al procés d’adquisició de dades. En aquest capítol ens centrarem en la caracterització detallada del banc: resultats de la integral de camp dels mòduls en funció de la seva posició sobre la taula lineal, influència dels pins metàl·lics i repetibilitat de les mesures.

Tal i com hem explicar, amb el làser de seguiment es va constatar que el moviment de la taula diferia lleugerament de la trajectòria lineal, amb oscil·lacions verticals al voltant de  $50\mu\text{m}$  en el pitjor dels casos. Per altra banda, vam mesurar una desviació màxima en la planarietat de la taula de  $\approx 95\mu\text{m}$ . Aquests resultats ens van convèncer de la necessitat d’un estudi sobre la dependència de les mesures respecte la posició dels blocs sobre la taula lineal. Aquest estudi va servir per determinar la metodologia de mesura de les integrals de camp dels mòduls –descrita a la pàgina 72–, basada en amitjanar les mesures

en dues orientacions del camp: *Nord* i *Sud*. Aquest procés està esquematitzat a la figura 3.11: primer mesurem en posició Nord, girem el bloc  $180^\circ$  respecte l'eix Y, i mesurem en posició Sud.

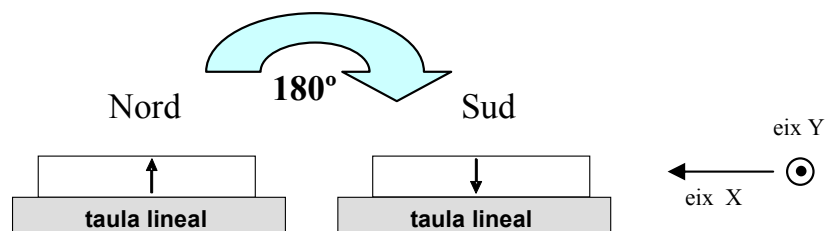


Figura 3.11: Configuracions magnètiques per mesurar les integrals de camp en les dues orientacions possibles.

Al llarg d'aquesta secció justificarem aquest procediment amb dades experimentals i deixarem per al §7 l'avaluació dels resultats, que han de servir, al final, per certificar si el preordenament dels blocs és un pas necessari o bé prescindible en la construcció d'un ondulator sencer.

### Precisió del banc

Amb l'objectiu d'estudiar la precisió del banc es van dur a terme un conjunt de tests per mesurar la repetibilitat del banc i comparar les integrals de camp obtingudes per a un grup concret de mòduls (corresponents als quatre primers triplets de la taula 6.1, cap. §6.1, pàgina 163). Les mesures realitzades amb aquests triplets, a diferents posicions de la taula lineal, ens van servir per caracteritzar el banc *fil fix tibant*.

velocitat	35 mm/s
temps d'integració	60 ms
temps mort	10 ms
distància entre imants	300 mm
distància mesurada	250 mm
nombre de mesures	20 (10 anades + 10 tornades)

Taula 3.3: Configuració estàndard del *fil fix tibant*.

Per a la configuració del banc es van usar els paràmetres de la taula 3.3 per a tots els tests que descriurem. Aquests paràmetres del moviment impliquen un mostreig de 104

punts per bloc amb una distància entre punts de 2.45 mm. La velocitat esmentada és la màxima a què pot moure's el banc, i és la velocitat que minimitza la relació senyal/soroll. Totes les mesures es van fer dins d'un rang de temperatura de  $23.2 \pm 0.5^\circ\text{C}$ .

A la taula lineal hi ha quatre posicions fixes per mesurar mòduls, d'ara en endavant ens referirem a elles com a *posicio1*, *posicio2*, *posicio3* i *posicio4*, en ordre creixent de la coordenada "x". La distància nominal entre posicions consecutives és de 300 mm, que correspon a la distància entre els centres de dos blocs consecutius.

Per poder dur a terme l'anàlisi de les mesures, hem de comparar els resultats d'ambdues orientacions magnètiques: Nord i Sud. I per poder fer això, és estrictament necessari trobar primer la coordenada de simetria  $x_p$  on s'ha d'aplicar una reflexió dels valors de  $I_y^{Sud}(x - x_p) \rightarrow I_y^{Sud}(-x + x_p)$ , per poder fer la mitjana amb les integrals  $I_y^{Nord} \forall x$ . Dit d'una altra manera, hem de "donar la volta" a les dades obtingudes en orientació Sud. Aquest punt de gir està determinat per l'amplada del capçal, que té un valor de 133 mm, i de la posició dels pins.

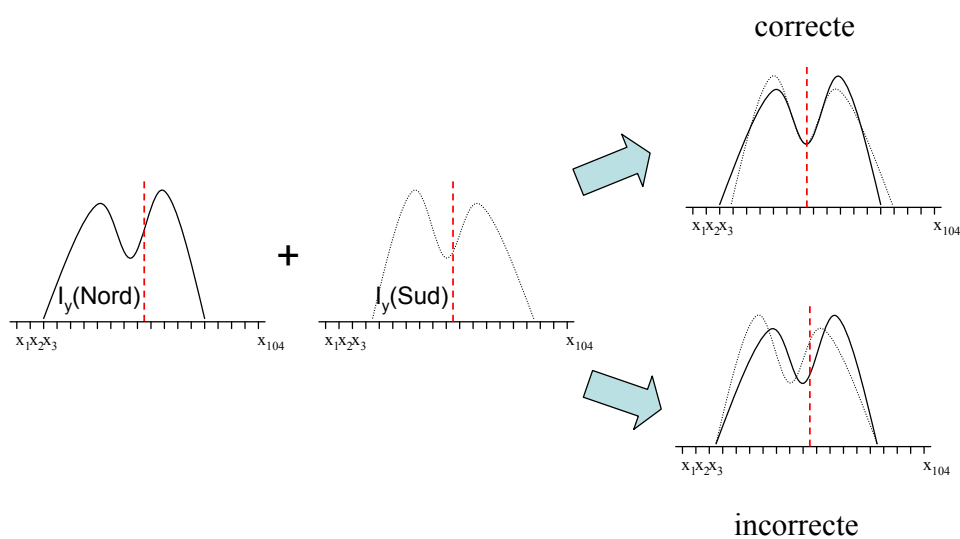


Figura 3.12: Esquema de la reflexió de les integrals verticals de camp  $I_y^{Sud}$ . A la figura inferior dreta la reflexió es realitza respecte el punt mig de les coordenades, i donarà com a resultat una mitjana incorrecta. A la figura superior, el punt de gir s'ha determinat matemàticament per tal de minimitzar l'error comès en amitjaran les integrals.

Com que la mesura és discreta, punt a punt, el punt mig que busquem no coincideix exactament amb cap de les posicions mesurades, de manera que el primer pas és interpolar les mesures per poder realitzar una correcta reflexió de les dades, vegeu figura 3.12.



### ■ *Determinació del punt de simetria*

Per poder determinar el punt de simetria hem de realitzar mesures molt precises en les quals els errors angulars –que causen una “lectura” de components magnètiques no desitjades– han d’intervenir el mínim possible. Per aquest motiu és convenient mesurar una component majoritària, i per aquest motiu muntem un imant–V (imant amb la component principal de la magnetització apuntant en la direcció vertical “y”) en un capçal per a singlets.

L’elecció d’aquest tipus de bloc es justifica, com hem dit, pel fet que es mesura la integral de la component majoritària del camp magnètic. Això implica que els resultats seran poc susceptibles als errors angulars que es puguin introduir en el posicionament del bloc sobre la taula lineal, ja que la projecció de les components minoritàries sobre la majoritària, idealment paral·lela a l’eix d’inducció Z –vegeu figura 3.5–, té un efecte menyspreable pels desalineaments amb què treballarem.

El senyal generat per aquest element es mostra a la figura 3.13, on es pot apreciar l’alt grau de simetria magnètica axial que presenta el bloc.

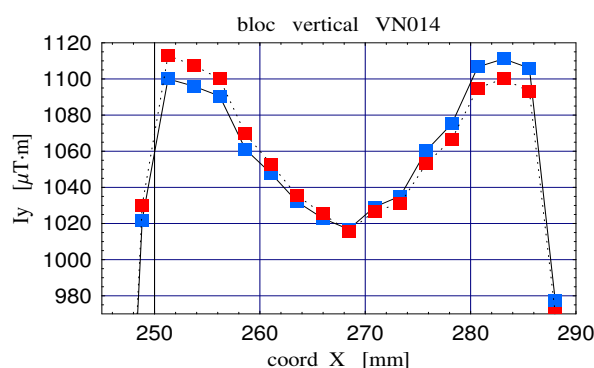


Figura 3.13: *Integral vertical de camp del bloc-prova mesurat en configuració Nord, en blau, i en configuració Sud (ja invertida), en vermell.*

Els resultats obtinguts amb aquest bloc serviran per poder realitzar posteriorment la major part de l’estudi estadístic dels mòduls, ja que allò que ens interessa avaluar és la precisió del banc sobre els elements que formaran l’ondulador: singlets i triplets. En particular, el nostre objectiu és determinar les característiques del banc associades a la mesura de components minoritàries.

Els mòduls, com veurem més endavant, tenen una integral de camp que cau dins d'un rang de valors estret:  $\pm 40 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . En el cas del bloc vertical tenim més de  $1000 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , 25 vegades més gran, encara que la desviació estàndard d'aquest bloc és més petita en termes relatius.

El bloc-prova es va mesurar tres cops en cadascuna de les quatre posicions possibles. A fi de compensar o amitjar el conjunt de paràmetres que defineixen les condicions locals: soroll electrònic, canvis de temperatura, etc., es va escollir la següent seqüència de mesures,

- 1er) Camp ambient.
- 2on) imant-V@posició1<sub>Nord</sub>  
imant-V@posició1<sub>Sud</sub>
- 3er) Camp ambient.
- 4t) imant-V@posició2<sub>Nord</sub>  
imant-V@posició2<sub>Sud</sub>
- 5è) imant-V@posició3<sub>Nord</sub>  
imant-V@posició3<sub>Sud</sub>
- 6è) imant-V@posició4<sub>Nord</sub>  
imant-V@posició4<sub>Sud</sub>

i així fins a repetir aquesta seqüència tres cops. El camp ambient només va ser mesurat dues vegades perquè, en tractar-se d'un imant vertical, la diferència entre diversos camps ambient és un factor  $10^{-4}$  la signatura del bloc. La mitjana d'aquests camps ambient, que en valor absolut assoleix valors de la integral de camp de  $6-8 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , s'ha sostret del senyal dels blocs.

El criteri que hem seguit per trobar  $x_p$  en cadascuna de les 4 posicions relatives de la taula lineal ha estat escollir la coordenada  $x = x_p$  que minimitzi  $\delta I_y(x)_{N-S}$ , és a dir, el valor residual entre les integrals mesurades en les dues orientacions de camp. A continuació detallem el procés matemàtic.

Interpolem les dades discretes  $I_y(x)_N$ ,  $I_y(x)_S$ , per obtenir-ne les funcions  $f(x)_N$  i  $g(x)_S$ , respectivament. Construïm una taula de valors espaiats cada  $10\mu\text{m}$  a partir d'aquestes funcions:  $I_y^*(x)_N$ ,  $I_y^*(x)_S$  i, en el cas de  $I_y^*(x)_S$ , invertim les coordenades en funció de la variable  $x_p$ :

$$x^{\leftrightarrow} = 2x_p - x, \quad I_y^*(x)_S \implies I_y^*(x^{\leftrightarrow})_S$$

on  $x_p > 0$ , és el paràmetre que hem de trobar. La discretització de  $10\mu\text{m}$  és suficientment fina com per negligir-ne l'error ja que a aquest nivell l'error de mesura domina sobre l'error matemàtic.

Calculem,

$$\begin{aligned} I_y^*(x_p)_{N-S} &= I_y^* \text{Nord} - I_y^* \text{Sud} \\ &= I_y^*(x)_N - I_y^*(x^{\leftrightarrow})_S \end{aligned} \quad (3.19)$$

cada  $10\mu\text{m}$ , i busquem el valor de  $x_p$  que minimitzi la desviació estàndard d'aquesta diferència. Ara es tracta d'un procés d'optimització, però amb un únic paràmetre. L'algorisme que hem utilitzat en aquest cas és l'*algorisme Simplex*<sup>13</sup>, un algorisme molt popular aplicat en una gran varietat de problemes de programació lineal.

Un cop obtinguda la solució òptima, calculem  $I_y^*(x)_{N-S} = I_y^* \text{Nord} - I_y^* \text{Sud}$  cada  $2.45 \text{ mm}$  – com l'espaiat de les dades originals – i la seva desviació estàndard. La figura 3.14 mostra la diferència entre mesurar en orientació Nord i Sud en la posició de referència *posició1*.

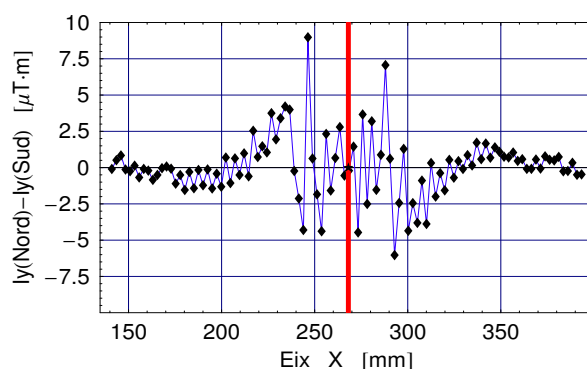


Figura 3.14: Diferència entre  $I_y^{\text{Nord}}$  i  $I_y^{\text{Sud}}$  en una de les tres mesures realitzades amb el bloc vertical en la *posició1* de la taula lineal. En vermell identifiquem el punt on s'han invertit les coordenades de  $I_y^{\text{Sud}}$ .

Obtenir la coordenada del punt de gir  $x_p$  en les 4 posicions de la taula és una mesura indirecta de la distància entre posicions consecutives. Agafant com a referència la *posició1* s'ha avaluat la distància de les altres tres de la manera següent,

$$x_p @ \text{posició}(j+1) - x_p @ \text{posició}(j) \quad \text{per a } j = 1, 2, 3 \quad (3.20)$$

<sup>13</sup>Press, W. H.; *et al.* (1986): *Numerical recipes in C – The art of scientific computing*. Cambridge: Cambridge University Press, 2a ed., ps. 408–412.

Els valors mitjans de la taula 3.15 ens donen les posicions del centre del capçal a cada posició de referència en termes de l'eix X del banc de mesura. Aquesta és la dada important. Un cop determinat el punt de simetria, l'aplicarem en totes les mesures futures, siguin singlets o triplets, ja que les dimensions horitzontals del capçal són sempre les mateixes:  $133 \pm 0.05$  mm. La figura 3.16 mostra els resultats incloent-hi les barres d'error, calculats a partir de la taula adjacent.

	$x_p$ [mm]	$\delta I_y(x)_{ave}$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]
posició1	268.123	1.93
	268.112	1.87
	268.106	1.81
posició2	568.089	1.76
	568.089	1.68
	568.088	1.76
posició3	868.094	1.45
	868.087	1.55
	868.091	1.45
posició4	1168.135	2.92
	1168.130	2.80
	1168.135	1.68

Figura 3.15: Resultats del test de repetibilitat.  $x_p$  correspon a la posició del punt de simetria, i  $\delta I_y(x)_{ave}$  és la desviació estàndard entre les mesures Nord i Sud.

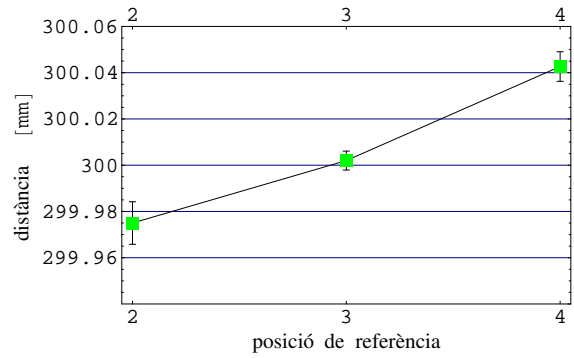


Figura 3.16: Distància entre posicions relatives.

La distància entre posicions consecutives augmenta 30–40  $\mu\text{m}$  al llarg de la taula lineal. Això és degut a defectes de maquinació dels forats on van ancorats els pins que defineixen la posició dels capçals. La tolerància de fàbrica eren  $\pm 50$   $\mu\text{m}$ , i s'acompleixen. No és atribuïble a un angle entre la taula i l'eix X, ja que la distància romandria constant per raons trigonomètriques.

Els tests dissenyats per als triplets han servit per acabar de caracteritzar el banc de fil fix tibant a través dels següents paràmetres,

- I. Repetibilitat de les mesures dels mòduls (*triplets*) en una de les dues orientacions de camp.
- II. Avaluar la diferència  $I_y^{Nord} - I_y^{Sud}$ .

III. Repetibilitat de les mesures dels mòduls fent la mitjana de les dues orientacions de camp.

Com hem comentat anteriorment, s'han escollit quatre triplets a l'atzar que anomenarem T1, T2, T3 i T4, respectivament. El senyal generat per aquests elements (la integral de camp o signatura de cada mòdul) es mostra a la figura 3.17.

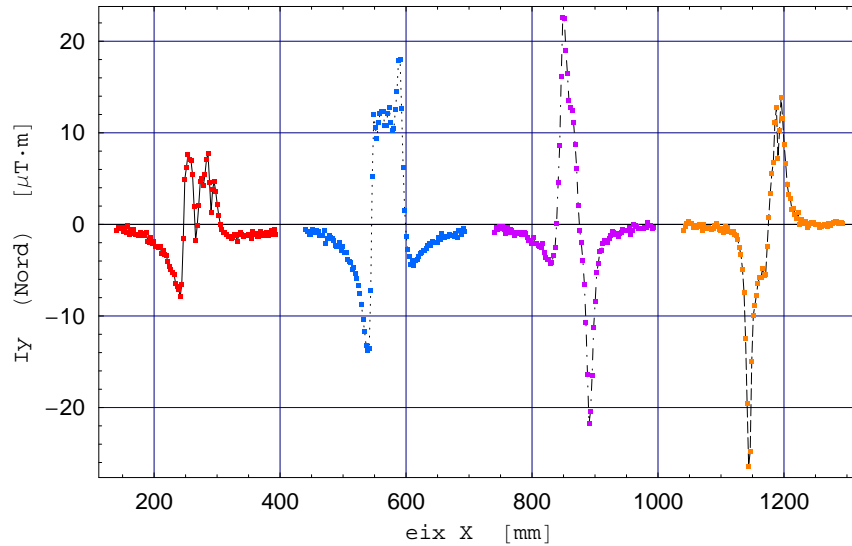


Figura 3.17: Signatura dels quatre triplets analitzats. D'esquerra a dreta: T1, T2, T3 i T4.

Per realitzar l'anàlisi estadística dels resultats és convenient definir els següents paràmetres:

$I_y(x_s)_{T_i, p_j}$  = integral de camp del triplet  $T_i$  a la posició de referència  $p_j$  al punt  $x_s$ .

A partir d'aquesta magnitud calculem,

$[\delta I_y(x)_N]_{T_i, p_j}$  = desviació estàndard d'un conjunt de mesures  $I_y(x)$  del triplet  $T_i$  a la posició  $p_j$  de la taula lineal, mesurant en configuració Nord.

$[\delta I_y(x)_{N-S}]_{T_i, p_j}$  = desviació estàndard de  $I_y^{Nord} - I_y^{Sud}$  del triplet  $T_i$  a la posició  $p_j$ .

$[\delta I_y(x)_{ave}]_{T_i, p_j}$  = desviació estàndard de  $\frac{I_y^{Nord} + I_y^{Sud}}{2}$  del triplet  $T_i$  a la posició  $p_j$ .

$[\delta \langle I_y(x) \rangle_{ave}]_{T_i}$  = desviació estàndard de  $\frac{I_y^{Nord} + I_y^{Sud}}{2}$  del triplet  $T_i$  englobant totes les posicions.

A diferència de l'imant-V, cada triplet s'ha mesurat 5 vegades en cadascuna de les quatre posicions relatives del banc, és a dir, tenim un mostreig de 20 mesures en total. A més,

entre mesura i mesura del camp ambient, tots els triplets s'han mesurat en les dues orientacions magnètiques, tal com mostra la figura 3.18.

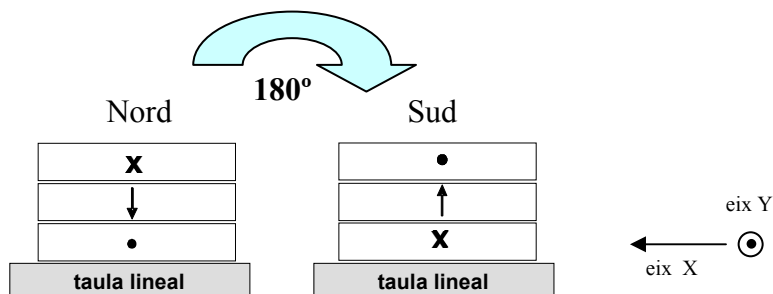


Figura 3.18: Configuracions magnètiques per mesurar les  $I_y(x)$  dels triplets.

Anàlogament al cas del bloc vertical, primer mesurem en configuració *Nord*, girem el mòdul  $180^\circ$  respecte l'eix Y, i mesurem en configuració *Sud*.

Portant aquest analogisme a la metodologia dels tests, seleccionem una seqüència d'esdeveniments, per tal de filtrar les variacions de les condicions ambientals al llarg de les mesures:

- 1er) Camp ambient.
- 2on)  $\{T1@posició1, T2@posició2, T3@posició3, T4@posició4\}_{Nord}$   
 $\{T1@posició1, T2@posició2, T3@posició3, T4@posició4\}_{Sud}$
- 3er) Camp ambient.
- 4t)  $\{T4@posició1, T1@posició2, T2@posició3, T3@posició4\}_{Nord}$   
 $\{T4@posició1, T1@posició2, T2@posició3, T3@posició4\}_{Sud}$
- 5è) Camp ambient.
- 6è)  $\{T3@posició1, T4@posició2, T1@posició3, T2@posició4\}_{Nord}$   
 $\{T3@posició1, T4@posició2, T1@posició3, T2@posició4\}_{Sud}$
- 7è) Camp ambient.
- 8è)  $\{T2@posició1, T3@posició2, T4@posició3, T1@posició4\}_{Nord}$   
 $\{T2@posició1, T3@posició2, T4@posició3, T1@posició4\}_{Sud}$

i així fins a repetir aquesta seqüència cinc cops.

### Repetibilitat del banc.

Es van mesurar cadascun dels triplets a totes les posicions en configuració Nord. Aquesta elecció és arbitrària ja que l'estudi estadístic és extrapolable d'una configuració magnètica a l'altra. Calculem la desviació estàndard (DE) pel conjunt de mesures, definida per l'equació següent,

$$[\delta I_y(x)_N]_{T_i, p_j} = \sqrt{\frac{\sum_k \left( [I_{y_k}(x)_N]_{T_i, p_j} - \langle [I_y(x)_N] \rangle_{T_i, p_j} \right)^2}{N - 1}} \quad (3.21)$$

on  $k = 1, 2 \dots 5$ , és el nombre de mesures de cada triplet  $T_i$  a la posició de referència  $p_j$  i  $\langle [I_y(x)_N] \rangle_{T_i, p_j}$  és el valor mitjà de les cinc mesures  $[I_{y_k}(x)_N]_{T_i, p_j}$ .

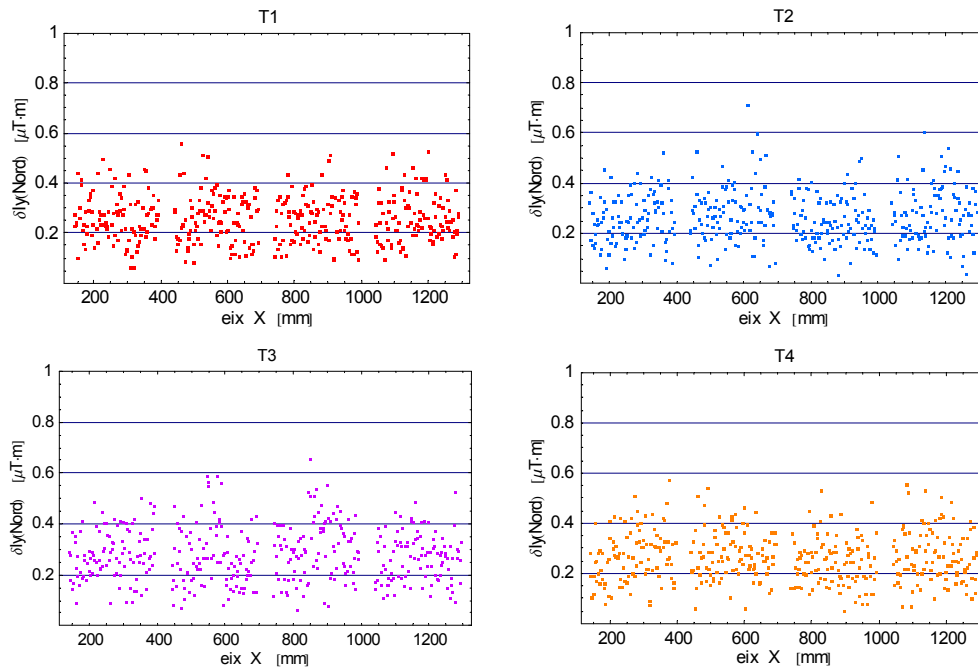


Figura 3.19:  $\delta I_y(x)$  per cada triplet en cadascuna de les 4 posicions del banc, mesurant en configuració Nord.

Cal comentar que, com les mesures s'han fet només amb configuració Nord, el punt de gir no ha jugat cap paper, de manera que podem prendre els resultats com una característica del propi banc. Aquest error intrínsec ha de ser independent del triplet, tal com queda reflectit a la figura 3.19.

La desviació estàndard (DE) està centrada al voltant de  $0.26 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  dins d'un rang de valors aproximat de  $[0.1, 0.5] \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ; els punts on localment la DE és més gran es poden atribuir a increments puntuals del soroll electromagnètic. El límit superior d'aquest rang s'ajusta al valor de  $0.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  estipulat com error intrínsec teòric del banc a la taula 3.2 de la pàgina 70. Comparant aquests resultats amb el valor de les integrals de camp de la figura 3.17 podem concloure que el banc presenta una repetibilitat molt alta.

### Estudi de la dependència de la posició dels blocs en el banc fil fix tibant.

Els resultats anteriors expressen una gran repetibilitat de les mesures amb el banc *fil fix tibant* en cada posició  $p_j$ , i no s'observa cap diferència entre les diferents posicions relatives per cap dels 4 triplets estudiats.

Si no tenim en compte el lloc on mesurem i prenem totes les mesures en conjunt, obtenim el patró que s'il·lustra a la figura 3.20, que també és independent de la signatura del triplet.

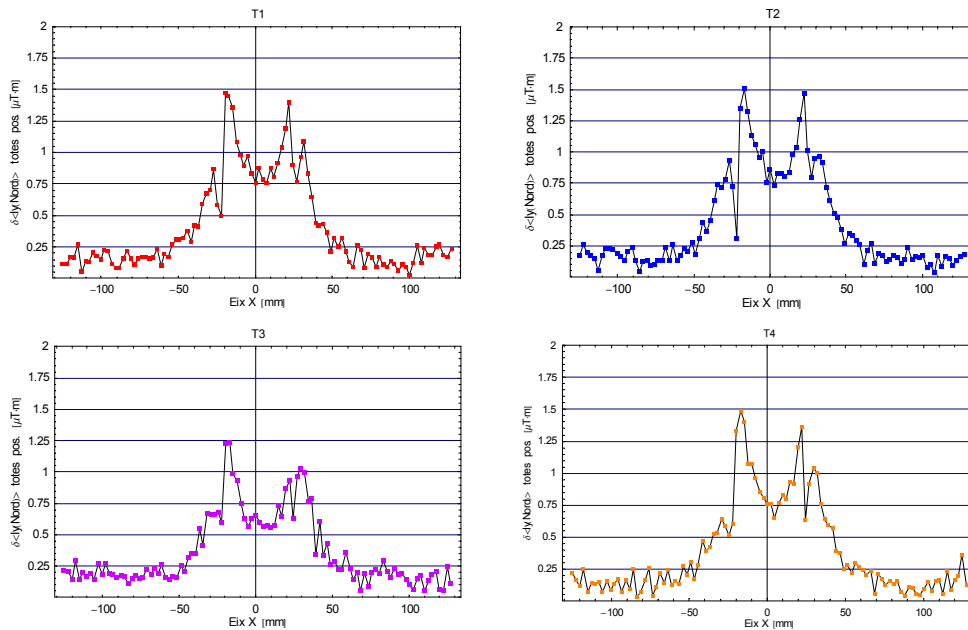


Figura 3.20: *DE en configuració Nord, prenent les mesures mitjanes de cada posició.*

La DE en aquest cas *no* és sobre tot el conjunt de 20 mesures, sinó que primer s'ha calculat el valor mitjà de  $[I_y(x)_N]_{T_i, p_j}$  a cada posició  $p_j$  i, amb aquests 4 valors, s'ha obtingut la



corresponent desviació estàndard a cada punt de mesura.

Obtenim una DE de  $\approx 0.7-0.8 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  a la zona central o zona d'interès, definida en un rang de  $\pm 10$  mm respecte el centre dels blocs. Això implica una certa dependència de la posició de referència on mesuram, que no resulta massa dramàtica ja que un error de  $0.8 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  tan sols representa  $\approx 2\%$  el rang de les integrals de camp –25 vegades més petites que la majoritària– de les components minoritàries dels mòduls.

Per altra banda, la forma de les dades de la figura 3.20 indica que la DE és màxima just a la zona que correspon als xamfrans dels blocs, a causa de l'efecte vora del camp. És en aquestes zones on la integral de camp varia més ràpidament i resulta més fàcil cometre errors. Com que tots els blocs estan tallats igual, hauríem de veure aquest patró en qualsevol tipus d'imant, sigui **H** o **V**, hipòtesi que comprovarem més endavant.

Abans de comprovar aquest fet avaluem la diferència entre mesurar en una o altra orientació magnètica, i estudiarem si podem millorar la precisió del banc amitjanant-les.

### Estudi de la simetria de les configuracions magnètiques.

En aquest apartat comparem  $[\delta I_y(x)_N]_{T_i,p_j}$  amb  $[\delta I_y(x)_S]_{T_i,p_j}$ . La DE s'ha avaluat en tot el rang  $[x_{min}, x_{max}]$  mesurat per cada mòdul. Calculem la diferència entre Nord i Sud a cada punt i d'aquí obtenim la DE (d'una mesura):

$$[\delta I_y(x)_{N-S}]_{T_i,p_j} = \sqrt{\frac{\sum_s \left( \left( [I_y(x_s)_N]_{T_i,p_j} - [I_y(x_s)_S]_{T_i,p_j} \right) - \langle \Delta I_y \rangle_{T_i,p_j} \right)^2}{N-1}} \quad (3.22)$$

on la suma és sobre  $s = 1, 2 \dots 104$ , el nombre de punts mesurats per triplet;  $i, j$  fan referència al triplet i al nombre de posició de referència respectivament, i  $\langle \Delta I_y \rangle$  és el valor mitjà de  $\Delta I_y(x_s) = I_y(x_s)_N - I_y(x_s)_S \forall x_s$ . Com que disposem de 5 mesures per triplet, agafem el valor mitjà  $\langle [\delta I_y(x)_{N-S}]_{T_i,p_j} \rangle$  com a paràmetre rellevant. Els resultats es mostren a la figura 3.21.

Observem que, en una mateixa posició, mentre que la DE d'un triplet és màxima, per a un altre és mínima mentre que, en el cas del triplet n°1 (T1), a totes les posicions obtenim un resultat semblant. Això indica que la discrepància entre les mesures Nord i Sud no ve

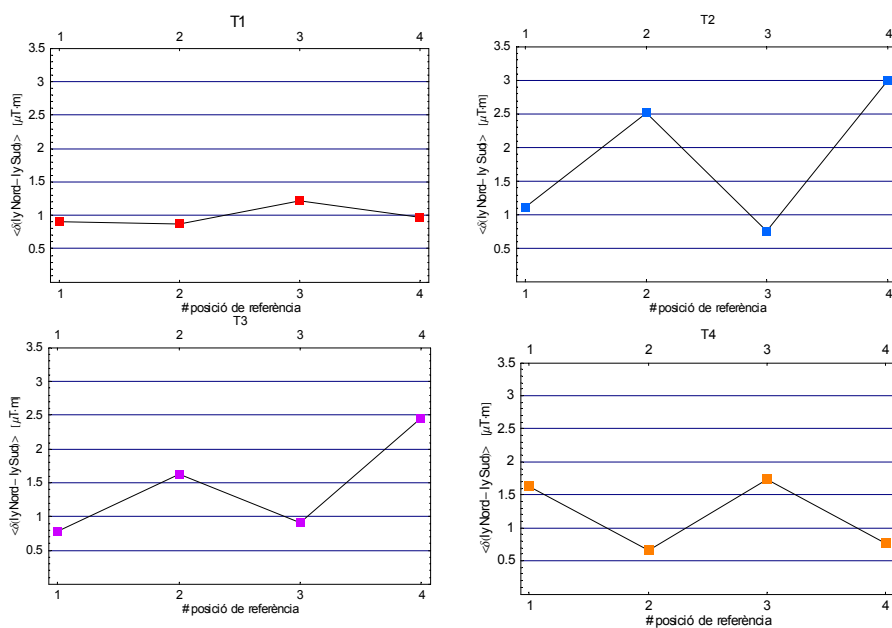


Figura 3.21: Valor mitjà de  $\delta(I_y^{Nord} - I_y^{Sud})$  del conjunt de 5 mesures per triplet i posició.

tan sols de la taula lineal sinó del mòdul mesurat.

Una possible explicació és que les cares dels capçals no són perfectament paral·leles, com tampoc ho són les cares dels blocs. Aquests defectes de geometria introdueixen un angle net, bàsicament al voltant de l'eix X (“capcineig”), que fan que en una configuració les integrals siguin més grans que en l'altra. Tampoc descartem l'existència de petits desalineaments entre la línia imaginària que uneix els pins de posicionament i el moviment de la taula lineal.

Al capítol 8è es presenta l'exercici de simular els blocs per tal de reproduir les integrals de camp mesurades. Veurem que hem de tenir en compte els angles de rotació dels blocs per a que els resultats reproduïxin les mesures.

De moment, la conclusió provisional és que no obtenim el mateix resultat mesurant el triplet amb el bloc **HS** apuntant en sentit +Y que en sentit contrari, a causa de les imperfeccions geomètriques dels capçals. Això implica que cal establir una metodologia adequada per avaluar les integrals de camp que elimini aquest error geomètric, ja que en mesurar en una sola configuració es comet un error  $> 1 \mu T \cdot m$ .

La figura 3.22 mostra la diferència  $I_y^{Nord} - I_y^{Sud}$  per a cada triplet en cada posició de

referència, amitjanant les 5 mesures en cada posició. El punt de simetria està indicat amb una línia vermella.

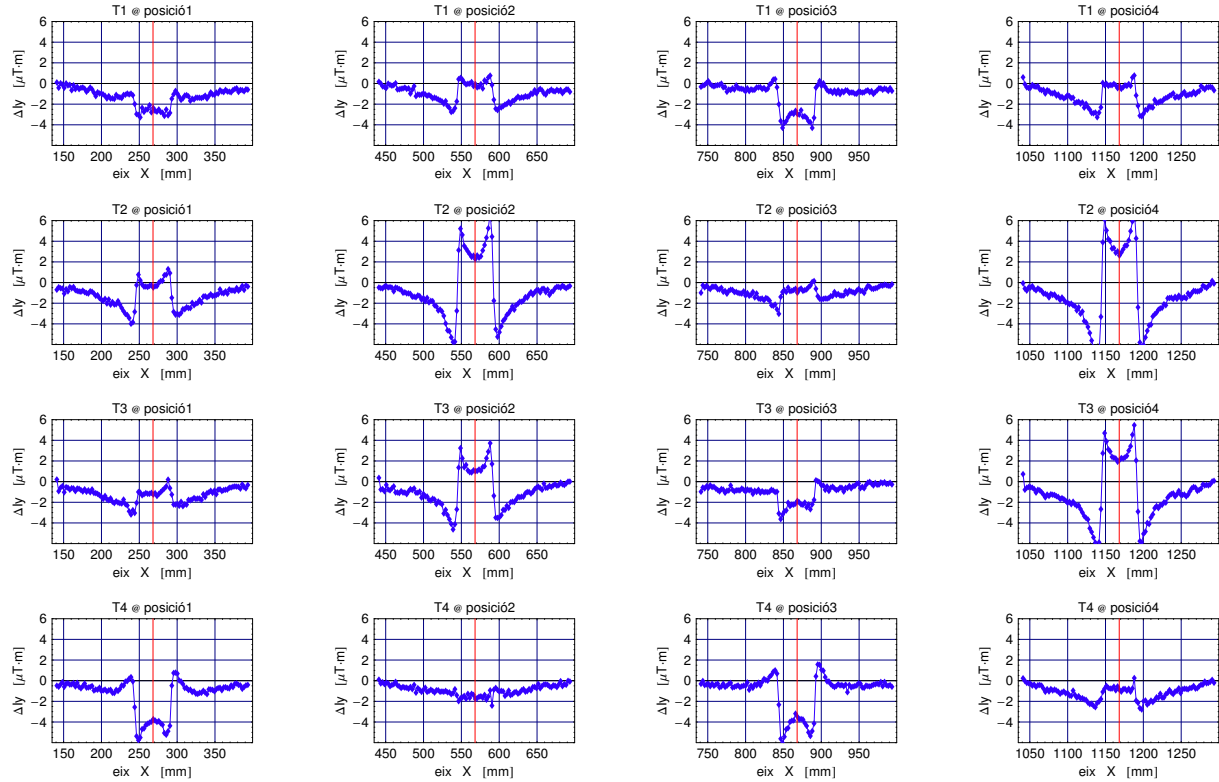


Figura 3.22:  $I_y^{Nord} - I_y^{Sud}$  per a cada triplet en cadascuna de les posicions de mesura de la taula lineal. En tots el casos s'ha representat el valor mitjà de les cinc mesures.

Aquests resultats estan en consonància amb els de la figura 3.21.

### Integrals de camp amitjanades

Arribats a aquest punt sembla natural comprovar què obtenim si fem la mitjana de les integrals de camp Nord i Sud. Agafem les 5 mesures en cada posició i obtenim la DE corresponent.

$$[\delta I_y(x)_{ave}]_{T_i, p_j} = \sqrt{\frac{\sum_k \left( \frac{([I_{y_k}(x)_N]_{T_i, p_j} + [I_{y_k}(x)_S]_{T_i, p_j})}{2} - \langle I_y(x)_{ave} \rangle_{T_i, p_j} \right)^2}{N - 1}} \quad (3.23)$$

on  $k = 1, 2 \dots 5$ , és el nombre de mesures de cada triplet  $T_i$  a la posició de referència  $p_j$  i  $\langle [I_{y_k}(x)_{ave}] \rangle_{T_i, p_j}$  és el valor mitjà de les cinc mesures.

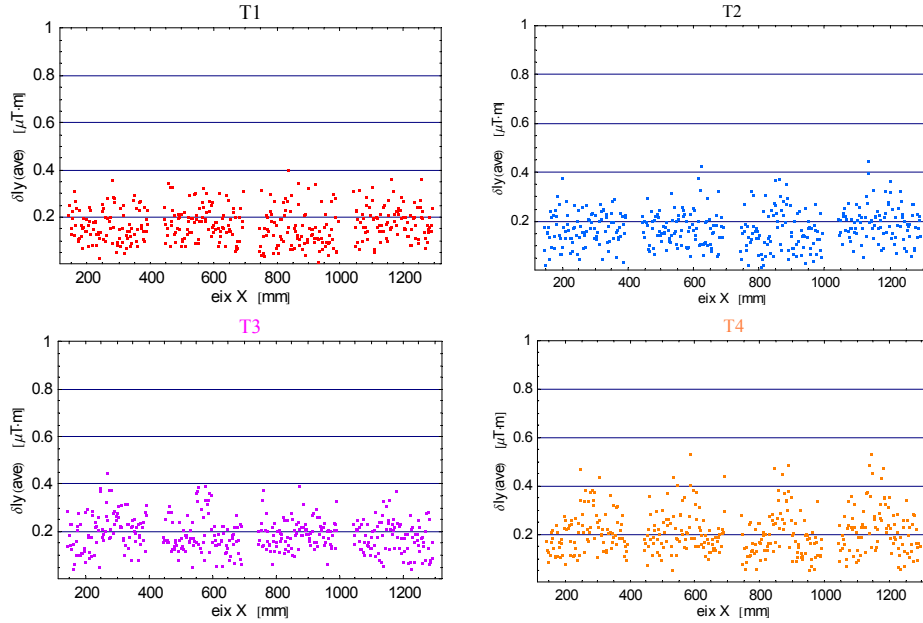


Figura 3.23: *DE* que s'obté en amitjanar les dues configuracions magnètiques mesurant els quatre triplets al llarg de la taula lineal.

Igual que en el cas de la mesura dels blocs en configuració Nord, hem avaluat  $[\delta I_y(x)_{ave}]_{T_i}$  per a totes les posicions de referència. La manera de calcular-ho és anàloga a la realitzada en l'anterior cas: agafem les 5 mesures d'un triplet en una posició concreta i calculem el valor mitjà i la seva desviació estàndard fent ús de l'equació (3.23).

Els resultats s'il·lustren a la figura 3.23. Per a tots els triplets, i en cadascuna de les posicions de referència, obtenim una molt bona repetibilitat:  $0.2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , amb pics que no sobrepassen els  $0.5 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , un valor molt petit que confirma l'alta precisió del banc en la mesura de les integrals de camp.

Si no tenim en compte la posició de referència, i amitjanem les 20 mesures de cada triplet, obtenim un perfil com el que es mostra a la figura 3.24. Els pics corresponen a la zona dels xamfrans dels blocs, amb valors menors de  $1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  mentre que, a la zona central, els valors estan al voltant de  $0.2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .

Si restringim l'anàlisi a la zona central dels mòduls, comparant les figures 3.20 i 3.24 veiem que la repetibilitat del valor mitjà d'ambdues configuracions magnètiques és més

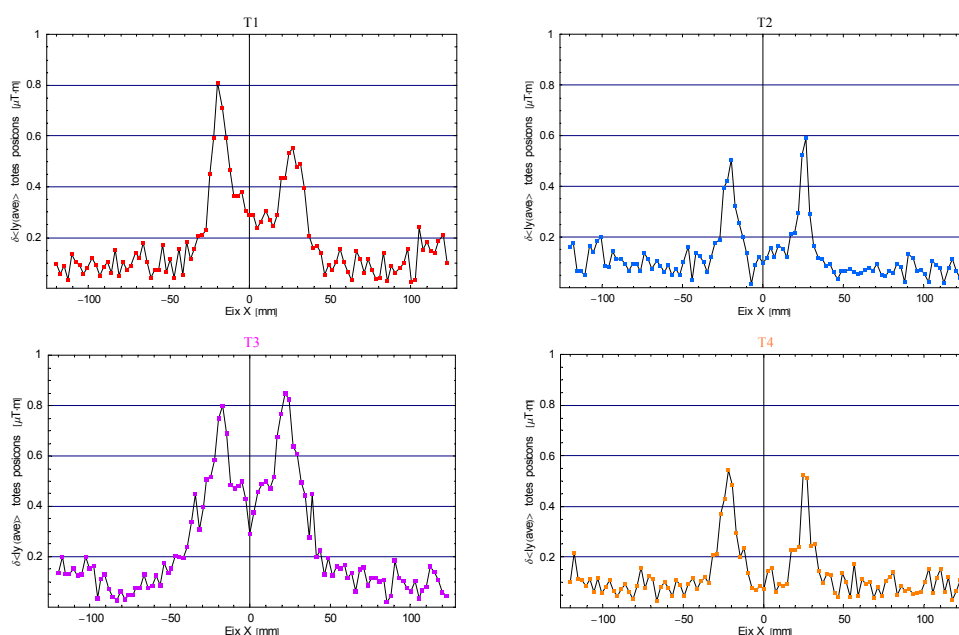


Figura 3.24: *DE* en amitar les dues configuracions magnètiques mesurant els quatre triplets per a totes les posicions relatives.

alta –està centrada a  $0.2-0.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per tots els triplets i a totes les posicions relatives– que les mesures en una configuració concreta, que estaven al voltant de  $0.7-0.8 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .

La distància entre mòduls es va calcular durant el procés de disseny del banc per a que fos suficientment gran perquè no se solapin les vores del camp magnètic de cadascun d’ells en mesurar components minoritàries, com hem fet amb els triplets i més endavant amb els singlets. En el cas del bloc vertical utilitzat en aquest estudi, no tenia veïns que poguessin falsejar la integral de camp a les vores tal com succeiria si mesuréssim més d’un alhora, un al costat de l’altre.

Tal com hem comentat al §3.2.4, la forma que presenta la *DE* ve del fet que com més gran és el gradient a la signatura dels blocs, més gran és la seva *DE*. Això explica perquè la forma de la *DE* no depèn del triplet, ja que tots els blocs estan tallats igual. De fet, no depèn ni del tipus de mòdul –mirem la figura 6.6 del §6.1, on es representa la *DE* d’un singlet– ni de si es tracta d’un imant–H o un imant–V.

Per comprovar-ho, fem ús dels resultats obtinguts en el cas del bloc vertical *VN014* i fem la gràfica de la *DE* sense tenir en compte la posició del bloc sobre el banc de mesura,

figura 3.25. En aquest cas, la DE és més gran perquè la pròpia integral de camp és, aproximadament, 40 vegades més gran, però obtenim una major precisió relativa mesurant les components majoritàries ( $\approx 10^{-3}$ ) que les minoritàries ( $\approx 10^{-2}$ ).

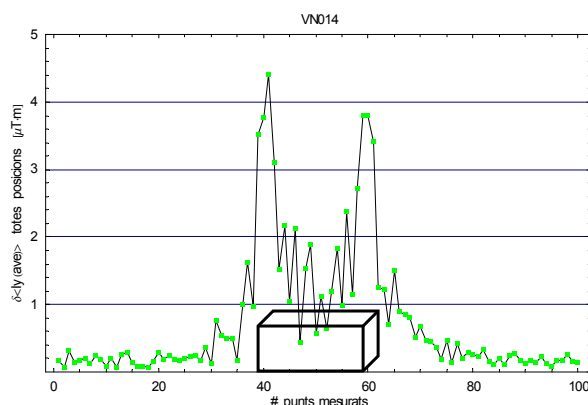


Figura 3.25: DE que s'obté amitjanant les dues configuracions magnètiques del bloc vertical, per totes les posicions relatives. Hem superposat el bloc per poder comparar les mesures amb les seves dimensions transversals (50 mm  $\approx$  20 punts d'adquisició).

A priori cal fer la mitjana de les dues mesures Nord i Sud per dues raons: primer perquè millorem la repetibilitat de les mesures, encara que només sigui un  $0.1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  (en termes relatius és una millora del  $\approx 30\%$ ). La segona raó, potser més important que la primera, és perquè d'aquesta manera cancel·lem els errors angulars. Però aquesta darrera afirmació cal verificar-la. La pregunta és: realment amitjanar les integrals de camp obtingudes en les dues orientacions magnètiques (Nord i Sud) és equivalent a mesurar en una orientació sense cap tipus d'error angular?

Per respondre aquesta qüestió procedim de la següent manera: amb l'ajuda del paquet *Radia* del Mathematica modelitzem un singlet –ja que es més fàcil simular un únic bloc que un triplet– al qual hem aplicat el vector de magnetització  $\vec{M} = \{0.01, 0.01, \overline{M}_H\}$ , on  $\overline{M}_H = 1.1294 \text{ T}$  és el valor mitjà de la component principal de camp del conjunt d'imants–H. El model suposa que les cares del bloc són perfectament paral·leles als eixos de referència respectius. Amb aquest model obtenim uns certs valors de la integral vertical de camp al llarg de l'eix X.

Ara girem el bloc  $0.1^\circ$  respecte l'eix X (angle  $\alpha$ ) i  $1^\circ$  respecte el Z ( $\gamma$ ). Aquests angles estan dins l'ordre d'allò que ens podem trobar per al conjunt de singlets i triplets, tal com veurem en capítols posteriors. Amb aquesta rotació a l'espai, obtenim una integral de

camp lleugerament diferent al cas anterior per a angles nuls. Aquesta simulació correspon a la mesura en configuració o orientació Nord.

Ara fem el mateix que quan mesurem en polaritat Sud. Apliquem una rotació respecte els eixos X, Y, Z de  $\alpha = -0.1^\circ$ ,  $\beta = 180^\circ$ ,  $\gamma = 1^\circ$ , i simulem la integral vertical de camp al llarg de l'eix X. Fem notar que l'angle de desalineament  $\gamma$  roman igual, ja que el sistema de pins garanteix que el gir al voltant de l'eix Y deixa el sistema bloc-capçal en la mateixa posició. D'altra banda, assumim que el capçal gira exactament els  $180^\circ$  nominals.

El que volem veure és si el valor mitjà –en cada punt– de les dues mesures anteriors és equivalent a la integral de camp en cada punt obtingut amb el singlet a angle zero. La figura 3.26 ens mostra les integrals en cadascuna de les posicions, *Nord*, *Sud* i *neutre*. En amitjar les dues mesures amb angles no nuls podem veure si recuperem els valors inicials, o si hi ha un efecte net sobre les integrals de camp. La figura 3.27 il·lustra aquesta diferència.

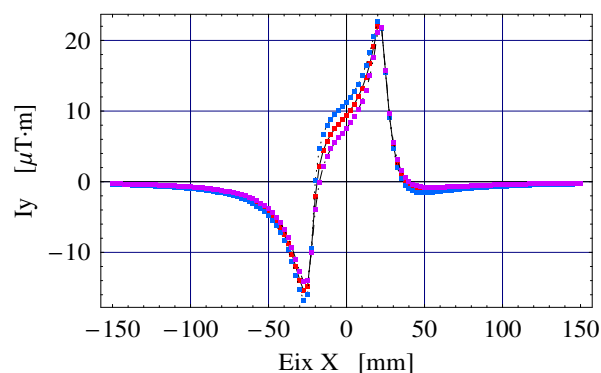


Figura 3.26: *Integrals verticals de camp en les tres configuracions: sense desalineament (símbols vermells), angle  $\alpha > 0$  (blau),  $\alpha < 0$  (magenta).*

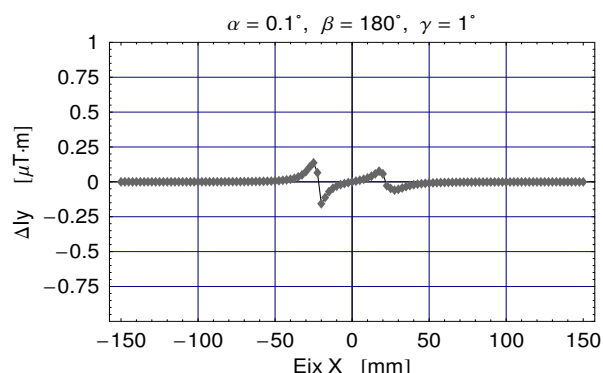


Figura 3.27: *Efecte net de les rotacions a l'espai sobre les integrals de camp.*

Podem observar que la metodologia emprada no equival a mesurar el bloc sense cap desalineament respecte els seus eixos de coordenades. Hi ha un petit efecte sobre les integrals de camp de l'ordre de  $\pm 0.1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  en el pitjor dels casos (vores del bloc). Ara bé, remarquem que, a la zona d'interès –el centre del bloc– l'error és completament negligible.

Hem avaluat l'error comès en el nostre procediment calculant la diferència entre el model de bloc ideal i el model amb rotacions per diferents valors de  $\beta$ . El resultat, en termes

de la desviació estàndard, s'il·lustra en la figura 3.28. Veiem que les integrals de camp, o millor dit, els errors comesos en la determinació de les integrals de camp utilitzant la nostra metodologia, són molt sensibles a les variacions d'aquest angle. Com veurem més endavant, en el muntatge real aquest angle és molt petit i cau en un rang de  $[0^\circ, 0.1^\circ]$  aproximadament.

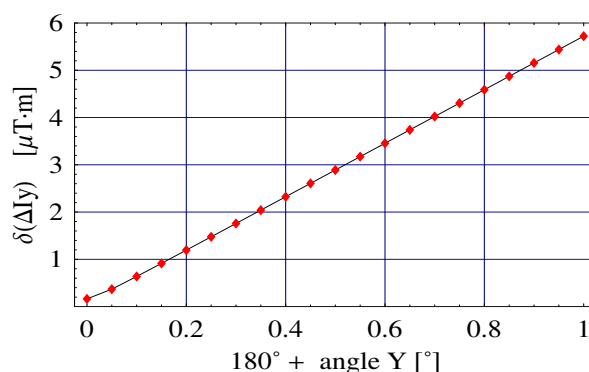


Figura 3.28: *Error comès en amitjar les mesures Nord i Sud en funció de l'angle  $\beta$  que sosté el bloc respecte l'eix Y.*

De la gràfica anterior deduïm un pendent proper als  $5.5 \mu\text{T}\cdot\text{m}/^\circ$ , encara que la major part del “pes” de la desviació estàndard recau a les vores i no a la zona d'interès. Amb els angles amb que treballem l'error comès és del mateix ordre que la DE de les pròpies mesures a la zona central.

Per tant, concloem que el mètode de compensar els errors angulars amitjant les mesures en polaritat Nord i Sud, tot i no cancel·lar teòricament els errors angulars, a la pràctica és una molt bona aproximació dins de la precisió del nostre instrument.

### Influència dels pins de posicionament

Experimentalment hem comprovat que  $I_y^{Nord} \neq I_y^{Sud}$  i, gràcies a l'exercici de simulació descrit prèviament, sabem que un dels orígens són les imperfeccions geomètriques dels capçals que introdueixen petites rotacions al voltant de l'eix X. Altres errors, com ara petits desalineaments entre la línia imaginària que uneix els pins de posicionament i el moviment del banc de mesures també podem ser responsables de la diferència entre les mesures Nord i Sud. A més, el gir al voltant de l'eix Y pot ser diferent de  $180^\circ$ , una possibilitat que també tindria un impacte sobre les mesures (vegeu figura 3.28).



L'estudi i determinació d'aquests angles en un cas real es duu a terme al capítol 8. Ara ens centrarem novament en la figura 3.22, en concret, en la diferència observada a les vores dels imants, a  $\pm 25$  mm del centre.

Uns elements a tenir en compte a l'hora d'avaluar les possibles causes en la diferència de les integrals de camp d'ambdues configuracions magnètiques són els pins metàl·lics. El pins determinen el posicionament dels capçals sobre la taula lineal del banc de mesures fil fix tibant. El material de tots tres pins cilíndrics és acer inoxidable F-114 (en altres nomenclatures: DIN C45, AISI/SAE 1045, SS 1650) i estan situats a una distància de  $\pm 53.3$ mm del centre del capçal.

Amb *Radia*, vam crear un model del sistema de pins i un singlet, que és més fàcil de modelitzar que un triplet. Per realitzar el model, vam aproximar la simetria cilíndrica dels pins a un polígon de 24 cares i vam aplicar a aquesta geometria un material magnètic isotròpic no lineal, introduint la corba  $M = M(H)$  en el codi del programa.

La taula següent<sup>14</sup> mostra els valors de la corba  $M(H)$  que hem utilitzat per modelitzar el sistema de pins, calculats a partir de la corba d'histèresi  $B(H)$  original.

$M$ [T]	$H$ [T]
0.41379	0.0001
0.93984	0.0012
1.06657	0.00239
1.09866	0.00479
1.22582	0.01556
1.28521	0.02513
1.34101	0.0383
1.41693	0.06582
1.43466	0.08258
1.45359	0.09814

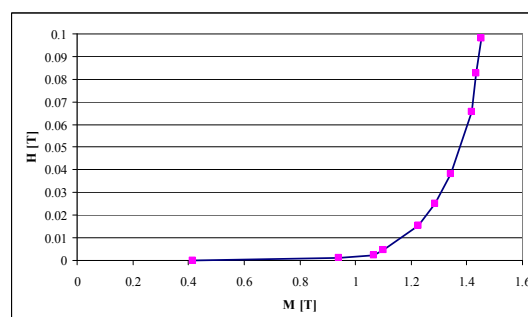


Figura 3.29: Dades experimentals de la corba  $M$ - $H$  de l'aliatge F-114.

La figura 3.30 mostra el singlet sol (part superior de la gràfica) i el sistema de pins amb el bloc magnètic integrat (part inferior), tots generats amb *Radia*.

<sup>14</sup>Rumiche, F.; Indacochea, J. E.; Wang, M. L. (2008): "Assessment of the Effect of Microstructure on the Magnetic Behavior of Structural Carbon Steels Using an Electromagnetic Sensor". *Journal of Materials Engineering and Performance*, vol.17(4): ps. 586-593. ISSN 1059-9495. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11665-007-9184-2>.

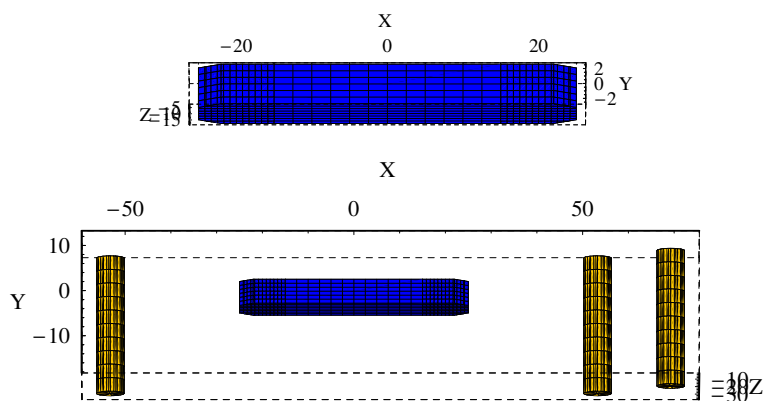


Figura 3.30: Models per determinar la possible influència dels pins de posicionament sobre les integrals de camp mesurades amb el fil fix tibant. S'han comparat dos models: un únic bloc magnètic i el mateix bloc amb el sistema de pins. Per simplificació no hem dibuixat el capçal, que és d'alumini.

Per modelitzar l'imant hem aplicat el següent vector de magnetització  $\vec{M} = \{-0.01, 0.01, \overline{M_H}\}$ , on  $\overline{M_H} = 1.1294$  T és el valor mitjà de la component principal de camp del conjunt d'imants-H.

Volem simular l'efecte teòric dels pins sobre les integrals de camp. Per fer-ho, girem el bloc  $1^\circ$  en les tres direccions de l'espai i comparem les integrals de camp generades en polaritat Nord per un i altre model, és a dir, amb pins i sense pins, tal com es mostra a la figura 3.31. La figura 3.32 mostra el mateix càlcul, però amitjanant les mesures Nord i Sud, i comparant el model de pins i sense pins, figura de la dreta.

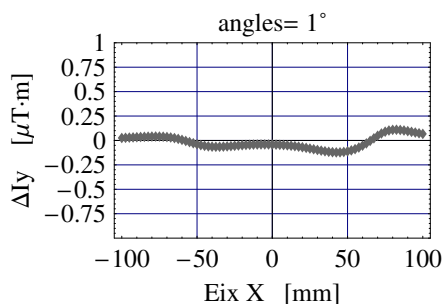


Figura 3.31: Efecte dels pins sobre la integral vertical de camp quan mesurem en una sola polaritat.

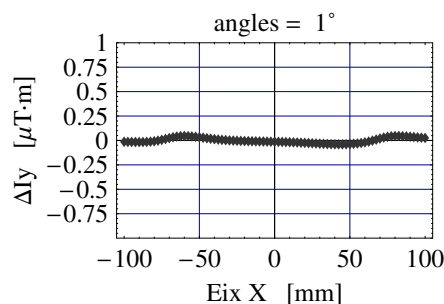


Figura 3.32: Efecte dels pins sobre el valor mitjà de les integrals verticals de camp en les dues configuracions magnètiques.

Veiem que el sistema de pins només distorsiona les integrals de camp fora dels límits

físics del bloc, però no afecta la zona d'interès. De les figures anteriors deduïm, doncs, que la influència dels pins de posicionament sobre la mesura de la integral de camp és negligible.

La diferència entre  $I_y^{Nord}$  i  $I_y^{Sud}$  a les vores dels imants pot explicar-se a partir de la projecció de la component majoritària  $M_z$  sobre l'eix  $Y$ . Si tenim en compte que les components majoritàries són de l'ordre de  $I_y \sim 1000\mu\text{T}\cdot\text{m}$  (vegeu figura 3.13), i que  $\delta I_y < 5\mu\text{T}\cdot\text{m}$  (valors màxims de la figura 3.22), un angle de  $\alpha \approx 5 \text{ mrad} \sim 0.3^\circ$  al voltant de l'eix  $X$  explicaria les diferències observades. Cal remarcar que les diferències Nord–Sud observades van ser iguals per a les 5 repeticions de l'experiment. En conclusió, hem observat experimentalment que la repetibilitat del banc millora amitjanant les signatures d'un mateix bloc mesurat en les dues configuracions magnètiques descrites com Nord i Sud. A nivell teòric, hem simulat la influència del sistema de pins d'acer sobre les integrals de camp i podem concloure que el seu efecte és negligible.

### 3.2.5 Conclusions

Elaborem un sumari dels resultats obtinguts en aquesta secció:

- Quan a les diferències entre mesurar en una o una altra configuració magnètica ( $I_y^{Nord} - I_y^{Sud}$ ), no s'observen diferències superiors a  $3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  entre les quatre posicions de mesura de la taula lineal del fil fix tibant (vegeu figura 3.22).
- El sistema de posicionament de pins metàl·lics no exerceix cap influència magnètica a la zona central o d'interès.
- La precisió de les mesures de les integrals de camp en cada posició de la taula lineal és de  $0.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , si es realitzen en una sola configuració magnètica, Nord o Sud. Si tenim en compte els resultats a les quatre posicions la precisió disminueix a  $\approx 0.8 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .
- Si amitjanem les dues mesures, la desviació estàndard pel mateix conjunt de mesures disminueix per sota dels  $0.2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , i està al voltant de  $0.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  tenint en compte les mesures a totes les posicions.
- L'error en la determinació dels “punts de gir” de  $I_y^{Sud}$  és menor que  $2 \mu\text{m}$ . Aquests

valors s'han fet servir per amitjanar les mesures dels singlets i triplets.

- La desviació estàndard màxima la trobem a la zona dels xamfrans dels blocs, i ho atribuïm als efectes de vora produïts per aquests xamfrans.

### 3.3 Fil basculant

Seguint el procés descrit a la secció §2.3, després de caracteritzar els mòduls en termes d'integral de camp amb el *fil fix tibant* i un cop muntats, la funcionalitat de l'ondulador s'avalua amb aquest banc.

La funció d'aquest dispositiu és la de mesurar les integrals de camp residuals de grans estructures magnètiques, que generen integrals de camp properes a zero (com ara onduldors i oscil·ladors), amb una precisió d'uns pocs  $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ .

El banc del sincrotró Alba, comprat a l'ESRF (*European Synchrotron Radiation Facility*), està condicionat per mesurar dispositius de 2–3 m i amb obertures petites ( $< 5$  mm d'entreferro) que presenten integrals de camp properes a zero, i està ubicat al laboratori de dispositius d'inserció.

Aquest banc consisteix en dues taules lineals que es poden moure horitzontal i verticalment, muntades damunt de blocs de granit, les quals tenen acoblades un sistema rotacional que permet rotar la bobina en el pla XZ. En el nostre cas, la bobina té les següents dimensions: 4.1 m de llargada, 4 mm de diàmetre –valor nominal– i 10 voltes. La velocitat de translació és de 60 mm/s i la velocitat angular de  $\pi/2$  rad·s<sup>-1</sup>. El volum màxim mesurable és de 240 mm horitzontalment i 250 mm verticalment.

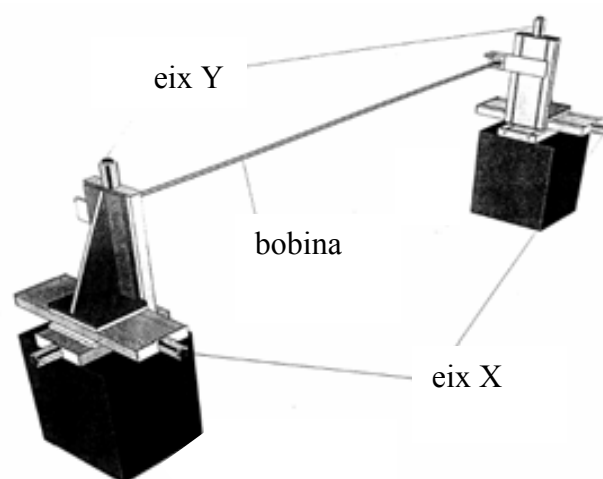


Figura 3.33: Esquema del fil basculant del laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba.

#### 3.3.1 Descripció teòrica

El principi d'operació d'aquest banc està basat en la llei d'inducció de Faraday. Per mesurar la component vertical de la primera integral de camp,  $I_y$ , la bobina fa una

rotació de  $180^\circ$  al voltant de l'eix Z en el punt inicial de la mesura, tot seguit es col·loca en posició horitzontal i realitza una translació a velocitat constant al llarg de l'eix X sobre tota l'àrea que es vol mesurar. Les dades del voltatge integrat són adquirides per defecte cada 2.5 mm.

És a dir, la integral de camp inicial,  $I_0$ , és mesurada girant la bobina i, durant el moviment de translació el que es determina és la diferència de senyal entre aquest primer punt i la resta.

Per mesurar la component horitzontal,  $I_x$ , la bobina realitza una rotació de  $-90^\circ$  a  $90^\circ$  en el punt final de la mesura anterior (integral vertical  $I_y$ ) i tot seguit torna enrere fins el punt inicial orientada verticalment.

L'esquema del procés de mesura es mostra a la figura 3.34,<sup>15</sup>

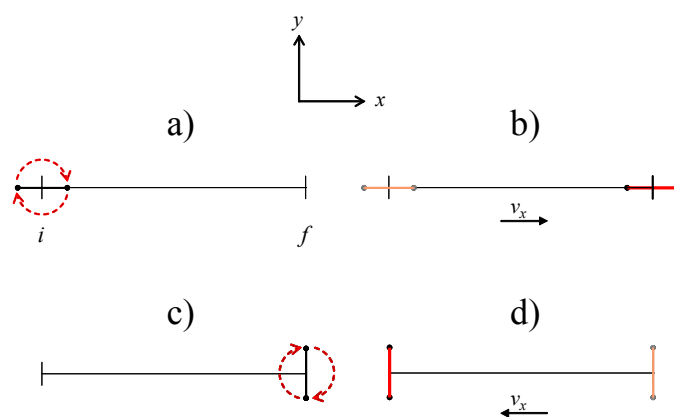


Figura 3.34: Esquema del procés de mesura del fil basculant vist de front. Les posicions **i** i **f** corresponen a les posicions inicial i final de cada escombratge.

En aquesta figura, a) Mesura de  $I_y$  al punt inicial, b) Mesura de  $\Delta I_y$  en cada punt, c) Mesura de  $I_x$  al punt final, d) Mesura de  $\Delta I_x$  en cada punt, de tornada.

<sup>15</sup>Campmany J.; De Lima M.; Marcos J.; Martí Z.; Massana V. (2007): "Characterization of the flipping coil bench at the ID laboratory at CELLS". Document intern AAD-LAF'lipID-A-0003, ALBA.

### Rotació en el si d'un camp magnètic

Seguint la mateixa línia de raonament que en el cas de les bobines Helmholtz, partim de la força electromotriu induïda en una bobina de  $N$  voltes en rotació en el si d'un camp magnètic, equació (3.3):

$$\epsilon = -N \frac{d}{dt} \phi = -N \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (3.24)$$

on  $\phi$  és el flux magnètic a través de la superfície definida per la bobina.

Si descomponem l'element diferencial de superfície com  $d\vec{S} = dS(\cos\theta\hat{j} - \sin\theta\hat{i})$ , on  $\theta$  és l'angle entre la normal a la superfície  $S$  i la direcció vertical "y", l'equació (3.24) la podem reescriure com:

$$\epsilon = -N \frac{d}{dt} \int_S (B_y \cos\theta - B_x \sin\theta) dS \quad (3.25)$$

Si assumim que la variació del camp magnètic dins de la bobina és suficientment petita, el diferencial de superfície de la bobina pot ser definida com  $dS = D dz$ , on  $D$  és el diàmetre de la bobina i reescrivim l'equació (3.25) com,

$$\begin{aligned} \epsilon &\approx -N D \int_l dz \left[ B_y \frac{d \cos\theta}{dt} - B_x \frac{d \sin\theta}{dt} \right] = -N D \int_l dz \frac{d\theta}{dt} \left[ B_y \frac{d \cos\theta}{d\theta} - B_x \frac{d \sin\theta}{d\theta} \right] \\ &= N D \int_l dz \frac{d\theta}{dt} (B_y \sin\theta + B_x \cos\theta) \end{aligned} \quad (3.26)$$

on ara la integral es calcula sobre la longitud  $l$  de la bobina. Integrant la *f.e.m* a l'interval de temps  $[t_1, t_2]$  durant el qual la bobina realitza una rotació entre els angles  $\theta_1$  i  $\theta_2$ ,

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} \epsilon dt &= N D \left[ \int_l dz B_y \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta d\theta + \int_l dz B_x \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos\theta d\theta \right] \\ &\approx N D \left[ I_y \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta d\theta + I_x \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos\theta d\theta \right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

on  $I_y$  i  $I_x$  són, respectivament, les integrals de camp vertical i transversal que es volen mesurar.

De la darrera equació es desprèn que si apliquem una rotació de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  obtenim el

valor de la component vertical de la integral de camp, mentre que realitzant una rotació de  $-90^\circ$  a  $90^\circ$  obtenim el valor de la integral de camp horitzontal,

$$\text{rotació de } 0^\circ \text{ a } 180^\circ\text{C: } \int_{t_1}^{t_2} \epsilon dt \approx 2N D I_y \quad (3.28)$$

$$\text{rotació de } -90^\circ \text{ a } 90^\circ\text{C: } \int_{t_1}^{t_2} \epsilon dt \approx 2N D I_x \quad (3.29)$$

expressions que relacionen les dues components de les integrals de camp amb el nombre de voltes,  $N$ , i el diàmetre de la bobina,  $D$ . El nombre de voltes és fàcilment controlable mentre que la mesura del diàmetre de la bobina s'ha de dur a terme mitjançant dispositius òptics. La precisió amb que es pot mesurar és un element a tenir en compte a l'hora d'avaluar l'error comés en la mesura de les integrals. El procediment per determinar el diàmetre de la bobina s'explica en l'apartat dedicat a l'estudi d'errors d'aquest banc.

Les equacions (3.28) i (3.29) són les que s'usen per "traduir" de *f.e.m* integrada a unitats d'integral de camp. D'elles es desprèn que la sensibilitat del banc és de  $2ND$ , independentment de la component que es vulgui mesurar. En el nostre cas,  $N=15$  i  $D=4 \cdot 10^{-3}$  m (valor nominal),

$$\int \epsilon dt [V \cdot s] = 0.12 I_{x,y} \quad (3.30)$$

$$I_{x,y} [T \cdot m] = 8.33 \int \epsilon dt [V \cdot s] \quad (3.31)$$

és a dir,

$$1 \text{ Vs} \cong 8.33 \text{ Tm}. \quad (3.32)$$

Aquest resultat ens permet determinar la resolució i precisió de les integrals de camp a partir de l'error de lectura del voltímetre, i acotar així el nivell d'error aleatori.

### **Translació en el si d'un camp magnètic**

Com hem comentat en la introducció, la mesura de la integral de camp es realitza avaluant la variació de la integral de camp mitjançant un moviment de translació al llarg de l'eix X, on el primer punt es mesura rotant la bobina.

Per mesurar la component vertical, la bobina ha d'estar orientada horitzontalment, és a



dir, en aquest cas  $\theta = 0^\circ$  i l'equació (3.25) esdevé

$$\epsilon = -N \frac{d}{dt} \int_S B_y dS \quad (3.33)$$

La bobina es desplaça segons l'eix X, de manera que el diferencial d'àrea escombrada es dues vegades  $dx dz$ , tal com està esquematitzat a la figura 3.35.

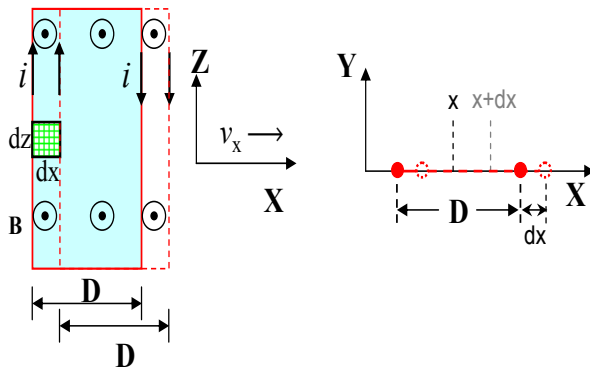


Figura 3.35: Esquema de la mesura amb el fil basculant.



Figura 3.36: Detall del fil basculant del laboratori de mesures magnètiques al sincrotró Alba.

El canvi en el flux d'inducció magnètica  $\delta\phi_y$  ve donat per

$$\delta\phi = \phi(x + \delta x) - \phi(x) \quad (3.34)$$

i tenint en compte que el diferencial d'àrea ve definit com  $dS = dx dz$ :

$$\begin{aligned} \delta\phi &= \int_S B_y(x + \delta x) dx dz - \int_S B_y(x) dx dz = \int_{-D/2}^{D/2} dx [I_y(x + \delta x) - I_y(x)] \\ &= \delta x \int_{-D/2}^{D/2} dx \frac{dI_y(x)}{dx} \approx \delta x D \overline{\frac{dI_y(x)}{dx}} \end{aligned} \quad (3.35)$$

on la darrera aproximació només és vàlida en el cas que la variació de  $I_y(x)$  al llarg del diàmetre  $D$  de la bobina sigui suficientment petita, condició que, en general, s'acompleix per als ondulators i d'altres estructures magnètiques a mesurar.

El voltatge integrat és,

$$\begin{aligned} \int \epsilon dt &= -N \delta \phi_x = -N D \Delta \bar{I}_y = -N D [\bar{I}_y(x + \Delta x) - \bar{I}_y(x)] \\ &\approx -N D [I_y(x + \Delta x) - I_y(x)] \end{aligned} \quad (3.36)$$

on  $\Delta I_y$  és la variació de la component vertical de la integral de camp al llarg de la distància mesurada  $\Delta x$  durant el temps d'integració.

L'aproximació feta en l'equació anterior és vàlida només en el cas que la variació de  $I_y$  al llarg de l'amplada de la bobina sigui molt petita en comparació amb el seu valor mig.

Per mesurar la variació transversal de la component horitzontal la bobina s'orienta verticalment, és a dir, paral·lela a l'eix Y. En aquest cas,  $\theta = -90^\circ$  i l'equació (3.25) esdevé com

$$\epsilon = -N \frac{d}{dt} \int_S B_x dS \quad (3.37)$$

i, de manera semblant a com ho hem fet per a la component vertical,

$$\begin{aligned} \delta \phi &= \phi(x + \delta x) - \phi(x) = \int_S B_x(x + \delta x, y) dy dz - \int_S B_x(x, y) dy dz \\ &= \int_{-D/2}^{D/2} dy [I_x(x + \delta x, y) - I_x(x, y)] = \delta x \int_{-D/2}^{D/2} dy \frac{dI_x(x, y)}{dx} = \delta x D \frac{d\bar{I}_x(x)}{dx} \end{aligned} \quad (3.38)$$

on el darrer terme de la dreta de l'equació és el valor mig de la derivada de la integral de camp al llarg de l'amplada vertical de la bobina. Igual que en el cas de la component vertical, la *f.e.m* associada ve donada per

$$\begin{aligned} \int \epsilon dt &= -N \delta \phi_x = -N D \Delta \bar{I}_x = -N D [\bar{I}_x(x + \Delta x) - \bar{I}_x(x)] \\ &\approx -N D [I_x(x + \Delta x) - I_x(x)] \end{aligned} \quad (3.39)$$

### 3.3.2 Estudi d'errors del fil basculant

#### Errors aleatoris

Per a l'adquisició de dades hem usat un voltímetre model Keithley 2000, que presenta els paràmetres en funció del rang de mesura<sup>16</sup> que es mostren a la taula 3.4.

Rang de mesura	RESOLUCIÓ
100 mV	0.1 $\mu$ V
1 V	1 $\mu$ V
10 V	10 $\mu$ V
Temps d'integració	SOROLL ELECTRÒNIC
2 ms	< 22 $\mu$ V
20 ms	< 4 $\mu$ V
200 ms	< 1.5 $\mu$ V
Rang de mesura	PRECISIÓ 1 ANY (23 $\pm$ 5°)
100 mV	$\pm$ 85 ppm
1 V	$\pm$ 37 ppm
10 V	$\pm$ 35 ppm
Rang de mesura	COEF. TEMPERATURA (0 – 18 & 28 – 50°C)
100 mV	$\pm$ 8 ppm/°C
1 V	$\pm$ 3 ppm/°C
10 V	$\pm$ 3 ppm/°C

Taula 3.4: Característiques DC del voltímetre Keithley 2000.

A la taula 3.4 s'observa que la precisió de les mesures ve limitada per la precisió al llarg d'1 any  $\pm$ 85/37 ppm en el rang de 100mV/1V-, és a dir, tenim una precisió relativa de  $8.5 \cdot 10^{-5}$  en el rang de 0-100 mV, que és el que utilitzarem per les nostres mesures.

Les vibracions mecàniques del banc donen lloc a errors aleatoris. En totes les mesures s'observen fluctuacions en forma d'ona, proporcionals a la integral de camp mesurada i que són causades per aquestes vibracions.

D'alta banda, utilitzant un electroimant dipolar, amb una integral de camp de 0.5 T·m al seu centre, es va realitzar un test per avaluar la precisió relativa de les mesures en funció de la configuració mecànica del banc, en termes de velocitat i acceleració. Els resultats es presenten a la taula 3.5.

<sup>16</sup>(2005): *Model 2000 multimeter. User's manual.* Keithley.

Configuració	Precisió relativa		
	acceleració		
	30 mm/s <sup>2</sup>	60 mm/s <sup>2</sup>	120 mm/s <sup>2</sup>
20 mm/s	$6.4 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$	$6.2 \cdot 10^{-3}$
40 mm/s	$2.24 \cdot 10^{-2}$	$8.2 \cdot 10^{-3}$	$1.39 \cdot 10^{-2}$
60 mm/s	.....	.....	$1.98 \cdot 10^{-2}$

Taula 3.5: Valor mig de la precisió relativa per a diferents configuracions de velocitat i acceleració. Durant la fase d'acceleració, la bobina recorre una distància d'uns 15 mm en els quals no mesura, ja que l'adquisició de dades comença quan el fil es mou a velocitat constant, però hem comprovat estadísticament que l'optimització de la mesura depèn de tots dos paràmetres.

Utilitzant un ondulator planar, molt semblant a l'ondulator en el qual es fonamenta aquesta tesi, es va dur a terme un test per determinar la repetibilitat del banc en el cas concret d'aquests dispositius. De les dades obtingudes de les 70 mesures realitzades, representades a la figura 3.37, obtenim que la repetibilitat està al voltant de  $\approx 2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per a la component vertical i  $\approx 4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per a la horitzontal, mesurant en mode de translació de la bobina en el si d'un camp magnètic.

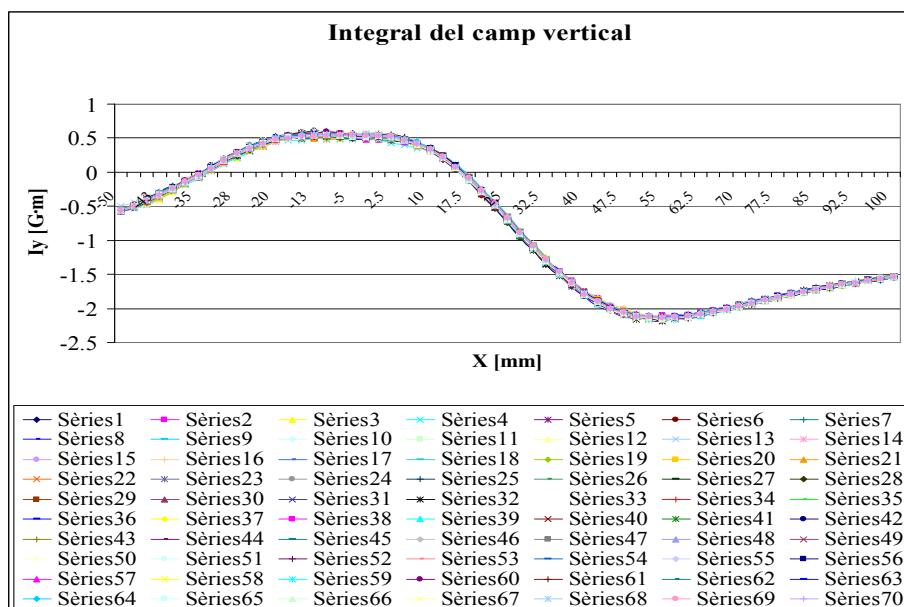


Figura 3.37: Test de repetibilitat dut a terme amb un segment d'ondulator planar.

Després d'aquest estudi es va decidir optimitzar la tensió del fil amb un tensiòmetre *Schmidt model DXB-3000*, que mesura en un rang de 0-30 N. Per augmentar la tensió

del fil vam separar les dues taules lineals progressivament mentre es mesurava amb el tensiòmetre fins que la tensió del fil va romandre constant. En aquest punt, la secció del fil de coure, de 0.1 mm de gruix, comença a decreïxer de manera irreversible, i el comportament de la tensió respecte de la força aplicada es torna no lineal (règim plàstic). Hem determinat una tensió màxima en aquest punt de 8.4 N pel conjunt de 10 voltes, és a dir, uns 86 g/fil aproximadament.

### Errors sistemàtics

L'origen dels errors sistemàtics està en les imperfeccions mecàniques de la bobina: flexió del fil –*fletxa* del fil en forma de catenària–, desalineament del fil respecte el sistema de referència de l'estructura magnètica que es vulgui mesurar, moviment irregular dels motors, desajustos en la rotació...

L'error en el diàmetre de la bobina es tradueix en un error en la sensibilitat del banc. Amb l'ajut d'un nivell òptic *Leica 2000* es va determinar experimentalment el diàmetre  $D$  de la bobina: 4.36 mm que representa una increment del 9% respecte del seu valor nominal. Assumint un error de  $10 \mu\text{m}$  en la mesura experimental del diàmetre intern de la bobina, obtenim un error relatiu de  $2.5 \cdot 10^{-3}$  en les integrals de camp.

Amb el nivell òptic també hem determinat experimentalment la forma de catenària del fil i la seva flexió. La mesura experimental s'il·lustra en la figura següent,

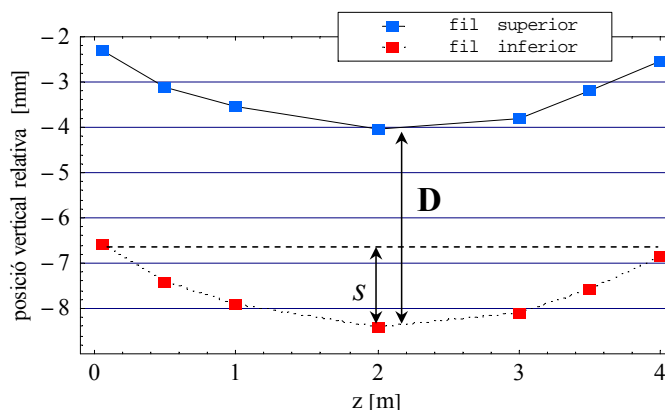


Figura 3.38: Forma del fil basculant mesurat amb un nivell òptic.  $D$  correspon al diàmetre de la bobina i  $s$  a la fletxa de la catenària que dibuixa el fil.

Experimentalment, observem una *fletxa* de  $s = 1.68 \pm 0.05$  mm.

La *fletxa*,  $s$ , d'una catenària està relacionada amb la tensió  $T$  del fil a través de l'expressió (3.40):<sup>17</sup>

$$s(T) = \frac{T}{\lambda g} \left( \cosh \left( \frac{\lambda g L_0}{2T} \right) \right) - 1 \quad (3.40)$$

on  $g = 9.81$  mm/s<sup>2</sup>,  $\lambda$  és la densitat lineal del coure i  $L_0$  és la longitud entre els extrems del fil. En el nostre cas,  $\lambda = 7 \cdot 10^{-5}$  kg/m,  $L_0 = 4.1$  m,  $T = 0.85$  N/volta.

Introduint aquests valors a l'equació anterior obtenim un valor per a la *fletxa* de 1.70 mm, en perfecte acord amb el valor experimental:

valor teòric	valor experimental
1.70 mm	$1.68 \pm 0.05$ mm

Taula 3.6: *Resultats teòrics i experimentals de la fletxa gravitacional del fil basculant.*

Aquesta *fletxa* s'ha de tenir en compte a l'hora de posicionar i mesurar els diferents elements magnètics per tal de minimitzar l'error.

## Conclusions i sumari d'errors

A continuació presentem un resum dels errors sistemàtics i aleatoris avaluats de manera teòrica usant com a objecte d'estudi imants quadrupolars, sextupolars i imants correctors (dipolars), tots ells pertanyent a alguna de les famílies d'electroimants de l'anella d'injecció (*booster*) de l'accelerador Alba.

### a) Errors aleatoris

- Errors electrònics

La precisió del voltímetre és de l'ordre de  $9 \cdot 10^{-5}$ , en el rang de 0 – 100 mV.

- Errors mecànics

Els errors associats a les vibracions mecàniques quan mesurem integrals de camp de l'ordre de 0.1 – 10 T·m són de l'ordre de  $7 \cdot 10^{-3}$ . Per tal de millorar la precisió de les mesures, aquestes s'han de realitzar a baixa velocitat (20 mm/s) i anant des

<sup>17</sup>[http://www.sc.ehu.es/sbweb/fisica/solido/din\\_rotacion/catenaria/catenaria.htm](http://www.sc.ehu.es/sbweb/fisica/solido/din_rotacion/catenaria/catenaria.htm)

de camp baix a camp alt. La taula següent dona l'ordre de l'error aleatori relatiu total.

<b>Errors aleatoris relatius</b>	
errors electrònics	$9 \cdot 10^{-5}$
errors mecànics	$7 \cdot 10^{-3}$
<b>Total</b>	<b><math>7 \cdot 10^{-3}</math></b>

Taula 3.7: *Errors aleatoris relatius del banc fil basculant.*

### b) Errors sistemàtics

- Diàmetre bobina

És de l'ordre de  $2.5 \cdot 10^{-3}$  en les integrals de camp.

- Fil en forma de catenària

Els errors a causa de la *fletxa* que descriu la forma de la bobina poden ser no negligibles, i depenen fortament de les característiques del camp magnètic a mesurar: com més gran sigui la dependència del camp amb la coordenada transversal, més grans es faran els errors de mesura. L'estudi revela que la influència d'aquest error és petita en el cas dels imants dipolars, moderada en els quadrupols però, en el cas d'imants sextupolars o d'ordre superior, fa inviable la mesura.

La contribució de les diferents fonts d'error per a cada tipus d'imant es mostra a la taula 3.8.

### Errors absoluts

	<b>dipols</b>	<b>quadrupols</b>	<b>sextupols</b>
Max. integral de camp	6 T·mm	100 T·mm	11 T·mm
<b><i>Errors aleatoris</i></b>			
Max. error aleatori	0.04 T·mm	0.7 T·mm	0.08 T·mm
<b><i>Errors sistemàtics</i></b>			
Max. error diàm. bobina	0.002 T·mm	0.25 T·mm	0.03 T·mm
Max. error geometria fil	0 T·mm	0.02 T·mm	1.12 T·mm
Error alineament	<0.007 T·mm	<0.8 T·mm	<0.1 T·mm

Taula 3.8: *Errors absoluts del banc fil basculant per a cada tipus d'imant analitzat.*

Com més alt és l'ordre multipolar de l'imant mesurat, els errors sistemàtics predominen

sobre els aleatoris. Remarquem, però, que en el cas dels dispositius d'inserció predominen els errors aleatoris i aquests els hem acotat a  $2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per a la component  $I_y$ .

## 3.4 Banc d'efecte Hall

La funció d'aquest banc és mesurar les tres components ( $B_x, B_y, B_z$ ) del camp d'inducció magnètica local, és a dir, mesurar el vector  $\vec{B}$  a qualsevol punt de l'espai.

Aquest banc estava concebut inicialment per mesurar grans electroimants<sup>18</sup>, principalment dipòls, encara que també té utilitat en el cas d'imants multipolars.<sup>19</sup> Amb l'objectiu de condicionar el banc per a la caracterització de dispositius d'inserció, hem hagut de modificar-lo i adaptar-lo tant a nivell funcional com a nivell de programació i de protocol per tal de satisfer els requeriments necessaris per a aquest tipus de mesures.

### 3.4.1 Efecte Hall

Denominem efecte Hall a l'aparició d'un voltatge **voltatge Hall**,  $V_H$ <sup>20</sup>— en un material semiconductor, alimentat amb un corrent  $I_c$ , quan el posem en el si d'un camp magnètic  $\vec{B}$ . Aquest voltatge és perpendicular tant al camp magnètic com al flux de corrent continu  $I_c$  que travessa el material.<sup>21</sup>

Si  $B = 0$ , el corrent elèctric és paral·lel al camp elèctric  $\vec{E}$  longitudinal associat a  $I_c$ . Si  $B \neq 0$ , la força de Lorentz provoca una deflexió dels electrons que circulen cap a un costat del conductor, provocant l'aparició del voltatge  $V_H$ , que és perpendicular a  $I_c$  i a  $B$ . Quan s'equilibren les forces elèctrica i magnètica ( $qE_H = qvB$ ) les càrregues tornen a moure's en la direcció longitudinal.

---

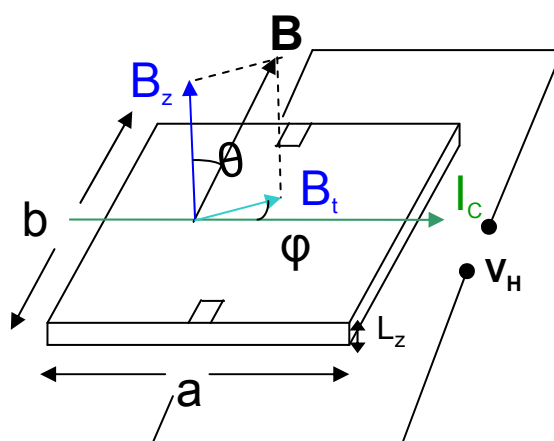
<sup>18</sup>Beltran D.; Bordas J.; Campmany J.; Molins A.; Perlas J. A.; Traveria M. (2001): "An instrument for precision magnetic measurements of large magnetic structures", Nuclear Instruments and Methods in physics research A, volum 459, núm. 1, ps. 285-294.

<sup>19</sup>Hwang, C.S.; Lin F.Y. (1994): "High-precision harmonic magnetic-field measurement and analysis using a fixed angle Hall probe", Rev. Sci. Instrum., volum 65, núm. 8, ps. 2548-2555. doi:10.1063/1.1144650

<sup>20</sup>El nom ve del físic Edwin Hall que el 1879 va descriure l'efecte per primer cop.

<sup>21</sup>Hall, E. H. (1879): "On a new action of the magnet on electric currents", American Journal of Mathematics, volum 2, ps. 287-292.



Figura 3.39: *Efecte Hall clàssic.*

En presència d'un camp magnètic es genera, doncs, un  $V_H$  associat al camp  $E_H$  entre els terminals oposats de la placa semiconductora que, a primer ordre, és proporcional a la intensitat del camp. Més concretament, el camp elèctric  $\vec{E}$  dins del material semiconductor està relacionat amb la densitat de càrrega lineal  $\vec{J}$  i el camp magnètic extern  $\vec{B}$  de la manera següent:<sup>22</sup>

$$\vec{E} = \rho \vec{J} - R_H (\vec{J} \times \vec{B}) + P_H (\vec{J} \cdot \vec{B}) \vec{B} \quad (3.41)$$

on  $\rho$  és la resistivitat del semiconductor,  $\rho \vec{J}$  és el camp motriu en la direcció del corrent, i  $R_H (\vec{J} \times \vec{B})$  és el principal terme de l'efecte Hall, responsable del camp elèctric en un eix que és perpendicular tant al corrent com al camp magnètic. Aquest terme és proporcional al *coeficient Hall*, definit com la raó entre la mobilitat i la conductivitat del material ( $R_H = \mu/\sigma$ ) i que qualitativament està relacionat amb l'eficiència en generar el camp elèctric Hall. El darrer terme de l'expressió (3.41) és l'anomenat *efecte Hall planar*, i està associat a la component tangencial del camp,  $\mathbf{B}_t$ , de la figura 3.39. El seu origen està en la diferència de magnetoresistència entre les direccions longitudinals i transversals del camp magnètic. En general és molt petit, especialment per a semiconductors altament dopats, amb baixa resistivitat i per a mesures de la component vertical del camp. La raó entre el voltatge planar  $V_p$  i el voltatge Hall és de l'ordre d'1%. En el nostre cas hem fet servir sensors Hall de la marca Sypris (companyia spin-off de F.W.Bell), model GH700/SP2, fabricats amb GaAs, que minimitzen aquest efecte.

<sup>22</sup>Popovic, R. S. (2004): Hall effect devices. Series in Sensors. Institute of Physics, 2<sup>a</sup> edició, p. 134.

Si expressem el camp d'inducció magnètica com  $\vec{B} = |\vec{B}|\vec{u}$ , on  $\vec{u}$  és un vector unitari en la mateixa direcció que  $\vec{B}$ , podem reescriure (3.41) com

$$\vec{E} = \rho\vec{J} - R_H|\vec{B}|[\vec{J} \times \vec{u}] + P_H B^2(\vec{J} \cdot \vec{u})\vec{u} \quad (3.42)$$

Tots els termes no vectorials de la part dreta de l'equació (3.42) tenen dimensions de resistivitat, mentre que els termes vectorials tenen dimensions de densitat de corrent. Així, (3.41) es pot interpretar com una generalització de la *lei d'Ohm* en el cas d'haver-hi un camp magnètic extern.

El voltatge Hall mesurat per un voltímetre és el camp elèctric de l'equació anterior integrat entre dos terminals de la làmina semiconductora,

$$V_H = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (3.43)$$

Recordant que

$$I_c = \int \vec{J} \cdot d\vec{l} \quad (3.44)$$

podem expressar l'equació (3.43) com:

$$V_H = \frac{R_H}{L} I_c B_{\perp} + P_H B_{\parallel}^2 + V_{off} \quad (3.45)$$

on  $B_{\parallel}$  i  $B_{\perp}$  representen els camps d'inducció magnètica paral·lela i perpendicular a la làmina semiconductora de gruix  $L$ , respectivament. Com veiem, el voltatge Hall és proporcional al corrent  $I_c$  amb el qual s'alimenten els sensors. El darrer terme de l'equació (3.45) és el voltatge offset,  $V_{off}$ , definit com el voltatge Hall a camp nul,  $V_{off} = V(B = 0)$ . Es mesura amb una cambra de buit magnètic, és a dir, una cambra dins la qual el camp magnètic és nul. Al laboratori hem construït una d'aquestes cambres, les parets de la qual estan fetes de  $\mu$ -metall. Aquest material és un aliatge de Ni i Fe i es caracteritza per tenir una permeabilitat relativa molt alta ( $>80000$ ) i una coercitivitat molt baixa, de manera que les pèrdues per histèresi són molt petites. D'altra banda, és més dúctil i manejable que d'altres aliatges d'alta permeabilitat com el Permalloy, per exemple.

Una secció transversal, una imatge de les principals parts que componen la cambra i una visió general de la mateixa es mostren a les figures 3.40–3.42.

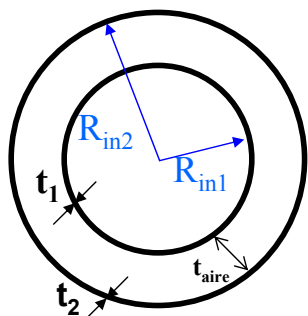


Figura 3.40: Secció transversal de la cambra de buit magnètic.



Figura 3.41: Conjunt de peces que formen la cambra.



Figura 3.42: Cambra de buit magnètic del laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba.

Experimentalment s'ha comprovat que l'atenuació del camp dins d'aquesta cambra és d'un factor  $1500^{23}$ , és a dir, 0.15 T a fora correspon a 0.1 mT a dins. Per tant, en referència a la funció per la qual s'ha construït, aquest escut magnètic permet mesurar amb gran precisió el  $V_{off}$ .

Per acabar, definim els paràmetres més importants associats als sensor Hall i que cal tenir en compte a l'hora d'escollir-ne un model:

- **corrent nominal.** És el corrent constant recomanat per alimentar el dispositiu Hall. El seu valor màxim està limitat per la dissipació de potència de la pròpia sonda.
- **resistència d'entrada.** Típicament es dissenya per a ser al més petit possible, ja que una resistència d'entrada baixa disminueix la caiguda de potencial de la sonda.
- **resistència de sortida.** Igual que per a la resistència d'entrada, una resistència de sortida baixa permet tenir un soroll més baix del senyal.
- **voltatge offset.** Voltatge a  $B = 0$ .
- **sensitivitat magnètica.** És el coeficient del terme lineal de  $V_H = f(B)$ .
- **àrea sensitiva.** És la part del dispositiu sensible al camp magnètic i que integra el

<sup>23</sup>Colldelram C.; Marcos J.; Massana V. (2006): "Design and building of a Zero Magnetic Field Chamber". Document intern AAD-LAIDHall-A-0008, ALBA.

senyal en tota la seva àrea.

- **linealitat.** És la desviació respecte la dependència lineal de  $V_H = f(B)$ . Es dóna com a percentatge de lectura.
- **error de reversibilitat.** És la desviació respecte la resposta simètrica que hauria de tenir el sensor Hall per camps d'igual intensitat i signe contrari.
- **coeficient de T del  $V_{off}$ .** Determina la dependència de  $V_{off}$  amb la temperatura.
- **coeficient de T de  $V_H$ .** Determina la dependència de la sensibilitat magnètica amb la temperatura.
- **coeficient de T de  $R_{in}$  i  $R_{out}$ .** És el canvi de les resistències d'entrada i sortida, respectivament, degut a variacions tèrmiques.
- **rang de T operativa.** Interval de temperatura en el qual la sonda treballa correctament.

Altres factors a tenir en compte és el nombre de components espacials del camp magnètic que la sonda pot mesurar, és a dir, si mesura en 1, 2 o 3 eixos. Hi ha sensors d'un sol eix i n'hi ha de 3, però aquests darrers acostumen a ser molt més cars i el preu és un altre factor a tenir en compte. Finalment, la mida de la sonda també és un element important sobretot en el cas d'haver de mesurar onduldors amb entreferros molt petits.

### 3.4.2 Descripció física del banc Hall

El banc Hall està constituït pels següents elements:

- I. **bloc de granit.** El banc descansa sobre una estructura de granit de dimensions 4 x 0.4 x 0.6 m que garanteix l'estabilitat mecànica del banc, durant la mesura i a llarg termini. Els peus del bloc són regulables en alçada i permeten alinear el banc longitudinal i transversalment. La planarietat del bloc de granit s'ha mesurat amb un inclinòmetre de precisió (*Wylers* model mininivell NT) i està dins d'una tolerància de 20  $\mu\text{m}/\text{m}$ , que assegura la perpendicularitat del sistema d'eixos. Aquests eixos estan definits de tal manera que l'eix X és l'eix transversal, l'Y és el vertical i el Z és el longitudinal.

- II. **motors.** Tres motors permeten moure el banc en les 3 direccions de l'espai. El rang de moviment és de 0.5 m a l'eix X, 0.250 m a l'eix Y i 3 m a l'eix Z. La velocitat màxima de moviment és de 5 mm/s als eixos X, Y i 18 mm/s al Z.
- III. **regla òptica.** La lectura de la posició del banc es realitza amb un codificador òptic (*Fagor*) per cadascun dels eixos (CVX pel Z i CVS pels eixos X i Y). Es tracta d'un codificador relatiu amb marques de referència cada 50 mm. La resolució en la posició és d'1  $\mu\text{m}$ . No està compensat en temperatura (la temperatura de treball és de 20°C). Mesures fetes amb interferometria van mostrar que la posició final presenta errors menors de 5  $\mu\text{m}/\text{m}$  en la lectura del codificador de l'eix Z.
- IV. **braç mecànic.** Braç de llautó orientat en l'eix X. A l'extrem final té una capçal, també de llautó, on hi ha instal·lada una placa PCB amb tots els elements (senyors, resistències...) necessaris per fer la mesura.
- V. **sondes Hall.** Soldats a la placa electrònica hi ha tres sensors d'efecte Hall per mesurar cadascuna de les components del camp magnètic.

La figura 3.43 mostra el banc d'efecte Hall del sincrotró Alba. El conjunt del banc està muntat sobre una llosa antisísmica que absorbeix freqüències  $<100$  Hz, les més perjudicials en termes d'estabilitat mecànica.

El capçal de llautó conté una placa amb 3 sondes Hall per mesurar cadascuna de les components del camp d'inducció magnètica.

L'àrea sensitiva dels sensors, d'arseniür de gal·li (GaAs), té un diàmetre d'uns 200  $\mu\text{m}$  i està situada aproximadament al centre del sensor.

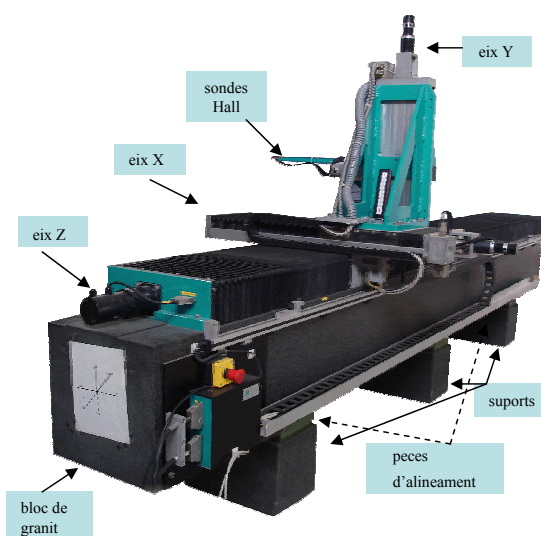


Figura 3.43: Banc d'efecte Hall del sincrotró Alba.

La figura 3.44 mostra una imatge de la placa i a la taula 3.9 hi figuren les principals característiques d'aquests sensors.

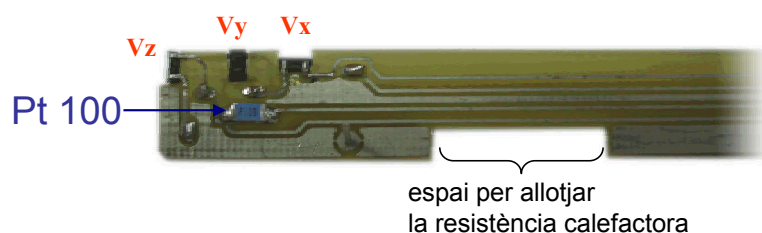


Figura 3.44: Placa amb 3 sensors d'efecte Hall.

Propietats	GH-700	
	teòric	mesurat
Resistència d'entrada ( $\Omega$ )	450 – 900	
Resistència de sortida ( $\Omega$ )	aprox. 1000	1004 – 1059
Sensitivitat magnètica (mV/kG)	50 – 140	110 – 115
Coercitivitat intrínseca (kA/m)	875 – 1999	
Voltatge offset màxim ( $\pm mV$ )	14	1 – 5
Corrent de treball màx. (mA)	10	
Corrent de treball nominal (mA)	5	5
Error de linealitat màx. en el rang (-10kG - 10kG) ( $\pm\%$ RDG)	2	
Coefficient tèrmic principal del $V_H$ (-10°C a 80°C) ( $\%^\circ C$ )	-0.07	-0.2
Coefficient tèrmic principal de la resistència (-10°C a 80°C) ( $\%^\circ C$ )	0.15	
Rang de temperatura operativa ( $^\circ C$ )	-55 a 125	

Taula 3.9: Propietats segons catàleg i segons mesura pròpia dels sensors GH-700 d'efecte Hall basats en el GaAs.

A banda dels elements estructurals del banc, es disposa dels següents dispositius electrònics necessaris per a la seva correcta operació: font de potència de les sondes Hall (*HP 3631A*), controladora de motors (*PMAC v.1.16C*, de l'empresa *Delta Tau*)<sup>24</sup>, font de potència dels motors, lector de temperatura ambient (*Phillips* model Digital 280), i controladora de la temperatura dels sensors Hall (*Eurotherm 3508*, amb una resolució de 0.01°C).<sup>25</sup>

El model de voltímetre usat per a l'adquisició de dades és el *Keithley 2001*,<sup>26</sup> un per a cadascun dels sensors. L'elecció d'aquest model respon al fet que poden emmagatzemar

<sup>24</sup>(2006): *PMAC User's manual*. Versió 1.16. Delta Tau Data Systems, inc.

<sup>25</sup>(2006): *Serie 3500. Reguladores de proceso. Guía del usuario*. Eurotherm.

<sup>26</sup>(2005): *Test and measurement. Product catalog*. Keithley: ps. 27-28.

fins a 30000 dades sense necessitat de buidar el magatzem temporal de memòria (*buffer*), i a que presenten la millor precisió d'entre aquests voltímetres.

Com explicarem més endavant, el protocol de mesures desenvolupat per mesurar dispositius d'inserció requereix d'uns voltímetres amb capacitat d'adquirir grans quantitats de dades, permetent la possibilitat de mesurar en intervals d'espai molt petits, fins i tot de centenars de  $\mu\text{m}$ .

Un dels paràmetres més rellevants de la taula anterior és el de la **sensitivitat magnètica**:  $S = V_H/B_{\perp}$ , on  $V_H$  és el voltatge Hall i  $B_{\perp}$  el camp magnètic extern “vist” pel sensor. A l'hora d'escollir un sensor Hall és important que aquest tingui una sensitivitat gran per tal d'optimitzar la relació senyal/soroll, per exemple de l'ordre de  $1\text{V}/\text{T}$ , i disposar d'una gran resolució a l'hora de discernir els petits canvis en el camp d'inducció en estructures magnètiques molt semblants.

La figura 3.45 mostra les dimensions reals dels sensors i la figura 3.46 és una imatge del braç mecànic sencer.

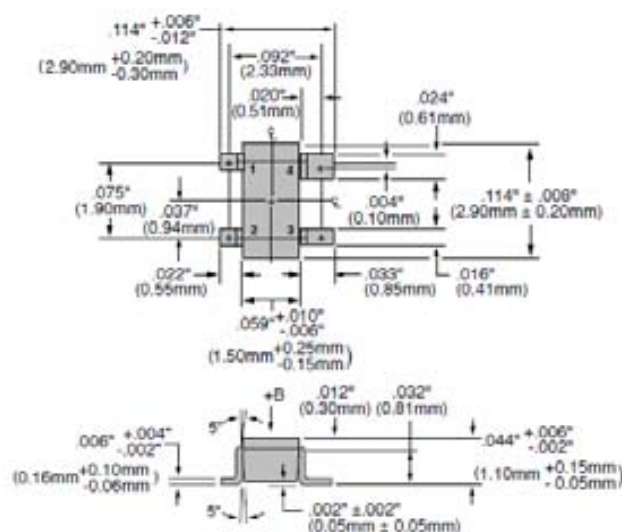


Figura 3.45: *Dimensions dels sensors Hall GH-700 usats en aquesta tesi.*

La lectura de la temperatura dels sensors,  $T_H$ , és mesurada a través d'un sensor de platí de  $100 \Omega$ , Pt 100 RTD (*detector de temperatura de resistència*) amb tecnologia SMD (*dispositiu de muntatge superficial*), incorporat a la placa i en contacte amb els sensors d'efecte Hall mitjançant una resina epoxi amb una alta conductivitat tèrmica (*Arctic*



Figura 3.46: Braç amb el capçal de les sondes Hall.

*Alumina Thermal Adhesive*). Per controlar que aquesta temperatura romanguí constant durant tot el procés de mesura, la placa disposa d'una resistència calefactora connectada a una petita font de potència que subministra 12 V nominals i un corrent de 100 mA, i que està connectada a la controladora de la temperatura Hall.

El control de la  $T_H$  es realitza a través d'un algorisme PID (*proporcional integral derivatiu*), un mecanisme de control per realimentació. Quan la temperatura dels sensors està per sota de la temperatura de consigna el relé tanca el circuit i la font de potència alimenta la resistència calefactora. Quan la  $T_H$  està per sobre de la temperatura de consigna el relé obra el circuit, la font deixa de donar potència i el capçal es refreda, ja que la temperatura de consigna està per sobre de la temperatura ambient.

Una altra característica important a tenir en compte és la dependència del voltatge Hall amb la temperatura dels sensors,  $T_H$ . Al sincrotró Alba hem avaluat aquesta dependència per a totes tres sondes.

A tall d'exemple, la figura 3.47 mostra aquesta dependència en el cas de la sonda Y per a un camp d'1 T,

$$V_y = 1.21141 - 0.0027 \cdot T_H + 2.332 \cdot 10^{-6} T_H^2$$

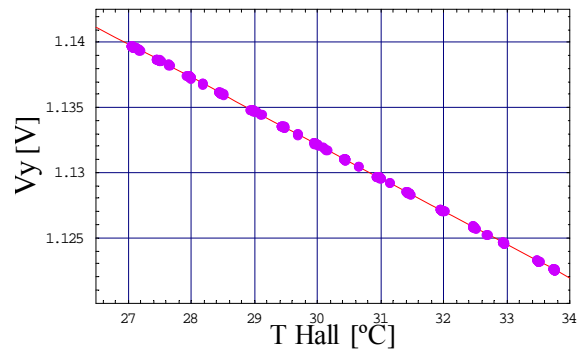


Figura 3.47: Dependència del voltatge Hall amb la temperatura dels sensors per a un camp de  $B = 1 T$ , segons mesures pròpies.

Les dades experimentals mostren que el  $V_H$  depèn bàsicament de forma lineal amb la temperatura dins del rang avaluat:  $\pm 5^\circ\text{C}$ . Del polinomi d'interpolació s'obté una dependència del voltatge Hall de  $\sim 2.5 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ , és a dir, uns  $2.5 \text{ mT}/^\circ\text{C}$  aproximadament per a un camp aplicat d'1 T.



En estructures magnètiques com els IDs, on el camp canvia ràpidament en pocs mil·límetres, la variació de flux magnètic que travessa els circuits electrònics de la placa PCB pot induir una força electromotriu (*f.e.m*) depenent de la velocitat del banc i de la posició relativa entre la placa i el camp mesurat. Aquest senyal pot comportar una lectura errònia de la  $T_H$ , que oscil·la en fase amb el canvi de flux magnètic que travessa el circuit de la Pt100. Aquest és el nostre cas, i la manera de solucionar el problema és filtrant la  $T_H$  dins d'una finestra d'integració igual al període de l'ondulador, a més d'omitjar les dues mesures repetides, fetes anant i tornat per la mateixa trajectòria. Hem comprovat experimentalment que cal mesurar la temperatura amb una resolució de fins a  $0.01^\circ\text{C}$  per poder aplicar amb èxit les correccions esmentades. La controladora Eurotherm esmentada abans dona aquestes prestacions.

### 3.4.3 Calibratge de les sondes Hall

Un dels aspectes claus d'aquesta tesi és la precisió de les mesures magnètiques. Per assolir les toleràncies requerides en el cas dels dispositius d'inserció és necessari disposar d'un sistema de sondes Hall calibrades a tots els rangs de camp, tant positius com negatius. En aquest sentit, s'han hagut d'introduir certes millores en el sistema de calibratge que existia al laboratori de mesures magnètiques d'Alba, tant pel que fa a la metodologia com a la programació. En concret, s'ha passat de realitzar un calibratge 2D –calibratge de les sondes,  $V_x$  i  $V_y$ – a un de 3D<sup>27</sup> –calibratge de totes tres sondes–. Aquesta dimensió addicional és necessària a causa que, en els IDs, totes tres components poden tenir un valor significatiu.

En aquest apartat s'explica el concepte de *calibratge* i es descriu el procés d'adquisició de dades posant de relleu les millores realitzades a l'antic sistema.<sup>28</sup>

La mesura d'estructures magnètiques amb sondes Hall ens proporciona un senyal de voltatge, però no ens dona el camp directament, tal com s'ha explicat a la secció anterior. Per determinar la intensitat del camp magnètic  $\vec{B}$  cal conèixer la correspondència entre

<sup>27</sup>Marcos, Jordi (2006): “Calibration of a 3-axis Hall probe”. Document intern AAD-LAIDHall-A-0003, ALBA.

<sup>28</sup>Beltran D.; Bordas J.; Campmany J.; Molins A.; Perlas J. A.; Traveria M. (2001): “An instrument for precision magnetic measurements of large magnetic structures”, Nuclear Instruments and Methods in physics research A, volum 459, núm. 1, ps. 285-294.

voltatge i camp. És a dir, necessitem, dit de manera didàctica, un algorisme que actui de “traductor” entre el senyal de sortida de la sonda Hall (en volts) i el camp d’inducció magnètica (en tesles). Aquest “diccionari voltatge-camp” l’hem de fabricar comparant dos senyals de sortida, el voltatge de la sonda Hall i el de la inducció magnètica mesurada amb sensors de referència molt precisos, les sondes de ressonància magnètica nuclear –RMN–, en mesurar conjuntament el camp magnètic generat en un imant dipolar que, d’ara en endavant, anomenarem *imant de calibratge*.

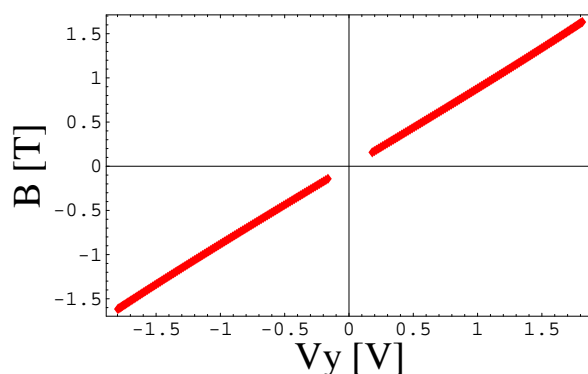


Figura 3.48:  $V_H$  mesurat amb una sonda Hall versus la densitat de flux magnètic mesurada amb una sonda RMN. Es pot apreciar el buit en el rang de camp que no és mesurable amb sondes RMN.

El motiu pel qual s'utilitzen sondes RMN per calibrar sondes Hall és que mesuren el camp amb una gran precisió, típicament de l'ordre de  $10^{-5}$ , equivalent a  $10 \mu\text{T}$  per a un camp aplicat d'1T.<sup>29</sup> Així, les sondes RMN són el nostre patró de camp, la nostra referència.

Cal fer notar que, malgrat l'avantatge en termes de precisió que presenten les sondes de ressonància magnètica en front de les sondes d'efecte Hall, no les podem usar com a eines de mesura dels imants que constitueixen els acceleradors, o en els IDs, a causa de la seva grandària, del temps que necessiten per establir cada punt de mesura (típicament 1 minut) i del fet que, en presència de camps poc homogenis, no mesuren el camp correctament. A més, al contrari que en el cas de les sondes Hall, no es pot correlacionar de manera precisa (pels motius que acabem de comentar) la posició relativa de l'àrea sensible de les sondes RMN respecte el sistema de referència del laboratori. En

<sup>29</sup>Henrichsen (1998): “Overview of magnet measurement methods”. *CAS - CERN Accelerator School*, p.127

altres paraules, no podem saber exactament com està situat l'imant respecte el conjunt de mesures realitzades amb les sondes RMN.

Per “calibrar” sondes Hall, doncs, entenem la mesura del camp magnètic  $B$  generat en un imant especial (dipolar, i que produeix un camp vertical pur i molt homogeni) dotat d'un dispositiu de RMN, comparat amb el voltatge de sortida  $V_H$  de cadascuna de les sondes. D'aquesta manera obtenim un conjunt de punts  $(V_H, B)$  distribuïts aproximadament de manera lineal per a cadascuna de les sondes.

En funció de la precisió requerida, per obtenir l'algorisme “traductor” caldrà ajustar aquests punts amb una expressió polinòmica determinada, usualment de grau elevat. En el nostre cas, el requeriment és que l'error sigui més petit que  $10^{-4}$ , 0.1 mT per tesla mesurada.

L'equip de calibratge del laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba està format pels següents elements:

- I. Imant de calibratge (*model 3473-50 de la companyia GMW*).
- II. Font de potència de l'imant de calibratge (*model 858 de Danfysik*).
- III. Magnetòmetre de ressonància magnètica nuclear (*Metrolab PT 2025*).
- IV. 5 sondes RMN (*Metrolab Instruments*).
- V. Magnetòmetre de saturació (*Bartington Mag-01*).

Recordem que l'equip de sondes Hall està compost per:

- 3 sondes Hall ortogonals (*GH700/SP2*).
- Font d'alimentació de les sondes Hall (*HP 3631A*).
- 3 voltímetres per mesurar la tensió Hall (*Keithley 2001*).
- 1 sensor de temperatura Pt 100 RTD.
- Controladora de temperatura (*Eurotherm 3508*).

A continuació esmentarem breument les principals característiques d'aquests equips.

### Imant de calibratge<sup>30</sup>

El camp magnètic generat està dins de l'interval de 0–2 T en la direcció vertical, amb una precisió de 15 ppm en tot el rang. Al centre de l'imat el camp és suficientment homogeni com per menysprear les altres components (vegeu secció 3.4.5, pàgina 128).

La potència màxima dissipada és de 4.1 kW. L'imat va refrigerat amb aigua desionitzada per garantir l'estabilitat tèrmica i allargar la vida útil de les bobines. El rang operatiu de temperatura és de 15 a 40°C.

### Font de potència de l'imat<sup>31</sup>

L'imat està alimentat amb una font lineal i de corrent continu dins d'un rang d' 1 a 70 A, amb una estabilitat per períodes curts de temps de 2 ppm a 70 A. Això representa  $\pm 70 \mu A$  en tot el rang, que equival a un valor de camp de  $\pm 6 \mu T$ . Experimentalment s'han mesurat aquestes desviacions amb un amperímetre de precisió.<sup>32</sup>

### Magnetòmetre de ressonància magnètica nuclear i conjunt de 5 sondes RMN<sup>33</sup>

És l'instrument utilitzat com a referència en la mesura de la densitat de flux magnètic. La seva resolució és de  $10^{-6}$  i la precisió millor que  $10^{-5}$ , és a dir,  $10 \mu T$ .

El magnetòmetre de RMN disposa de 5 canals –un per a cadascuna de les sondes RMN– per trobar el camp d'inducció magnètic per a cada intensitat de corrent.

Cada sonda RMN mesura en un rang determinat. La taula 3.10 mostra les característiques de cada una d'elles:

<sup>30</sup>(1997): *Model 3473-50 150 MM electromagnet User's manual*. GMW.

<sup>31</sup>(1997): *Manual Magnet Power Supply*. Danfysik.

<sup>32</sup>Beltran David (1998): "Sistema de control para la calibración de las sondas hall del banco de medidas magnéticas del LLS". Treball de Recerca d'Enginyeria Electrònica. UAB.

<sup>33</sup>*PT2025 Precision NMR Teslameter*. Metrolab Instruments.

**Valor mig del voltatge integrat i la desviació estàndard associada**

# de sonda	Rang de camp (T)	Rang de freqüència (MHz)	Àrea sensitiva ( $mm^2$ )
1	0.043 – 0.13	1.9 – 5.6	$7 \times 4.5$
2	0.09 – 0.26	3.8 – 11.2	$5 \times 4.5$
3	0.17 – 0.52	7.5 – 22.5	$4 \times 4.5$
4	0.35 – 1.05	15.0 – 45.0	$4 \times 4.5$
5	0.70 – 2.1	30.0 – 90.0	$4 \times 4.5$

Taula 3.10: *Característiques de les sondes RMN del sistema de calibratge dels sincrotró Alba.*

### Magnetòmetre de saturació<sup>34</sup>

És un magnetòmetre *-fluxgate*, en anglès– amb una sonda transversal tipus E, adequat per mesurar camps magnètics febles en un rang de  $\pm 2$  mT. La resolució és de  $1\mu\text{T}$ .

El seu nucli està fet de ferro tou, de manera que presenta una corba d'histèresi rectangular (tipus  $\mu$ -metall). Aquest efecte provoca que quan el voltatge a les sondes Hall és zero (amb el voltatge offset corregit), aquest dispositiu indiqui que el camp no és nul, o dit d'una altra manera, que la corba  $V(B)$  no passi per l'origen de coordenades. De l'anàlisi dels calibratges es dedueix, però, que l'efecte de la histèresi és molt petit, inferior a  $2 \cdot 10^{-5}$  T.

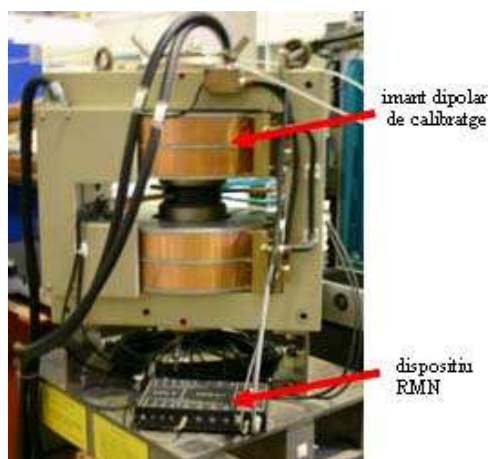
### Font d'alimentació de les sondes Hall<sup>35</sup>

Aquest dispositiu presenta una desviació interna de  $1\mu\text{A/V}$  i té una precisió de 2 mV per períodes llargs de temps, característica que representa una estabilitat de 2 ppm per una alimentació de corrent de la sonda d'1 mA. Les 3 sondes són alimentades externament a una tensió constant de 13 V i a un corrent de 5 mA.

Les següents figures mostren alguns dels dispositius utilitzats per calibrar les sondes Hall:

<sup>34</sup> *User Manual*. Bartington Instruments.

<sup>35</sup>(1996): *Fuente de Alimentación de CC de salida triple HP E3631A. Manual del usuario*. E3631-90414. Hewlett Packard.

Figura 3.49: *Imant de calibratge.*Figura 3.50: *Sondes RMN #2 i #3.*

### Adquisició i tractament de dades

El procés de calibratge està automatitzat pel que fa a la mesura del camp i l'adquisició de dades. El sistema ens permet fer el seguiment gràfic del camp mesurat amb el dispositiu RMN i el senyal de sortida  $V_H$  de cada sonda. A la taula de resultats hi figuren els voltatges  $V_x$ ,  $V_y$  i  $V_z$ , la temperatura Hall, la temperatura ambient i el corrent de la font de potència de l'imant.

Abans de començar a mesurar cal realitzar un mínim de tres cicles d'histeresi de l'imant a fi de garantir la repetibilitat de les mesures i d'eliminar, en la mesura del possible, la magnetització romanent del dipol.<sup>36</sup> El corrent oscil·la en cada cicle entre -50 A i +50A finalitzant a +24A, primer corrent on mesurem.

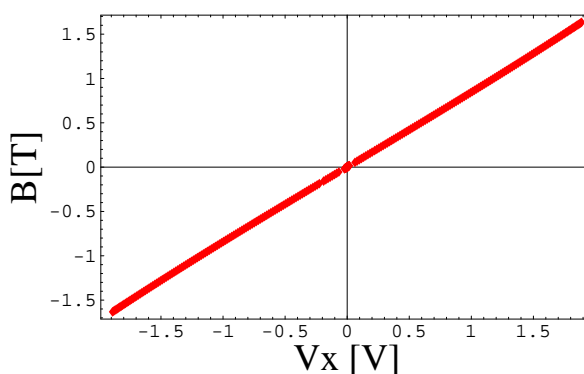
Una vegada tenim les sondes al centre de l'imant, alimentem el dipol amb un corrent decreixent, començant des de 24 A fins a 0.6 A, a intervals de 0.2 A. A cada esglaió, mesurem  $B_y$  amb el magnetòmetre RMN i els voltatges Hall. Això equival a mesurar en un rang de camp que va des de 1.63 T fins a 0.05 T.

Un cop hem baixat fins a un camp de 54 mT aproximadament, seguim baixant el corrent des de 0.1 A fins a 0, a intervals de 20 mA. En aquest rang de corrent mesurem amb el magnetòmetre de saturació, ja que està per sota del rang mínim de treball de les sondes

<sup>36</sup>Massana V. (2005): "Caracterització d'un imant de curvatura combinat mitjançant sondes d'efecte Hall". Treball per a l'obtenció de la Suficiència Investigadora. UAB.

RMN. El magnetòmetre de saturació està inclinat  $8^\circ$  respecte el pla de simetria definit pels pols de l'imant, de manera que incrementem el rang de mesura de  $\pm 2$  mT a  $\pm 17.5$  mT. En arribar a 0 A, repetim tot el procés en sentit invers, de 0 A –repetim la mesura amb la font en polaritat negativa– fins a 0.1 A amb el magnetòmetre de saturació, i de 0.6 A fins a 24 A amb les sondes RMN.

A la figura 3.51 es pot apreciar la millora assolida respecte la figura 3.48 implementant el sistema de calibratge amb un magnetòmetre de saturació transversal. El calibratge a camps febles és important si s'han de mesurar camps periòdics que en alguns punts s'anul·len, com en el cas dels dispositius d'inserció.



Les 3 sondes Hall es calibren tant per camp positius com negatius. Per calibrar el sensor  $V_x$  girem manualment el capçal  $90^\circ$  al voltant de l'eix Z (vegeu figura 3.52).

Figura 3.51:  $V_H$  de la sonda X versus la densitat de camp mesurada amb una sonda RMN. Els valors de camp propers a zero s'han mesurat amb el magnetòmetre de saturació.

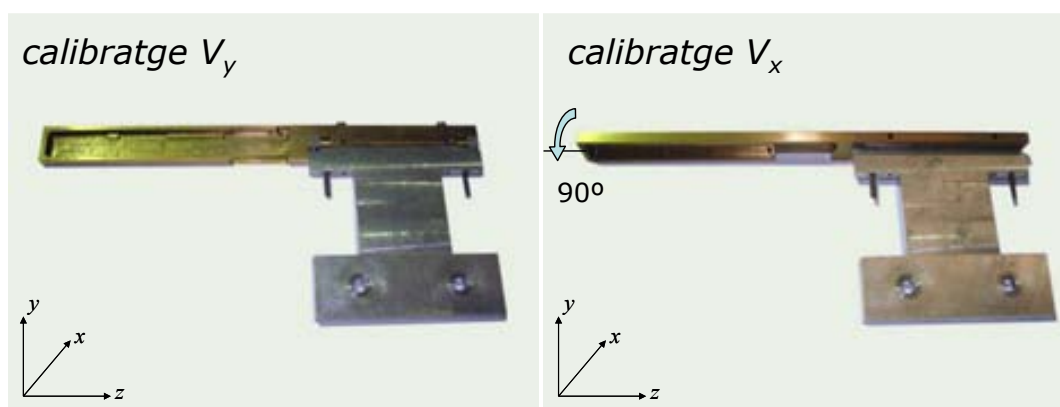


Figura 3.52: Rotació que se li aplica al capçal per a dur a terme el calibratge de la sonda  $V_x$ .

De fet, aquest capçal, fabricat al sincrotró Alba, presenta un angle de gir de  $\varphi = 90^\circ \pm 0.6^\circ$  (segons les toleràncies mecàniques subministrades), fet que introdueix una certa variabilitat entre diferents calibratges.



Per calibrar la sonda Z, introduïm manualment el capçal a dins de dues peces de baquelita, tal com es mostra a la figura 3.53, de tal manera que el capçal queda inclinat un angle de  $\phi = 13.5^\circ$  al voltant de l'eix X en una peça, i un angle de  $\varphi = 30^\circ$  i  $\phi = 5^\circ$  en l'altra (figura 3.54).

Figura 3.53: Peces de baquelita dissenyades per posar el capçal inclinat a dins de l'imant de calibratge.

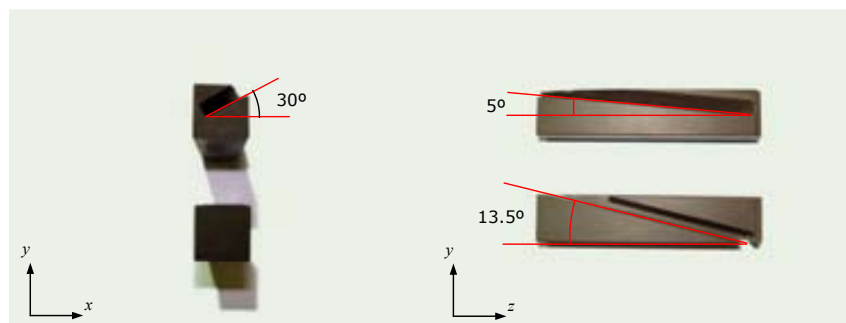


Figura 3.54: Angles que presenta el capçal respecte els eixos de coordenades del capçal.

Tot el procés de calibratge es va repetir tres cops seguint sempre el següent ordre:

- sensor  $V_y$  amb polaritat positiva,  $V_{y+}$
- sensor  $V_y$  amb polaritat negativa,  $V_{y-}$

Girem el capçal  $90^\circ$  al voltant de l'eix Z,

- sensor  $V_x$  amb polaritat positiva,  $V_{x+}$
- sensor  $V_x$  amb polaritat negativa,  $V_{x-}$

Introduïm la primera peça de baquelita amb el capçal girat  $\phi = 13.5^\circ$ ,

- sensor  $V_z$  amb polaritat positiva,  $V_{z+}$



- sensor  $V_z$  amb polaritat negativa,  $V_z-$

Introduïm la segona peça de baquelita amb el capçal girat  $\varphi = 30^\circ$  i  $\phi = 5^\circ$ ,

- sensor  $V_z$  amb polaritat positiva,  $V_z+$
- sensor  $V_z$  amb polaritat negativa,  $V_z-$

El temps requerit per cada calibratge és d'1h30. Per tant, necessitem 12h per calibrar les tres sondes amb les dues orientacions de camp.

El  $V_{off}$  és caracteritzat mesurant amb les sondes a dins de la cambra de buit magnètic descrita a la secció 3.4.1, pàgina 104. La resposta dels sensors Hall a un camp magnètic no és lineal sinó que conté termes d'ordre superior. La relació entre voltatge i camp es pot trobar expressant la dependència angular en termes d'harmònics esfèrics ( $Y_{lm}$ ), i expressant la dependència amb el mòdul del camp en termes de polinomis de Chebyshev ( $T_k$ ),<sup>37</sup>

$$V(B, \Theta, \Phi) = \sum_k \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l c_{klm} T_k(B) Y_{lm}(\Theta, \Phi) \quad (3.46)$$

on  $(B_x, B_y, B_z) = (B \cos \Phi \sin \Theta, B \sin \Phi \sin \Theta, B \cos \Theta)$ .

Experimentalment s'ha demostrat<sup>38</sup> que els coeficients de  $Y_{lm}$  són aproximadament proporcionals a  $B^l$ ,

$$\sum_k c_{klm} T_k(B) \simeq c_{lm} B^l \quad (3.47)$$

de manera que poden reescriure (3.47) com,

$$V(B, \Theta, \Phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l c_{lm} B^l Y_{lm}(\Theta, \Phi) \quad (3.48)$$

En el nostre cas, hem comprovat que, del conjunt de coeficients de l'equació (3.48) només n'hi ha 7:  $c_{00}, c_{10}, c_{20}, c_{22}, c_{30}, c_{32}, c_{50}$ , que contribueixen en més d'un 0.1% per a camps magnètics de fins a 1.4 T.<sup>39</sup>

<sup>37</sup>Bergsma, F. (2003): "Calibration of hall sensors in three dimensions". 13è IMMW, 19-22 maig 2003, Stanford, California. URL <http://fxb.home.cern.ch/fxb/immw13/>.

<sup>38</sup>F. Bergsma, F. (2005): "Progress on the 3D calibration of hall probes". 14è IMMW, 26-29 setembre, Ginebra (Suïssa). URL <http://immw2005.web.cern.ch/immw2005/>.

<sup>39</sup>Marcos, Jordi (2006): "Calibration of a 3-axis Hall probe". Document intern AAD-LAIDHall-A-0003,

Tenint en compte només aquests coeficients, podem expressar el voltatge Hall com una suma de termes del camp magnètic en coordenades cartesianes:

$$V(B_x, B_y, B_z) = V_{00} + V_{10} + V_{20} + V_{22} + V_{30} + V_{32} + V_{50} \quad (3.49)$$

definites com

$$\left\{ \begin{array}{ll} V_{00} = c_{00} & \text{Voltatge offset} \\ V_{10} = c_{10} B_z & \text{Terme lineal (comp. principal)} \\ V_{20} = c_{20} [2B_z^2 - (B_x^2 + B_y^2)] & \text{No linearitat irreversible} \\ V_{22} = c_{22} B_x B_y & \text{Efecte Hall planar} \\ V_{30} = c_{30} [2B_z^3 - 3B_z (B_x^2 + B_y^2)] & \text{No linearitat reversible} \\ V_{32} = c_{32} B_x B_y B_z & \text{Efecte Hall 3D} \\ V_{50} = c_{50} [8B_z^5 - 40B_z^3 (B_x^2 + B_y^2) + 15B_z (B_x^2 + B_y^2)] & \text{No linearitat reversible} \end{array} \right.$$

En aquestes expressions, les components  $B_x$ ,  $B_y$  i  $B_z$ , estan expressades en termes del sistema propi de coordenades de cada sensor Hall, no del sistema de coordenades del capçal. Per eliminar qualsevol dependència amb la temperatura, a partir de les dades de la figura 3.47, ajustem un coeficient  $\alpha$  tal que  $V_j(T) = c_{10} [1 - \alpha(T - T_0)] B_j$ , amb  $j = x, y, z$ , i després agafem un coeficient lineal  $c_{10}(T) = c_{10}(T_0) [1 - \alpha\Delta T]$  diferent per a cada punt mesurat.

### 3.4.4 Introducció al procés de mesura

La millora més rellevant s'ha centrat en dotar al banc Hall d'una major rapidesa en l'adquisició de dades. Per a les mesures d'electroimants la metodologia emprada era l'anomenada **punt a punt**, on el braç se situa en el punt de l'espai que es vol mesurar, s'adquireixen les dades –en repòs– i es mou el braç fins al següent punt, i així fins cobrir una xarxa de  $N$  punts situats en un pla horitzontal que engloba tota la longitud magnètica efectiva de l'imant a diferents distàncies del seu centre magnètic. En aquest cas, la trajectòria del braç no té perquè ser lineal; es té flexibilitat per escollir l'ordre de les posicions on s'ha de moure el banc.

Amb els nous voltímetres Keithley 2001 podem mesurar en línia recta sobre una xarxa de punts molt més densa sense necessitat d'aturar el braç. És el que s'anomena mesurar “al vol”. El motiu d'emprar una xarxa més densa de punts és per satisfer la necessitat de mesurar dispositius d'inserció amb períodes relativament curts.

Aquesta llibertat en l'elecció de la metodologia és el que ha permès disposar d'un banc Hall amb altes prestacions.

### **Punt a punt**

L'adquisició de dades es duu a terme amb el braç mecànic en repòs. L'avantatge d'aquest sistema de mesura és que minimitza l'error en la posició del banc, i s'eliminen pràcticament les vibracions del braç produïdes pel moviment. També elimina problemes d'inducció associats al moviment del capçal en el si d'un camp magnètic.

La desavantatge principal és que el temps invertit en cada punt de mesura és llarg, aproximadament 7 segons per a les tres components del camp. Aquest temps és prou llarg per no permetre l'ús d'aquest mètode en una xarxa massa gran de punts.

Usant aquest mètode en el cas dels electroimants, típicament s'invertien 5 h per cobrir uns 2500 punts, espaiats 1 cm en l'eix longitudinal i 5 cm en l'eix transversal. En el cas dels IDs és necessari mesurar en una xarxa més fina de punts per poder reconstruir la forma sinusoidal del camp, i això fa que aquest mètode sigui inviable.

Per altra banda, si volem mesurar les tres components del camp magnètic ens trobem amb un altre problema, i és conèixer la distància exacta que hi ha entre les sondes. Més concretament, la distància relativa entre les àrees sensibles de cada sonda. Aquesta informació és necessària per a què tots tres sensors mesurin en el mateix punt de l'espai. L'ordre de mesura és el següent: primer mesuram  $V_y$  (el nostre sensor de referència), després el braç es desplaça per mesurar  $V_x$  i, finalment, es torna a desplaçar per mesurar  $V_z$ . Així, per poder corregir la posició dels sensors X i Z, per tal que mesurin en el mateix punt de l'espai que la sonda Y, hem de conèixer quin desplaçament els hi hem d'aplicar en les tres direccions de l'espai. Cadascun d'aquests decalatges s'ha de determinar cada vegada que s'utilitzi un nou conjunt de sondes.

## Al vol

En aquest cas l'adquisició del senyal es realitza a velocitat constata, sense parar en cap moment el banc. El sistema de control de llaç tancat manté una velocitat definida per,

$$v = \frac{\Delta z}{(t_i + t_m)} \quad (3.50)$$

on  $\Delta z$  és la distància entre punts de mesura,  $t_i$  és el temps durant el qual el voltímetre integra el voltatge de sortida, i  $t_m$  és el “temps mort” del voltímetre, temps entre el final d'un pols i el començament del següent, i durant el qual no integra. Quan el lector del regle lineal òptic de l'eix  $z$  envia un senyal indicant que el banc s'ha mogut una certa distància  $\Delta z$ , els voltímetres adquireixen el voltatge induït a les tres sondes durant un temps  $t_i$ .

Els paràmetres que es poden programar són el temps d'integració  $t_i$  i el temps mort  $t_m$  dels voltímetres, la distància entre punts de mesura tant en l'eix longitudinal,  $\Delta z$  com en el transversal,  $\Delta x$ , el punt inicial i final a l'eix  $Z$ , el punt inicial i nombre de “línies” que es vol mesurar a l'eix  $X$ , i el pla vertical de mesura. En el cas de les mesures de dispositius d'inserció, és molt útil configurar una distància entre punt i punt que sigui un divisor del període del dispositiu:  $\Delta z = \frac{\lambda_0}{n}$ .

Per a mesures al vol, només es té en compte el decalatge de les sondes al llarg de l'eix  $Z$  a l'hora d'interpol·lar les components del camp, ja que s'acostuma a mesurar en un sol eix, o en un únic pla i no es té prou informació per poder interpol·lar les dades en les direccions  $X$  i  $Y$ .

## Maxwellitat

En aquest apartat explicarem breument l'experiment dut a terme per conèixer amb prou precisió la distància entre els centres sensitius de les tres respectives sondes Hall.

Amb el nom de *Maxwellitat* ens referim a una funció de mèrit que avalua la satisfacció de les equacions de Maxwell en cada punt de l'espai on s'ha mesurat el camp magnètic.

Les equacions de Maxwell per a camps magnètics estàtics, en una regió lliure de fonts de

camp:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad \vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad (3.51)$$

les podem expandir com

$$\begin{aligned} f_1(\vec{r}) &= \partial_x B_x(\vec{r}) + \partial_y B_y(\vec{r}) + \partial_z B_z(\vec{r}) = 0 \\ f_2(\vec{r}) &= \partial_x B_z(\vec{r}) - \partial_z B_x(\vec{r}) = 0 \\ f_3(\vec{r}) &= \partial_x B_y(\vec{r}) - \partial_y B_x(\vec{r}) = 0 \\ f_4(\vec{r}) &= \partial_y B_z(\vec{r}) - \partial_z B_y(\vec{r}) = 0 \\ g(\vec{r})^2 &= f_1(\vec{r})^2 + f_2(\vec{r})^2 + f_3(\vec{r})^2 + f_4(\vec{r})^2 = 0 \end{aligned} \quad (3.52)$$

Amb aquesta funció podem construir la següent funció de mèrit, que anomenarem **maxwellitat**,<sup>40</sup>

$$\xi = \sqrt{\frac{1}{V} \int_V g(\vec{r})^2 dv} \quad (3.53)$$

on  $V$  és un volum de l'espai sense fonts de camp magnètic. Pel cas ideal,  $\xi = 0$ , i per a mesures reals, es desvia tant del valor ideal com imperfecta sigui la mesura, principalment a causa de la presència de soroll electrònic, canvis de temperatura o dels errors en el calibratge de les sondes Hall. Les unitats de la maxwellitat són de camp per unitat de longitud, és a dir, T/m en el SI.

Aquesta funció és una eina que ens ajudarà a avaluar la distància entre les àrees sensibles de cada sensor. Per a que aquesta eina sigui prou precisa, la regió a mesurar ha de ser de tal manera que el camp  $\vec{B}$  fluctuï molt en una distància relativament curta, de pocs mil·límetres.

En el nostre cas s'ha utilitat un bloc magnètic per a un ondulator tipus Apple II al qual se li ha afegit algunes petites peces de ferro. La mesura ha abastat una xarxa cúbica de punts de dimensions 15 x 15 x 15 mm, amb un mil·límetre entre punt i punt en les tres direccions de l'espai. Aquest volum és suficient per garantir una adequada aplicabilitat de la funció de mèrit tal com es descriu a l'apartat "*Fonts d'error*" (p. 136).

La millor opció per calcular la maxwellitat és, en primer lloc, ajustar amb una funció

---

<sup>40</sup>Campmany, J.; Marcos, J.; Martí, Z.; Massana, V. (2007): "Positioning a Hall probe measurement with Maxwell equations". Document intern AAD-SR-ID-AN-0172, ALBA

polinòmica el camp mesurat experimentalment, després avaluar les derivades d'aquest ajust a cada punt  $i$ , finalment, interpolar aquestes derivades del camp. Aquesta és la manera de compensar errors de mesura i evitar pics abruptes en les derivades de l'expressió (3.52). Per ajustar les derivades d'una component de camp en un cert punt assumim que el camp ve descrit per una funció polinòmica:

$$F_B(x, y, z) = A_0 + A_1(x - x_0) + A_2(y - y_0) + A_3(z - z_0) + A_4(x - x_0)(y - y_0) + \\ + A_5(x - x_0)(z - z_0) + A_6(y - y_0)(z - z_0) + \dots + \\ + A_{18}(x - x_0)^3 + A_{19}(y - y_0)^3 + A_{20}(z - z_0)^3$$

on  $(x_0, y_0, z_0)$  són les coordenades on es volen ajustar les derivades.  $A_1, A_2, A_3$  corresponen a les primeres derivades parcials de la component de camp avaluada. D'aquesta funció,  $F_B$ , aplicada a una malla que inclou  $4 \times 4 \times 4$  punts veïns, només tenim en compte 4 termes: el terme independent i les derivades a primer ordre, que són els termes que usem per avaluar la maxwellitat.

Un cop obtinguts  $A_1, A_2, A_3$ , calculem les derivades del camp en qualsevol punt interpolant cadascuna de les 9 derivades parcials:  $\partial B_x/\partial x, \partial B_x/\partial y, \partial B_x/\partial z, \partial B_y/\partial x, \partial B_y/\partial y, \partial B_y/\partial z, \partial B_z/\partial x, \partial B_z/\partial y, \partial B_z/\partial z$ .

Ara estem en disposició de poder calcular quant afecta a les derivades  $\partial B_i/\partial j$  un desplaçament  $(\delta x, \delta y, \delta z)$  de l'àrea sensible de les sondes Hall. El que pretenem és buscar els valors òptims d'aquests desplaçaments que minimitzen la maxwellitat  $\xi$  usant un mètode d'optimització multidimensional, ja que l'error en el posicionament de les sondes en més d'una direcció no pot ser analitzat independentment, doncs hi ha un acoblament entre el desplaçament de diferents components en la mateixa direcció,  $\delta_x B_x$  i  $\delta_x B_y$ , per exemple.

Per trobar un mínim de  $\xi$  assumim la següent funció de mèrit:

$$\xi(\delta_x B_x, \delta_y B_x, \delta_z B_x, \delta_x B_y, \delta_y B_y, \delta_z B_y) = \\ = \xi(B_x(x - \delta_x B_x, y - \delta_y B_x, z - \delta_z B_x), B_y(x, y, z), B_z(x - \delta_x B_z, y - \delta_y B_z, z - \delta_z B_z))$$

on  $\delta_i B_j$  representa un desplaçament del sensor  $j$  en la direcció  $i$ . La figura 3.55 esquematitza el càlcul de  $\xi$  a partir de les dades originals ( $B_{\text{mes}}$ ). Per dur a terme el procés d'opti-

mització fem ús del mètode de “*gradients conjugats*”<sup>41</sup>, per a un conjunt de 6 paràmetres, corresponents als sis decalatges  $\delta_j$  de l’expressió (3.4.4).

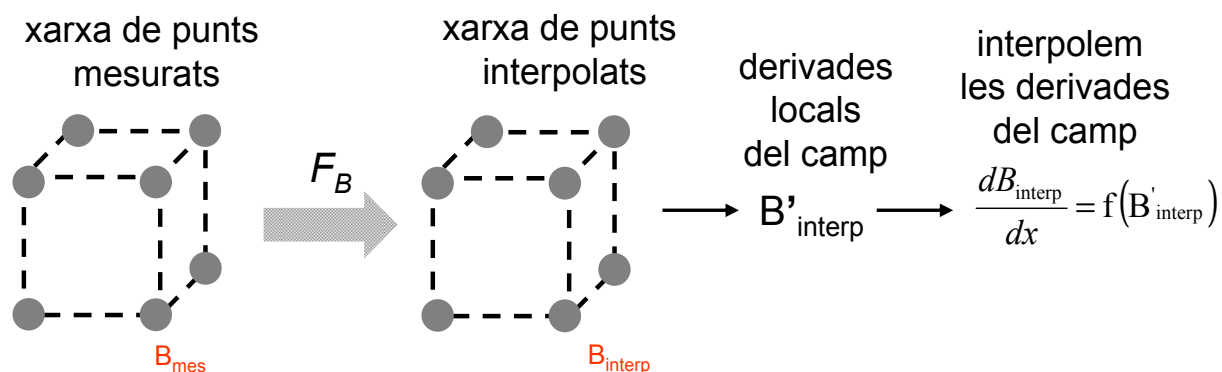


Figura 3.55: Esquema del procés matemàtic que hem emprat per avaluar la funció de cost “maxwellitat”.  $B_{interp}$  correspon als valors interpolats del camp magnètic mesurat, a partir dels quals calculem les derivades a cada punt de la malla. Posteriorment, interpolem el valor d’aquestes derivades assumint uns certs desplaçaments de l’àrea sensible de cada sonda.

Prenent la sonda Y com a referència, els desplaçaments espacials o decalatges que s’han d’aplicar a les sondes X i Z es mostren a la taula següent. La precisió que es pot aconseguir aplicant aquesta metodologia a les nostres sondes és de  $\pm 0.1$  mm.

	$\delta_x(B_x)$	$\delta_y(B_x)$	$\delta_z(B_x)$	$\delta_x(B_z)$	$\delta_y(B_z)$	$\delta_z(B_z)$
$\langle x \rangle$	-0.08	-0.43	0.36	0.28	0.02	0.3
$\sigma(\Delta x)$	0.13	0.11	0.03	0.04	0.07	0.02

Taula 3.11: Punts òptims trobats a diferents posicions, en mm. Els valors de  $\delta_z(B_x)$  i  $\delta_z(B_z)$  corresponen a les desviacions respecte dels decalatges “nominals” en la direcció Z.

Per dur a terme aquestes mesures, el banc es va moure a velocitat constant seguint el mètode de mesura “al vol”.

<sup>41</sup>Press, W. H.; *et al.* (1986): *Numerical recipes in C – The art of scientific computing*. Cambridge: Cambridge University Press, 2a ed., ps. 420–425.

### 3.4.5 Estudi d'errors del banc Hall

#### Errors en el calibratge

Els errors de calibratge de les sondes resten fiabilitat a les “traduccions” volt-tesla de les mesures magnètiques. Per aquest motiu no hem volgut dependre dels calibratges de fàbrica, i les sondes Hall han estat recalibrades al laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba, on s’ha realitzat un important esforç per optimitzar tot el procés.

La precisió del calibratge depèn dels següents factors:

- error en la mesura de l’equip de RMN

L’error absolut és típicament millor que  $\pm 5$  ppm, mentre que l’error relatiu és de  $\pm 0.1$  ppm

- homogeneïtat del camp generat per l’imant de calibratge

És necessari obtenir un camp molt homogeni entre els pols de l’imant bàsicament per dues raons: com més homogeni és el camp més fiables són les mesures amb sondes RMN i, d’altra banda, perquè les sondes Hall i les sondes RMN no poden mesurar exactament en el mateix punt de l’espai. Cadascuna de les sondes RMN mesura en un cert rang de camp i es col·loquen a dins de l’imant molt a prop de les sondes Hall tal com està esquematitzat a la figura 3.56.

Com que les sondes RMN no mesuren exactament al mateix punt de l’espai que els sensors Hall s’ha realitzat un mapa del camp d’inducció magnètica al pla de simetria de l’imant de calibratge per caracteritzar la qualitat del camp –vegeu figura 3.57<sup>42</sup>– i optimitzar la posició dels sensor RMN a dins de l’imant, és a dir, que el sensor RMN que mesura el rang més gran romangui en la zona de l’espai més homogènia possible.

En aquest sentit cal fer una aclariment sobre la llegenda de colors mostrada a la figura 3.57: els valors estan donats en unitats del voltatge de sortida de les sondes Hall, i el rang és de 1 mV (1 mT aproximadament) si es té en compte les vores del rectangle mesurat. Si només es té en compte l’àrea ocupada per als dos conjunts

---

<sup>42</sup>Marcos J.,; Massana, V. (2006) “Magnetic field map of the GMW–3473 Calibration Dipole Magnet”, Document intern AAD-LAIDHall-A-0007, ALBA.



de sondes, la diferència màxima de camp entre dos punts qualssevol és menor de 0.5 mT (color verd). El camp d'1 T, mesurat per la sonda RMN #4, no difereix en més de  $10^{-4}$  T del camp aplicat a les sondes Hall ja que, a aquest valor de camp, tots dos conjunts de sondes mesuren en una zona del mateix color. A mesura que baixem la intensitat de corrent a les bobines, i el camp es fa més i més petit, disminueix la diferència entre el camp màxim i mínim a l'entreferro i disminueix també la diferència entre el camp mesurat per les sondes RMN i les sondes Hall.

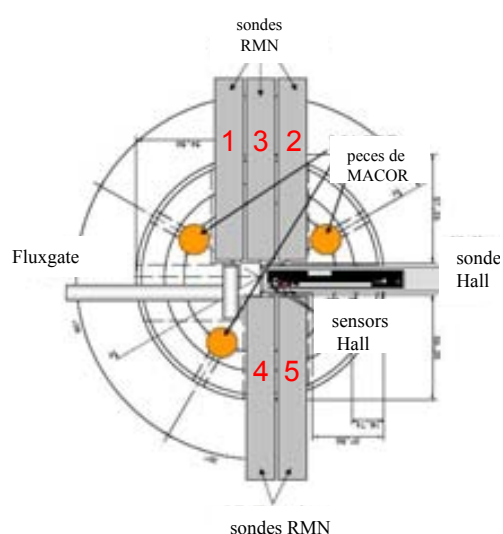


Figura 3.56: Posició de tots els dispositius dins de l'imant de calibratge.

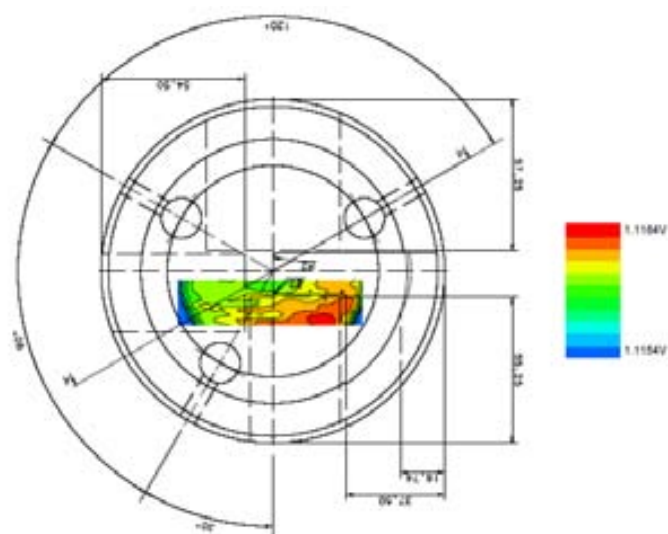


Figura 3.57: Caracterització de la qualitat del camp d'inducció magnètica de l'imant a 1 T.

- estabilitat de la font de corrent de l'imant

L'estabilitat per períodes curts de temps és de  $\pm 2$  ppm. Això representa  $\pm 70 \mu A$  en tot el rang, que equival a un valor de camp de  $2 \mu T$ .

### Errors electrònics

- estabilitat de la font d'alimentació de les sondes

Aquest dispositiu presenta una desviació interna de  $1 \mu A/V$  i té una precisió de 2 mV per a períodes llargs de temps, característica que representa una estabilitat de 2 ppm per a una alimentació de corrent de la sonda de 1 mA.

- estabilitat de la temperatura

La temperatura de les sondes està mesurada i pot ser corregida amb una resolució de  $0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$ , és a dir,  $20\text{ }\mu\text{T}$  per a un valor mesurat de camp d'1 T segons la dependència tèrmica observada experimentalment.

- nivell del soroll electrònic dels generadors Hall.

El soroll electrònic s'ha mesurat adquirint dades de totes tres sondes a dins de la cambra de buit magnètic, obtenint un valor de  $\pm 5\text{ }\mu\text{V}$  per cadascuna d'elles. En unitats de camp equival a  $5\text{ }\mu\text{T}$  aproximadament.

En conclusió, avaluant l'error total comès en el calibratge de les sondes a partir de l'ajust dels coeficients de la corba  $V(B)$ , obtenim un residu inferior a  $120\text{ }\mu\text{T}$  (vegeu taula 3.14). En aquest residu estan inclosos tots els elements parasitaris: estabilitat tèrmica, sorolls electrònics, precisió de les sondes RMN, etc. . .

### Errors mecànics

Una altra font d'error estaria lligada amb la manca de linealitat del moviment del banc. Tal i com varem procedir en el cas del *fil fix tibant*, es va utilitzar un làser de seguiment (*FARO*, model Xi V2) per caracteritzar les imperfeccions, esquematitzades a la figura 3.58 en el seu moviment.

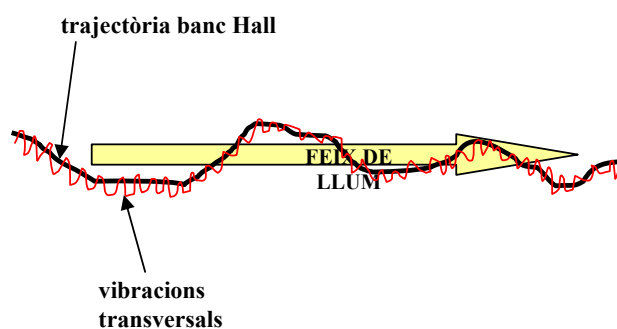


Figura 3.58: Esquema del procediment per caracteritzar la trajectòria banc Hall.

El làser de seguiment pot operar en mode interferòmetre, enviant un feix de llum amb una longitud d'ona de  $1550\text{ nm}$  a una freqüència programable;  $10\text{ Hz}$  en el nostre cas. Aquests impulsos lluminosos són reflectits per un prisma instal·lat sobre el braç mecànic

del banc Hall, de manera que cada 0.1 s obtenim la posició del banc respecte el sistema de referència del làser.

Treballant en mode interferòmetre, el làser de seguiment presenta les característiques de la taula 3.12.<sup>43</sup>

<b>Resolució</b> ( $\mu m$ )	0.158
<b>Precisió lineal</b>	$2\mu m + 0.4\mu m/m$
<b>Precisió angular</b>	$18\mu m + 3\mu m/m$

Taula 3.12: *Característiques tècniques del làser de seguiment FARO Xi V2 en mode interferòmetre, referits a la mesura d'un sol punt en repòs, amb una freqüència d'adquisició de 100 punts/s.*

Per avaluar les vibracions transversals i verticals cal que el làser estigui orientat en la línia de moviment del banc (eix longitudinal) evitant així que les mesures angulars introdueixin grans errors. Aquest alineament, malgrat que és bastant acurat, es realitza manualment.

El moviment del banc es va programar per tal que es mogué a una velocitat de 10.8 mm/s al llarg de l'eix longitudinal. Es van adquirir dades en els dos sentits del moviment (Z+ i Z-) tant en les fases d'acceleració i desacceleració com durant el règim de velocitat constant.

El moviment es va revelar perfectament simètric, amb una velocitat mitjana tant a l'anada com a la tornada de  $10.827 \pm 0.01$  mm/s. Les imperfeccions del moviment, resumides en desviacions lineals i vibracions transversals i verticals a la fase de moviment s'il·lustren a les figures 3.59 i 3.60.

A l'eix X, el valor mitjà de les desviacions respecte el moviment lineal és d' $11 \pm 9 \mu m$ , amb un pic màxim de  $40 \mu m$ . S'observa que hi ha dos posicions on el banc realitza oscil·lacions laterals, fet que es pot interpretar com que el carril mecànic per on circula el banc no és perfectament rectilini. Pel que fa a les vibracions, l'amplitud màxima és de  $\pm 20 \mu m$  amb un valor rms de  $\pm 8 \mu m$ .<sup>44</sup>

<sup>43</sup>FARO Laser Tracker XiV2. Specifications and Manuals. FARO.

<sup>44</sup>Massana V.; Rey F.; Campmany J.; Pulido E. (2007): "Characterization of the Hall bench motion at ID laboratory at CELLS". Document intern AAD-LAIDHall-A-0009, ALBA.

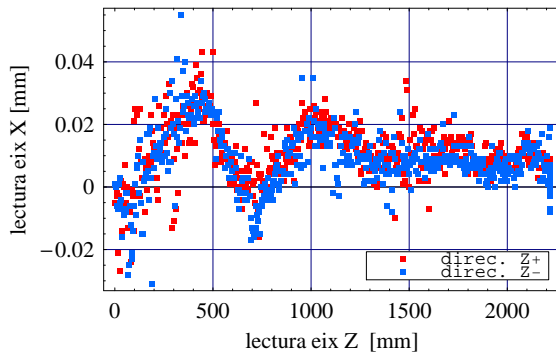


Figura 3.59: *Trajectòria transversal del banc Hall segons el sistema de referència del làser de seguiment.*

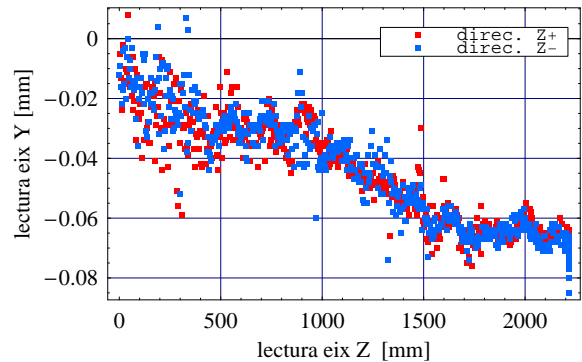


Figura 3.60: *Trajectòria vertical del banc Hall segons el sistema de referència del làser de seguiment.*

A l'eix vertical s'observa una desviació monòtona. Interpolant linealment les dades obtenim un pendent de  $27 \mu\text{m}/\text{m}$  aproximadament. Aquesta inclinació, però, podria no tractar-se realment d'un efecte mecànic sinó a un desalineament entre el pla de mesura del làser i el pla de moviment del banc. Pel que fa a les vibracions, obtenim els mateixos resultats que per a l'eix transversal: una amplitud màxima de  $\pm 20 \mu\text{m}$  amb un valor rms de  $\pm 8 \mu\text{m}$ .

Cal remarcar que, quan el làser de seguiment opera en mode interferòmetre, les mesures transversals i verticals no són del tot acurades ja que l'error de mesura –vegeu taula 3.12– és del mateix ordre que les vibracions observades. Per tal d'avaluar la bondat d'aquest mètode per testejar les vibracions laterals del braç es van mesurar les vibracions en repòs del banc en els tres eixos, en aquest cas doblant la freqüència d'escaneig, 20 Hz. El resultat s'il·lustra a la figura 3.61.

De la figura anterior es desprèn que les vibracions en les direccions X i Y són del mateix ordre que la precisió del làser. De fet, operant en mode interferòmetre, les úniques mesures que es poden fer amb gran precisió són les que es realitzen sobre un objecte en moviment sobre la línia definida pel feix de llum, en el nostre cas, l'eix longitudinal del banc.

Avaluem l'error mecànic a causa de les vibracions del banc mostrades a la figura anterior i de les desviacions en la trajectòria ideal (a la zona de mesura, escollida preferentment on el moviment és més pla):

- $\sim 1\text{-}2 \mu\text{m}$  longitudinals  $\implies$  si considerem el cas d'un ondulator planar, com el que

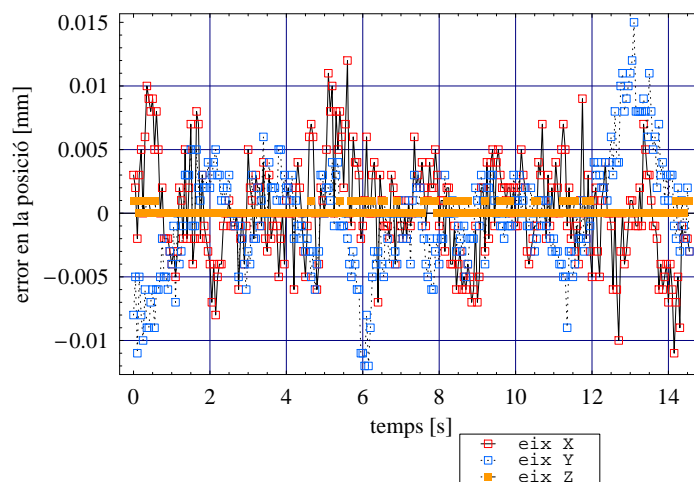


Figura 3.61: *Vibracions del banc en els tres eixos segons el sistema de referència del làser de seguiment.*

serveix de base per a aquesta tesi, amb un gradient màxim de la component vertical de camp de l'ordre de  $\sim 0.1$  T/mm, l'error és equivalent a  $\sim 0.1 - 0.2$  mT per al cas de la component majoritària del camp.

- $\sim 10$   $\mu\text{m}$  en les direccions perpendiculars al moviment  $\implies$  negligible en el cas d'onduladors, on el camp transversal sol ser unes 100 vegades més petit que el vertical (exceptuant els tipus AppleII).

Per determinar millor l'error en la posició longitudinal del banc a causa de les desviacions transversals, es va realitzar un experiment comparant la lectura del codificador òptic del banc amb la lectura d'un interferòmetre diferencial (*Renishaw*, model ML 10), que té una resolució d'1 nm. La temperatura era de  $24^\circ\text{C}$ ,  $4^\circ\text{C}$  per sobre de la temperatura de calibratge del codificador. Tot i així, es va observar una discrepància màxima entre ambdues lectures de  $4$   $\mu\text{m}$ , equivalent a  $\sim 0.4$  mT.

Podem concloure que les imperfeccions mecàniques del banc no tenen un efecte apreciable sobre les mesures magnètiques, tant si s'usa el mètode “punt a punt” com al “vol”.

Cal també tenir en compte la curta longitud de la secció d'ondulador en què es basa aquesta tesi, de només  $0.5$  m aproximadament, que fa que aquests petits errors encara es minimitzin més.

### 3.4.6 Estudi empíric d'errors

#### Comparació “punt a punt” amb “al vol” <sup>45</sup>

S'han dut a terme un conjunt de mesures per comparar els dos mètodes d'adquisició de dades del banc Hall: amb el banc en repòs (“punt a punt”) i en moviment (“al vol”).

L'estructura magnètica escollida va ser un segment d'ondulador de 9.5 períodes de 56.5 mm de longitud cadascun. Sobre l'eix longitudinal es va mesurar una distància de 486 mm, cada 2 mm en mode “punt a punt” i amb un espaiat d'1 mm en mode “al vol”. Tant abans com després de cada mesura es va mesurar el voltatge offset per evitar introduir errors a causa de la deriva d'aquest factor. En mode “al vol” la velocitat del banc va ser de 15 mm/s.

A l'hora d'analitzar la repetibilitat de les mesures i poder realitzar una comparació realista s'ha tingut en compte els següents aspectes: fluctuacions de la temperatura ambient, deriva del voltatge offset, diferències entre el camp mesurat en els dos sentits del moviment i errors en la posició relativa del banc en el conjunt de mesures.

Agafant la primera mesura com a referència, els resultats mostren que la repetibilitat en mode “punt a punt” i “al vol” és molt similar:

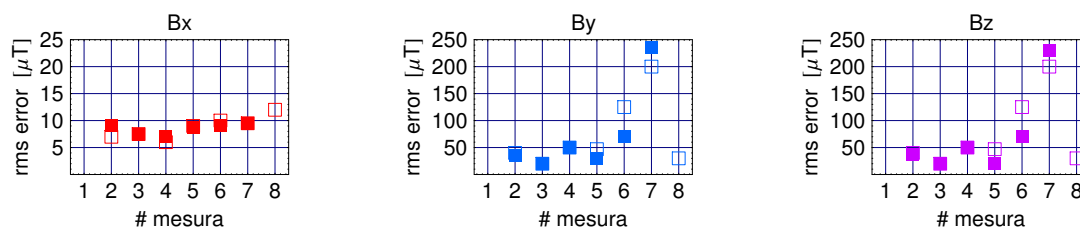


Figura 3.62: Quadrats sòlids: rms de les tres components del camp magnètic de les mesures “al vol” en direcció Z+. Quadrats buits: valors rms per a les corresponents mesures “punt a punt”.

<sup>45</sup>Marcos J.; Massana V.; Campmany J. (2007): “Comparison a Hall probe measurements in point-to-point and on-the-fly measurement modes”. Document intern AAD-LAIDHall-A-0005, ALBA.

i que el resultat de mesurar emprant un o altre mètode és equivalent:

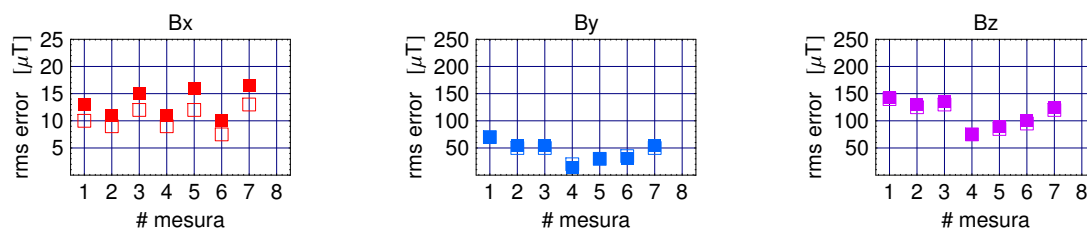


Figura 3.63: Error rms de les components del camp magnètic obtingudes restant les mesures “al vol” en direcció Z+ (símbols sòlids) i en direcció Z- (símbols buits) amb les mesures “punt a punt”.

Es va constatar també que els dos mètodes donen resultats més similars com més petita és la distància entre els punts mesurant en mode “al vol”. En concret, per a passos al voltant de  $\delta_z = 20\mu\text{m}$ , les diferències que observem entre els dos mètodes de mesura són comparables a les observades entre les mesures d’anada i tornada en mode “al vol” ( $\sigma_{B_y} \sim \sigma_{B_z} \sim 20\mu\text{T}$ ). El resum dels resultats es presenta a la taula 3.13.

	$B_x$ ( $\mu\text{T}$ )	$B_y$ ( $\mu\text{T}$ )	$B_z$ ( $\mu\text{T}$ )
rms camp d’inducció magnètica	2700	67000	65400
millor repetibilitat “punt a punt”	6	20	20
valor mig repetibilitat “punt a punt”	9	70	70
millor repetibilitat “al vol”	7	15	15
valor mig repetibilitat “al vol”	8	70	70
repetibilitat “al vol” (anades–tornades)	7	15	15

Taula 3.13: Sumari de la repetibilitat del banc Hall en els diferents modes de mesura.

Anomenem *millor repetibilitat* a la repetibilitat en condicions òptimes, és a dir, quan les condicions de contorn es mantenen invariables. La determinem com el valor mínim de l’error rms entre dos mesures. Per *valor mig de la repetibilitat* ens referim al valor mig dels errors rms entre diferents mesures.

També s’ha avaluat l’error en la posició relativa del banc en el conjunt de mesures, i s’ha calculat quant s’hauria de desplaçar el banc per minimitzar les diferències entre els dos mètodes o entre les anades i tornades en mode “al vol”. En el “punt a punt” obtenim un rms per al desplaçament longitudinal de  $(0.6 \pm 7)\mu\text{m}$ ; en mode “al vol”, aquest desplaçament és de  $(2 \pm 8)\mu\text{m}$  i, si comparem les anades i tornades,  $(-2 \pm 1)\mu\text{m}$ .

Per tant, dins de la resolució del nostre experiment no hi ha un error mesurable en la posició relativa.

En conclusió, si amitjanem els resultats que presentem a la figura 3.63 obtenim un error rms aproximat de 15, 50 i 100  $\mu\text{T}$  per a les components  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  respectivament.

## Maxwellitat

Per completar l'anàlisi comparativa dels dos mètodes de mesura: “punt a punt” i “al vol”, fem una breu anàlisi de les fonts d'errors vinculades a la determinació dels decalatges de les sondes Hall. És a dir, de la metodologia emprada per determinar la distància entre els centres sensitius de cada sensor, per tal que les sondes X i Z mesurin en el mateix punt de l'espai que la sonda Y (que prenem com a referència). En particular, considerem que la precisió ve limitada pels següents factors:

- Soroll elèctric de les sondes Hall.

Ja hem mencionat que el soroll elèctric equival a 5  $\mu\text{T}$  aproximadament. Aquest valor és deu vegades més petit que la intensitat del camp magnètic terrestre, suficientment petit per no jugar un paper rellevant.

- Efectes sistemàtics: derives lineals o efectes de temperatura.

El voltatge offset pot variar durant la mesura introduint canvis en el valor de les components del camp de manera que no respectin les lleis de Maxwell. Per simular l'efecte d'aquesta deriva, afegim una component artificial al camp d'inducció magnètica mesurada la qual s'incrementa de manera constant punt a punt.<sup>46</sup> En el cas de les nostres sondes, un valor raonable és de 30  $\mu\text{T}$  en les 6 hores que dura la mesura. Amb aquest camp addicional trobem que l'efecte sobre la maxwellitat està per sota de 10  $\mu\text{T}/\text{mm}$ .

Les variacions de temperatura en el laboratori també poden afectar el resultat de la maxwellitat. Si assumim un coeficient tèrmic extrem de 0.7%/°C pel cas del NdFeB, els resultats de la simulació indiquen que per mantenir una precisió per sota de 0.01  $\mu\text{T}/\text{m}$  la temperatura hauria de variar menys de 1°C durant tot el

---

<sup>46</sup>Campmany, J.; Marcos, J.; Martí, Z.; Massana, V. (2007): “Positioning a Hall probe measurement with Maxwell equations”. Document intern AAD-SR-ID-AN-0172, ALBA



procés de mesura. La temperatura del laboratori de la UAB on es van realitzar les mesures pot variar  $\approx 2$  °C al llarg de les 6h invertides en l'adquisició de dades. Per tant, podem concloure que els efectes tèrmics tampoc juguen un paper rellevant, tenint en compte, a més, que s'ha considerat un coeficient de temperatura molt gran, quan típicament és de 0.12%/°C.

- Errors en la determinació de la posició de les sondes.

A mesura que incrementem el volum on apliquem la funció de cost, el valor d'aquesta també augmenta. Tot i això, el desplaçament òptim roman invariant (figura 3.64). Aquest resultat demostra que aquest paràmetre no introdueix cap font d'error i dona validesa a la metodologia comentada a l'apartat §3.4.4

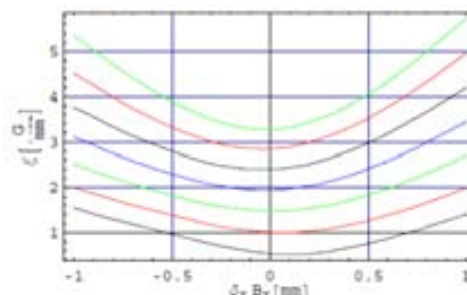


Figura 3.64: *Maxwelllitat calculada per a diferents volums (1mm<sup>3</sup>, 2mm<sup>3</sup>, 3mm<sup>3</sup>, 4mm<sup>3</sup>... per a un desplaçament de la component B<sub>x</sub> en la direcció transversal.)*

- Errors en el calibratge de les sondes.

La implementació del calibratge en 3D permet calibrar les sondes amb una precisió millor de  $10^{-4}$ . Els detalls en el procés de calibratge ja s'han comentat a la secció “*Calibratge de les sondes Hall*”, pàgina 113.

### 3.4.7 Sumari d'errors

A continuació, presentem una taula de resultats (vegeu taula 3.14)<sup>47</sup> amb els valors de les precisions obtingudes en els estudis d'errors teòric i experimental.

En el cas de la maxwelllitat, l'error del camp magnètic s'ha determinat assumint un gradient de camp vertical de  $\frac{\Delta B}{\Delta z} = 0.1$  T/mm que, com veurem al §10, és aproximadament

<sup>47</sup>Beltran D.; Bordas J.; Campmany J.; Molins A.; Perlas J. A.; Traveria M. (2001): “An instrument for precision magnetic measurements of large magnetic structures”, Nuclear Instruments and Methods in physics research A, volum 459, núm. 1, ps. 285-294.

Taula resum

Calibratge	<i>errors aleatoris</i>	<i>soroll sondes Hall</i>	5 ppm
		<i>estabilitat font alimentació sondes</i>	2 ppm
		<i>estabilitat font alimentació imant</i>	2 ppm
		<i>resolució temp.</i>	0.01°C (20 $\mu$ T)
	<i>sondes RMN</i>	5 ppm	
	<i>errors sistemàtics</i>	<i>posició relativa sondes sondes RMN i Hall</i>	50 ppm
		<i>interpolació dades</i>	<40 ppm
		<b>Error absolut total (B=1 T)</b>	< 120 $\mu$ T
Mesura	punt a punt	<i>repetibilitat</i>	6 – 70 $\mu$ T
		<i>maxwellitat</i>	10 $\mu$ T ( $\delta = 0.1$ mm)
		<b>TOTAL</b>	< 80 $\mu$ T
	al vol	<i>repetibilitat</i>	8 – 70 $\mu$ T
		<i>interpolació dades</i>	< 10 $\mu$ T
		<b>TOTAL</b>	< 80 $\mu$ T
<b>TOTAL mesura+calibratge</b>			< 200 $\mu$ T

Taula 3.14: Errors associats als processos de calibratge i mesura amb el banc d'efecte Hall.

el gradient de la branca d'ondulador que muntarem. Els errors mecànics s'han englobat dins de l'estudi sobre la mesura “punt a punt” i “al vol”.

### 3.5 Peu de rei i rellotge comparador

Dins dels objectius d'aquesta tesi està la construcció d'un segment d'ondulador PPM. El camí per fer-ho és a través d'una exhaustiva caracterització dels elements magnètics que seran muntats per constituir l'estructura magnètica global típica d'un ondulador. Això implica conèixer amb precisió les dimensions dels imants, informació que ha de servir per crear un model de simulació dels blocs realista, i testejar si algun d'ells no satisfà les dimensions nominals dins de les toleràncies requerides.

En aquest apartat presentem les eines que hem utilitzat per mesurar el conjunt de blocs,

descrivim com les hem calibrat, i el procediment experimental emprat. Els resultats i anàlisi de les mesures mecàniques es descriuen al §4.

### 3.5.1 Descripció dels diferents tipus de blocs

L'ondulador en què es basa aquesta tesi té 4 imants per període. Per tant, tenim 4 tipus de blocs magnetitzats, el nom dels quals depèn de la direcció principal de magnetització respecte el nostre sistema de referència:

- I. **HN**: bloc amb l'eix magnètic principal orientat en la direcció **H** (*horitzontal*) i sentit **N** (*Nord* o  $Z+$ ).
- II. **HS**: bloc amb l'eix magnètic principal orientat en la direcció **H** (*horitzontal*) i sentit **S** (*Sud* o  $Z-$ ).
- III. **VN**: bloc amb l'eix magnètic principal orientat en la direcció **V** (*vertical*) i sentit **N** (*Nord* o  $Y+$ ).
- IV. **VS**: bloc amb l'eix magnètic principal orientat en la direcció **V** (*vertical*) i sentit **S** (*Sud* o  $Y-$ ).

Una descripció gràfica es mostra a la figura 3.65,

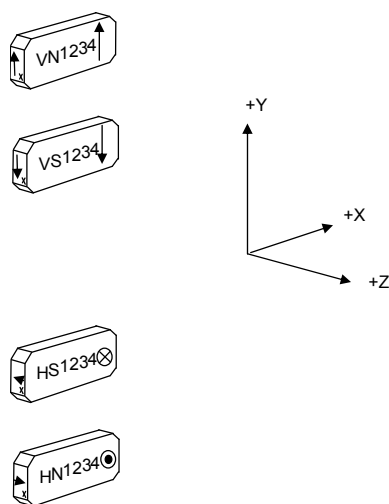


Figura 3.65: Els 4 tipus de blocs respecte el sistema de coordenades del laboratori.

Cadascun d'ells té gravat en una de les cares la direcció principal del camp i el nom del bloc. La nomenclatura utilitzada comença per les dues lletres que defineixen el tipus de bloc seguit d'un nombre. El nombre d'imants de cada tipus és: 20 HN, 21 HS, 25 VN i 25 del tipus VS. En total tenim 91 blocs imantats. El material d'aquests imants és NdFeB i han estat adquirits a l'empresa *Neorem*.

Aquest proveïdor va subministrar tot el material magnètic juntament amb una base de dades amb tots els paràmetres rellevants: valors de les magnetitzacions mitjanes, magnetitzacions volumètriques, pes dels blocs –tant en aire com en aigua–, densitat, temperatura, constant de les bobines... Seguint la filosofia del grup d'IDs del sincrotró Alba vam tornar a mesurar tots els blocs per tal de contrastar els resultats amb les dades del proveïdor. Els resultats i anàlisi de les mesures magnètiques es presenten al 5è capítol.

Les cantonades dels blocs estan tallades en angle de  $45^\circ$ . La longitud d'aquests xamfrans és de 3 mm aproximadament. El fet de tallar les cantonades obeeix a la idea d'evitar angles rectes on el camp magnètic se satura i el bloc perdi homogeneïtat, alhora de facilitar el muntatge mecànic dels blocs a l'ondulador.

Segons el disseny mecànic, el període de l'ondulador és de 21.3 mm, amb un gap d'aire entre blocs de  $50 \mu\text{m}$ . Això implica un gruix nominal dels imants de  $21.3/4 - 0.050 = 5.275$  mm.

Les dimensions nominals de les cares més grans dels imants són 16 x 50 mm. Tenint en compte el gruix, això implica un volum de  $4.2 \text{ cm}^3$  aproximadament, si no tenim en compte els xamfrans (de fet, la seva contribució al volum total és molt petita).

Respecte a les toleràncies de fabricació, es va demanar una desviació menor de  $-0.02$  mm en qualsevol direcció de l'espai, respecte els valors mitjans dels blocs.

Abans de dur a terme la mesura de les dimensions del conjunt de blocs, vam comparar dos instruments de metrologia, per avaluar quin dels dos és més adient per al nostre objectiu:

- I. Peu de rei (*Wiha model DigiMax*) no magnètic –format en un 60% per fibra de vidre–, amb una resolució de  $10 \mu\text{m}$ . El rang de mesura és de 15 cm, suficient per als nostres propòsits.
- II. Rellotge comparador o palpador (*Mitutoyo*), muntat en una guia vertical calibrada,

amb una resolució de  $2\ \mu\text{m}$ . Aquesta guia forma un angle recte amb una base rectificada de granit en forma rectangular. La superfície del granit és la base de referència del conjunt de mesures mecàniques. Les principals parts són no magnètiques. Això el converteix en un instrument adequat per mesurar els imants.

### 3.5.2 Calibratge i test de repetibilitat

Seguint el protocol de testejar tot l'instrumental que s'ha d'utilitzar, es van comparar els resultats de mesurar dos conjunts d'elements, un magnètic i un altre no magnètic, amb ambdues eines:

A) Peces de ceràmica calibrades. Dimensions: 5, 20 i 50 mm.

B) Bloc imantat de dimensions nominals 5.275, 16 i 50 mm.

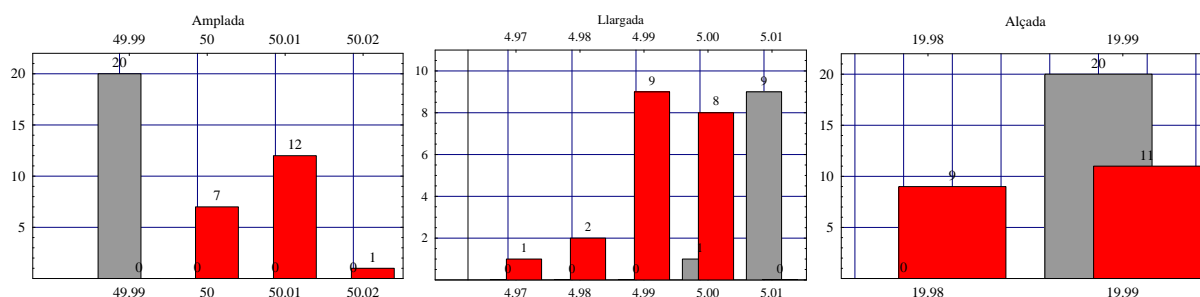


Figura 3.66: Dimensions de les peces calibrades mesurades amb el peu de rei (barres vermelles) i el rellotge comparador (en gris).

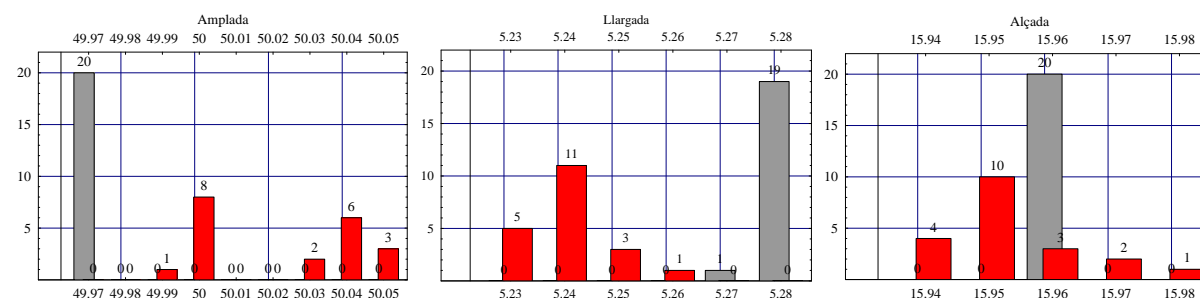


Figura 3.67: Dimensions del bloc magnètic mesurat amb el peu de rei (en color vermell) i el rellotge comparador (en gris).

Es van realitzar un total de 20 mesures amb el peu de rei i 20 amb el rellotge comparador per avaluar també la repetibilitat de cada instrument en el rang estudiat. Els resultats es presenten en forma de diagrama de barres, figures 3.66 i 3.67.

El peu de rei mesura per excés en el cas de les peces de 50 mm i per defecte en el cas de les de 5 mm, just al contrari que el rellotge comparador. En el cas de les peces de 20 mm ambdues eines coincideixen dins d'una precisió de  $\pm 5\mu\text{m}$ .

A la taula 3.15 es mostren els valors mitjans i la desviació estàndard dels diagrames de barra anteriors.

valor mig $\pm$ desviació estàndard	
<b>PECES DE CERÀMICA</b>	
<b>valor nominal = 5 mm</b>	
Peu de rei	4.99 $\pm$ 0.01
Rellotge comparador	5.009 $\pm$ 0.003 mm
<b>valor nominal = 20 mm</b>	
Peu de rei	19.99 $\pm$ 0.01
Rellotge comparador	19.990 $\pm$ 0.001 mm
<b>valor nominal = 50 mm</b>	
Peu de rei	50.01 $\pm$ 0.01
Rellotge comparador	49.989 $\pm$ 0.001 mm
<b>BLOC MAGNÈTIC</b>	
<b>valor nominal = 5.275 mm</b>	
Peu de rei	5.24 $\pm$ 0.01
Rellotge comparador	5.276 $\pm$ 0.002 mm
<b>valor nominal = 16 mm</b>	
Peu de rei	15.95 $\pm$ 0.01
Rellotge comparador	15.960 $\pm$ 0.001 mm
<b>valor nominal = 50 mm</b>	
Peu de rei	50.02 $\pm$ 0.02
Rellotge comparador	49.969 $\pm$ 0.001 mm

Taula 3.15: Valor mig i desviació estàndard de les mesures amb el peu de rei i el rellotge comparador de diferents peces calibrades de referència i d'un bloc imantant.

D'aquests resultats s'extreu que l'error comès mesurant amb qualsevol dels dos instruments és suficientment petit com per satisfer les toleràncies requerides en la mesura dels blocs magnètics:  $-20\mu\text{m}$  (de fet, només hem de considerar les dimensions en Y i Z, ja que

la dimensió transversal de 50 mm no és rellevant a l'hora de muntar l'ondulador). Fem notar que no usem el signe “±” perquè ens hem d'assegurar que els blocs càpiguen a dins dels capçals on aniran muntats i, alhora, que quedin ben fixats. Segons els estàndards d'enginyeria, 20  $\mu\text{m}$  són suficients per aquest requisit.

La influència magnètica sobre els instruments de metrologia no s'ha pogut avaluar àmpliament però, en base a la consistència dels resultats de les mesures de les peces de ceràmica i el bloc magnètic, podem assegurar que el camp d'inducció magnètica generat per l'imant no és prou elevat per invalidar qualsevol dels dos instruments de metrologia emprats.

En conclusió, podem dir que totes dues eines són perfectament adequades per mesurar el conjunt de blocs imantats del nostre ondulador, i que els resultats de mesurar amb un o un altre instrument són vàlids en el rang de dimensions que treballem, de 5 a 50 mm. Com el rellotge comparador té una millor resolució que el peu de rei, vam decidir usar aquest instrument per mesurar el conjunt de blocs.

### 3.5.3 Mesures mecàniques. Procediments.

Per dur a terme les mesures de les dimensions dels blocs s'ha usat el rellotge comparador descrit a la secció anterior. Addicionalment, es van pesar els blocs en una balança de precisió *SCALTEC*, model *SBA 31*, amb un rang de treball de 0-200 g i una resolució de  $10^{-4}\text{g}$ , a fi de calcular-ne el volum i poder avaluar les magnetitzacions volumètriques.

Per determinar el gruix s'han pres dades d'un sol punt sobre la superfície dels imants, mentre que per a l'alçada,  $\approx 16\text{mm}$ , i l'amplada,  $\approx 50\text{mm}$ , s'han pres tres punts dels quals n'hem calculat la mitjana.

Cal puntualitzar que la precisió de les mesures també depèn de la perpendicularitat de les cares dels blocs. La manca de perpendicularitat comportarà un error proporcional a  $1 - \cos(\theta)$ , on  $\theta$  és l'angle que forma la cara on s'està realitzant la mesura amb la normal a la cara adjacent.

Per fer les mesures amb el rellotge comparador, es van col·locar els blocs drets sobre una superfície de marbre. El rellotge comparador es movia verticalment al llarg d'un eix perpendicular a la base.

El volum dels blocs s'ha avaluat a partir de la mesura del pes i de la densitat mitjana proporcionada pel fabricant:  $7.6243 \text{ g/cm}^3$  per als imants-H i  $7.5882 \text{ g/cm}^3$  per als imants-V.

Per evitar qualsevol influència magnètica en la lectura de la balança es van pesar els blocs a 7–8 cm de distància de la base. Tot i prenent aquestes precaucions, es va detectar una lleugera dependència del valor del pes respecte la orientació del bloc dins la bàscula, fet que ens va portar a haver de determinar la magnitud d'aquesta dependència. L'estudi es va realitzar sobre un únic bloc (HS018), i el resultat s'il·lustra a la figura 3.68.

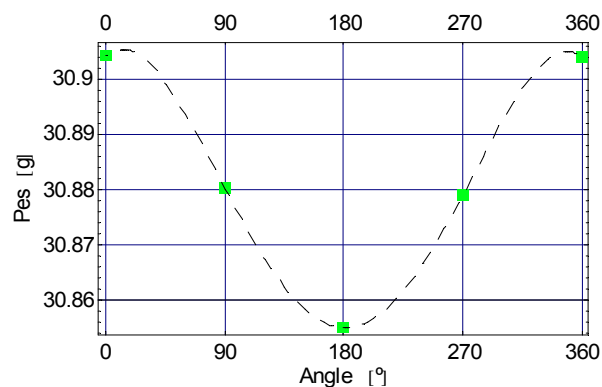


Figura 3.68: Pes del bloc magnètic HS018 respecte la seva orientació dins la bàscula.

S'observa una variació màxima de 40 mg aproximadament, amb un valor mínim per un gir de  $180^\circ$ . La dependència amb l'angle és molt petita ( $\approx 0.1\%$ ) i depèn del tipus d'imant i de com estigui orientat dins la bàscula. No vam aprofundir més en aquest tema ja que un error de pocs mg és irrellevant per als nostres propòsits.

A més, també hem usat les dimensions geomètriques obtingudes amb el peu de rei i el rellotge comparador per fer una estimació del volum, considerant els imants com blocs de forma rectangular, és a dir, sense sostreure el volum dels xamfrans.



## **Part IV**

# **MESURES EXPERIMENTALS**



## MESURES EXPERIMENTALS

*En els capítols §4 – §7 presentem els resultats de les mesures mecàniques i magnètiques dels blocs: les seves dimensions físiques, les magnetitzacions mesurades mitjançant les bobines Helmholtz i les integrals verticals de camp mesurades amb el fil fix tibant. Descriuim també el procés d'ordenament per formar mòduls de tres imants.*



## Capítol 4

# CARACTERITZACIÓ MECÀNICA DELS BLOCS

### 4.1 Mesures mecàniques. Resultats

En aquesta secció presentem els resultats de les mesures de tot el conjunt de blocs, seguint el procediment descrit en el capítol anterior. El valor mitjà i la desviació estàndard dels blocs **H**, *imants-H*, i **V**, *imants-V*, es mostra a la taula 4.1,

rellotge comparador			
	imants-H	imants-V	pic màxim
Gruix (eix Z)	$5.285 \pm 0.009$	$5.274 \pm 0.009$	0.046
Alçada (eix Y)	$15.976 \pm 0.013$	$15.954 \pm 0.006$	0.058
Amplada (eix X)	$49.974 \pm 0.009$	$49.934 \pm 0.007$	0.078

Taula 4.1: *Valor mitjà i desviació estàndard de les mesures amb el rellotge comparador dels blocs imantats horitzontal i verticalment, on el pic màxim el definim com la diferència entre el valor màxim i el valor mínim.*

La disposició relativa de la premsa i les bobines magnetitzants condiciona que, en funció de la orientació de la imantació del bloc, els blocs VS i VN tinguin petites diferències geomètriques respecte els blocs HN i HS, magnetitzats horitzontalment. Aquest procés de premsat s'inclou dins del mètode de fabricació per *sinterització*, esquematitzat a la figura 1.5, secció 1.2.2, pàgina 20.

La distribució dels resultats del conjunt total de blocs es mostra a la figura 4.1, on es poden apreciar certes “valls” perquè el valor mitjà dels imants–H no està centrat al mateix punt que els imants–V i, en realitat, tenim superposició d’aquestes dues famílies.

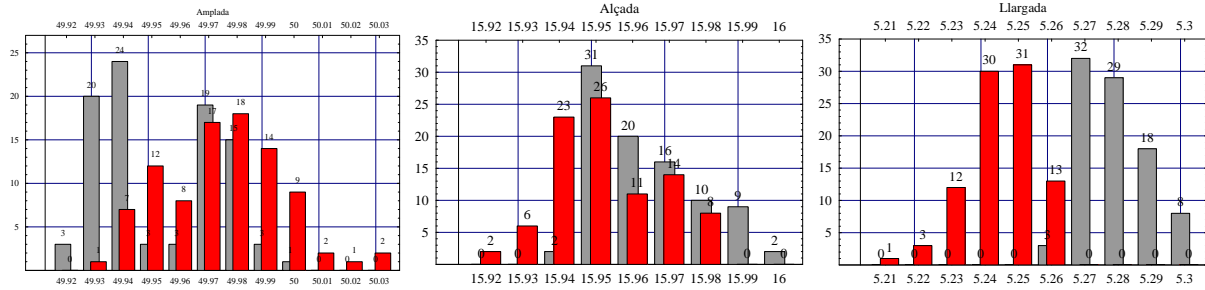


Figura 4.1: *Histograma de les dimensions del conjunt total de blocs. Dades en vermell corresponen al peu de rei, dades en gris són del rellotge comparador.*

Per finalitzar l’anàlisi dels resultats anteriors, remarquem que tots els valors dimensionals estan situats en una banda de  $\pm 25 \mu\text{m}$  del valor amitjanat, excepte l’amplada, que no és un paràmetre crític per a la construcció del segment d’ondulador.

Hem comparat els volums estimats a partir del rellotge comparador, i a través del pes, amb els proporcionats pel fabricant (*Neorem*). El sumari de resultats el presentem a la taula 4.2.

Pes mitjà (fabricant)	$30.978 \pm 0.256 \text{ g}$
Pes mitjà (bàscula)	$30.991 \pm 0.250 \text{ g}$
Volum mitjà (fabricant)	$4.073 \pm 0.026 \text{ cm}^3$
Volum mitjà (bàscula)	$4.075 \pm 0.026 \text{ cm}^3$
Volum mitjà (comparador)	$4.210 \pm 0.012 \text{ cm}^3$

Taula 4.2: *Volum dels blocs segons el fabricant i calculat a partir de les dades experimentals. El pes s’ha calculat a partir de la densitat del NdFeB proporcionat per Neorem.*

La discrepància entre el pes mitjà dels blocs segons el fabricant i el mesurat amb la bàscula és de 13 mg, que implica una diferència en el volum de  $\approx 2 \text{ mm}^3$ . Això correspon a una correlació prou bona entre ambdues dades,  $r^2 = 0.934$ .

Observant el resultat de calcular el volum mitjançant el producte de llargada x amplada x alçada veiem que hi ha un excés amb les dades de *Neorem*:  $136 \pm 22 \text{ mm}^3$  en el cas

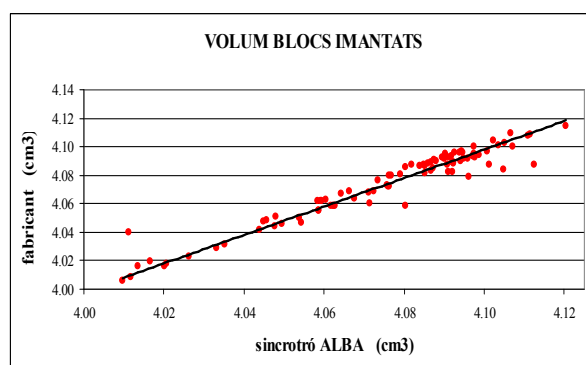


Figura 4.2: Correlació entre els volums estimats a Alba i segons les dades del fabricant.

del rellotge comparador i  $107 \pm 21 \text{ mm}^3$  en el cas del peu de rei. La diferència a causa de les cantonades en forma de xamfrà no és constant per tots els blocs, al contrari, hi ha una relació recíproca entre l'excés de volum calculat amb els nostres instruments de metrologia i el volum del fabricant. Això significa que com més petit és el bloc, més gran és el xamfrà i, per tant, més gran és l'error en l'estimació del volum.

Per calcular les imantacions a partir de les mesures amb les bobines Helmholtz hem agafat el volum determinat a partir del pes mesurat amb la bàscula.

## 4.2 Conclusions

- Hem efectuat el control dimensional dels imants i tots satisfan les toleràncies exigides.
- Els imants tipus **V** són més petits que els tipus **H**. Aquest resultat s'extrau tant de les mesures amb el peu de rei com de les del rellotge comparador.
- Sobre les mesures amb el peu de rei i el rellotge comparador, els resultats obtinguts avaluant la mitjana dimensional dels blocs mostren una discrepància entre ambdós instruments de metrologia coherents amb el calibratge que es va dur a terme utilitzant peces de ceràmica (vegeu taula 3.15, capítol §3.5).
- La desviació estàndard per al conjunt de mesures del gruix i alçada és de  $10 \mu\text{m}$  per a tots dos instruments, que justament és la resolució del peu de rei. Tots les

dimensions dels imants oscil·len dins d'un rang de  $\pm 25 \mu\text{m}$ .

- Una manera adequada de calcular el volum dels imants és pesar-los i calcular el volum a partir de la densitat del material. S'ha observat una lleugera dependència del pes amb la orientació de l'imant dins de la bàscula, de manera que cal implementar millor aquest mètode, tot i que els resultats s'ajusten a les dades del fabricant.
- Els xamfrans no estan tallats tots de la mateixa manera, i quan més gran és el xamfrà, més gran és l'error en l'estimació del volum a través del rellotge comparador.



# Capítol 5

## CARACTERITZACIÓ MAGNÈTICA DELS BLOCS

### 5.1 Magnetitzacions

Tal i com s'ha explicat detalladament al §3.1, el vector magnetització  $\vec{M}$  de cada imant individual s'ha mesurat amb el sistema de bobines Helmholtz per tal de comprovar les dades subministrades pel fabricant. En aquesta secció presentarem els resultats d'aquestes mesures, diferenciant les components minoritàries i les majoritàries, i les compararem amb les dades proporcionades pel fabricant (*Neorem*).

Per tal de garantir la repetibilitat del sistema de mesures, es va escollir el bloc *HN002* com a bloc de referència. Es va mesurar 11 vegades: al començament de cada dia (durant els dos dies que van durar les mesures) i també cada 10 blocs. Com que la temperatura dels imants és un paràmetre que no estava ben controlat, les mesures dels altres blocs es van normalitzar a aquest bloc de referència. Tot i establir aquesta estratègia de control, no s'observen diferències significatives entre els valors normalitzats i els originals. La figura 5.1 mostra un exemple per al cas dels imants tipus HN.

El fet de tenir en compte la lectura de la temperatura de laboratori va servir també per normalitzar el conjunt de dades a la mateixa temperatura a la què el fabricant va fer les mesures, 22°C, i així poder fer una comparació més acurada entre els nostres resultats

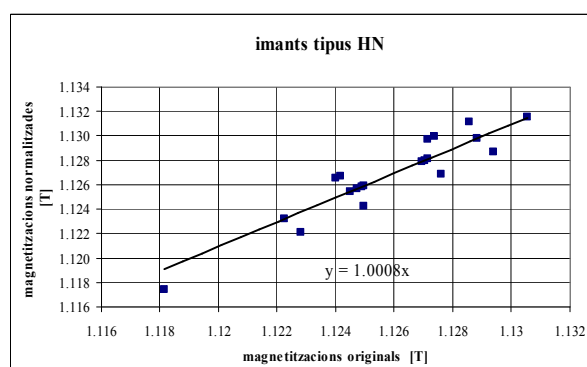


Figura 5.1: Correlació entre la magnetització total  $M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2}$  original, i la normalitzada segons les mesures d'un bloc de referència (HN002), en el cas dels imants tipus HN.

i els seus. La temperatura associada a cada mesura és el valor mitjà de la temperatura inicial ( $T_i$ ) i final ( $T_f$ ), tot i que no es van detectar diferències superiors a  $0.2^\circ\text{C}$ .

La variació màxima de temperatura dins del laboratori va ser, al llarg de tots els dies de mesura, de  $3^\circ\text{C}$ .

### 5.1.1 Components minoritàries

El bloc ideal és aquell que té una única direcció de magnetització, sigui paral·lela a l'eix geomètric Y, cas dels imants-V, o a l'eix geomètric longitudinal Z en els imants-H. El bloc real, en canvi, presenta una certa desviació respecte del comportament ideal, de manera que apareixen components de  $\vec{M}$  en les direccions perpendiculars a la direcció principal. Aquestes components, anomenades components minoritàries perquè són molt més petites que la component principal, són causades tant per les inhomogeneïtats magnètiques del bloc com per errors d'alineament del bloc durant el procés de imantació.

Per mesurar les components minoritàries  $M_x$  i  $M_y$  dels imants-H i de la component  $M_x$  dels imants-V, hem de col·locar el bloc en posició horitzontal a dins de la peça central de les bobines Helmholtz. En el cas de la component minoritària  $M_z$  dels imants-V, el bloc es col·loca en posició vertical.

Comencem pels imants-H. La distribució dels resultats es mostra en els histogrames de les figures 5.2 i 5.4, on hem representat en color taronja amb vora vermella les nostres

mesures, i sense color amb contorn negre les dades de fàbrica.

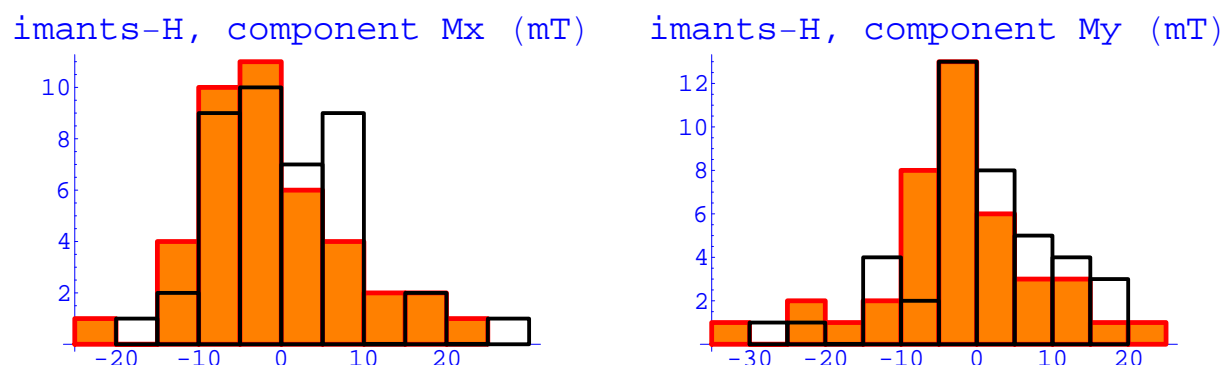


Figura 5.2: *Histograma de les components minoritàries,  $M_x$  i  $M_y$  dels imants-H. Els valors de  $\mu_0 M_j$  venen donats en mT. En taronja, les nostres mesures i, en blanc, les dades de fàbrica.*

En ambdues components obtenim una distribució normal, amb un rang de valors per a la component  $M_y$ :  $[-32, 21]$  mT lleugerament més gran que per a la component  $M_x$ :  $[-20, 23]$  mT. El valor mitjà i desviació estàndard és de  $-2.4 \pm 10$  mT i  $-0.9 \pm 9$  mT, respectivament, en el cas de les nostres mesures. Les dades del fabricant presenten uns valors de  $0.5 \pm 9$  mT i  $0.3 \pm 10$  mT, per a les components  $M_x$  i  $M_y$ , respectivament. L'asimetria mostrada als histogrames podria ser real o bé ser explicada per la disposició dels blocs dins de la peça de les bobines, doncs podrien manifestar una tendència per girar-se cap a una certa direcció preferencial.

Respecte les dades del fabricant, s'aprecia una distribució normal amb una bona correlació amb les nostres dades tal com s'il·lustra a la figura 5.3.

Aplicant un ajust lineal que passi per l'origen de coordenades, ja que si  $M_{Neorem} = 0 \Rightarrow M_{Alba} = 0$ , obtenim un pendent de  $p_x = 0.91$  amb  $r^2 = 0.9$  per a la gràfica de l'esquerra, i  $p_x = 0.94$  amb  $r^2 = 0.8$  per a la component  $M_y$ . En totes dues components observem un pendent menor que 1 amb un error associat de 0.05 i 0.07, respectivament. La diferència és inferior al 10%, però suficientment gran com per no poder ser explicada en base a canvis de temperatura –recordem que el coeficient tèrmic del NdFeB és de 0.12%/°C aproximadament–, de manera que cal pensar en d'altres alternatives. Per exemple:

- A) que el responsable d'aquestes discrepàncies entre els resultats del fabricant i les nostres mesures és la introducció d'un petit angle entre el sistema de referència dels blocs i el de les bobines diferent per als dos conjunts de mesures comparades. És

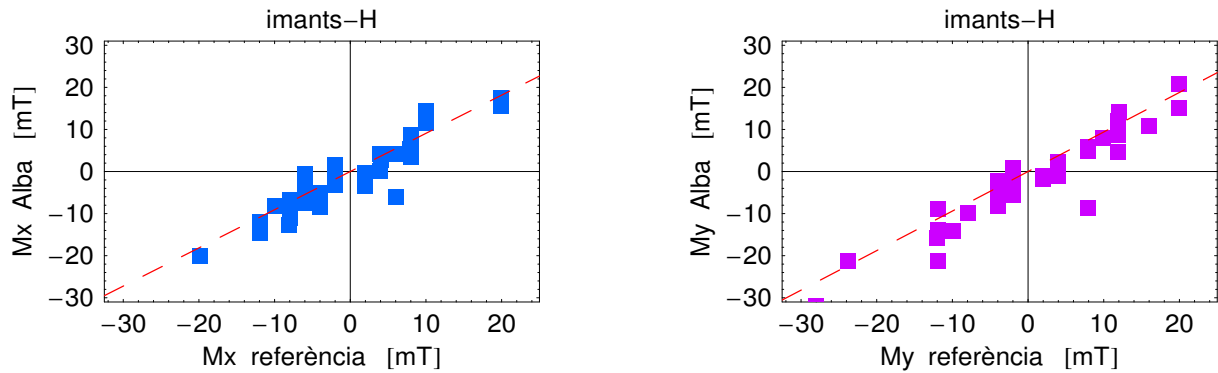


Figura 5.3: Comparació de les components minoritàries  $M_x$  i  $M_y$  dels imants-H entre les dades del fabricant (la referència) i les mesures realitzades al laboratori de la UAB.

a dir, podríem tenir un angle relatiu no nul entre les mesures fetes a fàbrica i les nostres.

B) Diferències degudes a errors en el factor de calibratge de les bobines.

L'efecte d'un error angular introdueix un offset entre les nostres mesures i les del fabricant, però no canvia el pendent de la recte de regressió. Per tant aquest raonament no explica les diferències observades.

Per altra banda, de les equacions (3.8) i (3.9) de la pàgina 58, hem vist que el factor de calibratge és proporcional a  $R/VN$ , on  $N$  és el nombre de voltes,  $V$  és el volum dels blocs magnètics, i  $R$  el radi de les bobines. Estimant uns errors plausibles de  $dN = 1$  volta,  $dR = 0.001$  m i  $dv = 0.01$  cm<sup>3</sup> es desprèn que l'error

$$dK = (\delta K/\delta R) dR + (\delta K/\delta V) dV + (\delta K/\delta N) dN \quad (5.1)$$

comès en la determinació de la constant difícilment és superior a l'1%. Per tant, pel que fa a les components minoritàries dels imants-H, hem de concloure que no podem atribuir les discrepàncies observades entre els nostres resultats i els del fabricant exclusivament als possibles errors del nostre sistema de mesura.

Quant a les components minoritàries dels imants verticals, la figura 5.4 mostra que els nostres resultats estan distribuïts en un rang de  $M_x$ :  $[-18, 9]$  mT i  $M_z = [-7, 4]$  mT. El valor mitjà i desviació estàndard és de  $-2 \pm 7$  mT i  $-1 \pm 3$  mT per a  $M_x$  i  $M_z$ , respectivament. Les dades del proveïdor són molt semblants, tan pel que fa al rang:

$M_x = [-16, 14]$  mT i  $M_z = [-8, 8]$  mT, com al valor mitjà:  $-2 \pm 9$  mT i  $0 \pm 4$  mT per a  $M_x$  i  $M_z$ , respectivament. Tot i així no hi ha una bona correlació entre ambdós grups de dades.

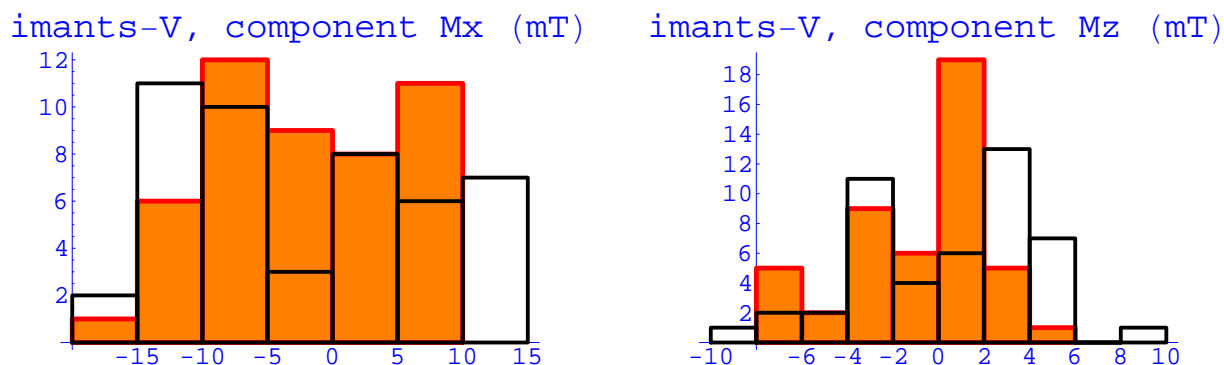


Figura 5.4: *Histograma de les components minoritàries,  $M_x$  i  $M_z$  dels imants-V. Els valors de  $\mu_0 M_j$  venen donats en mT. En taronja, les nostres mesures i, en blanc, les dades de fàbrica.*

Operant de manera semblant al cas dels blocs imantats horitzontalment, obtenim les següents rectes de regressió  $M_{xAlba} = 0.7M_{xNeo}$  amb  $r^2 = 0.8$ , i  $M_{zAlba} = 0.5M_{zNeo}$  amb  $r^2 = 0.4$  per les components  $M_x$  i  $M_z$  respectivament. La correlació entre les dades de Neorem i les mesures d'Alba es mostren a la figura 5.5.

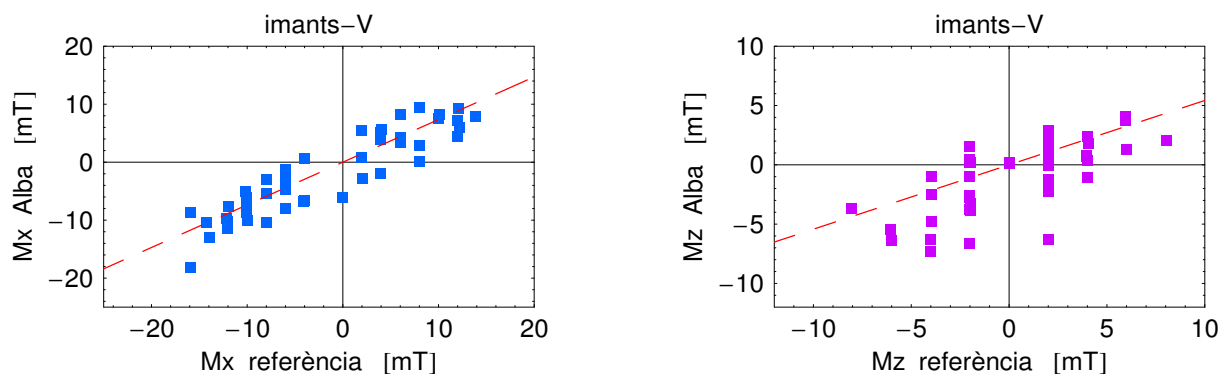


Figura 5.5: *Comparació de les components minoritàries  $M_x$  i  $M_z$  dels imants-V entre les dades del fabricant (la referència) i les mesures realitzades al nostre laboratori.*

En els imants verticals veiem que la pitjor correlació correspon al cas de mesurar els imants en posició vertical –component  $M_z$ –, mentre que per a l'altra component, obtinguda amb els imants reposant horitzontalment sobre la base de les bobines, la discrepància és del

mateix ordre que en el cas dels imants–H. Això indica que, quan els imants estan en posició vertical, la precisió de les mesures no és tan bona com quan els mesurem en posició horitzontal. Com veurem en el següent apartat, en el cas de la component majoritària es veu més clarament aquest efecte. Aquest fet fa sospitar que part de les discrepàncies amb les dades proporcionades pel fabricant deriven d'un petit angle entre l'aparell Helmholtz del fabricant i el nostre.

Cal fer notar que les components minoritàries que acabem d'analitzar representen només al voltant d'1–2% de la component principal.

### 5.1.2 Components majoritàries

A continuació analitzem la component majoritària dels dos tipus d'imants de manera semblant a com ho hem fet en l'apartat anterior. L'histograma de la figura 5.6 mostra la distribució dels resultats seguint el mateix criteri de colors que en el cas de les components menors.

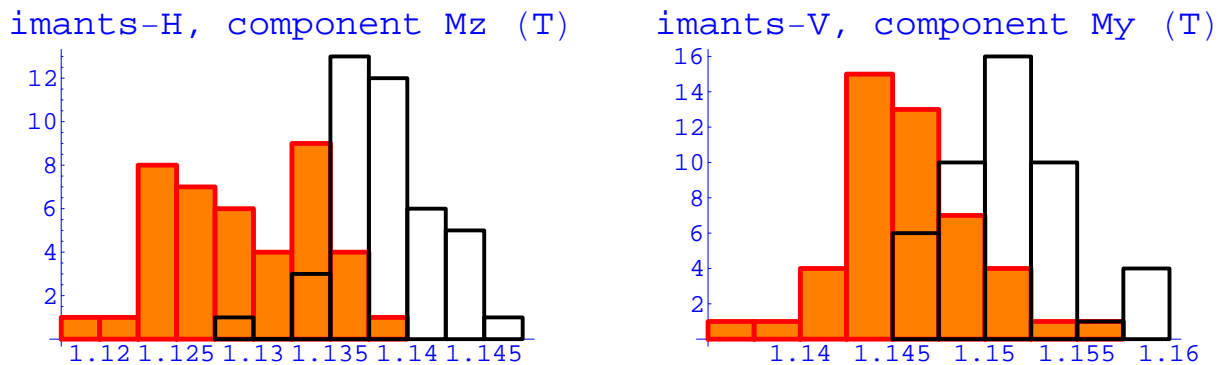


Figura 5.6: *Histograma de la component majoritària  $M_z$  dels imants–H i  $M_y$  dels imants–V. En taronja, les nostres mesures i, en blanc, les dades de fàbrica.*

Per poder agrupar els imants tipus **HS** amb els **HN** hem canviat el signe de la magnetització dels primers per tal que tots tinguin valors positius. El mateix procediment s'ha fet amb els imants tipus **VS** per poder tractar-los conjuntament amb els **VN**.

Les dades del fabricant presenten una distribució normal en tots dos casos, mentre que quan hem mesurat  $M_z$ , amb els blocs en posició vertical, obtenim una distribució de valors més aviat plana en tot el rang:  $[1.1181, 1.1376]$  T, amb un valor mitjà de  $1.12941 \pm 0.003$  T.

Aquest fet reforça la idea que, en posició vertical, els imants no tenen un punt d'ancoratge fix i estable, sinó que poden oscil·lar en un rang relativament gran d'angles en tots dos sentits i amb la mateixa probabilitat. A més, s'aprecia que hi ha un desplaçament de les dades cap a valors més petits, 5-7 mT aproximadament.

En el cas dels imants-V, el rang de valors obtinguts és de [1.1367, 1.1552] T, amb un valor mitjà de  $1.14529 \pm 0.0035$  T. La magnetització és més gran que per als imants-H, fet que és atribuïble a que, en el cas dels verticals, la imantació és perpendicular a l'eix de pressió del sinteritzat, mentre que en els imants-H és paral·lela. Aquesta diferència condiona la forma dels grans de material i dels dominis magnètics. La correlació entre els dos conjunts de mesures, Neorem i Alba, s'il·lustra a la figura 5.7.

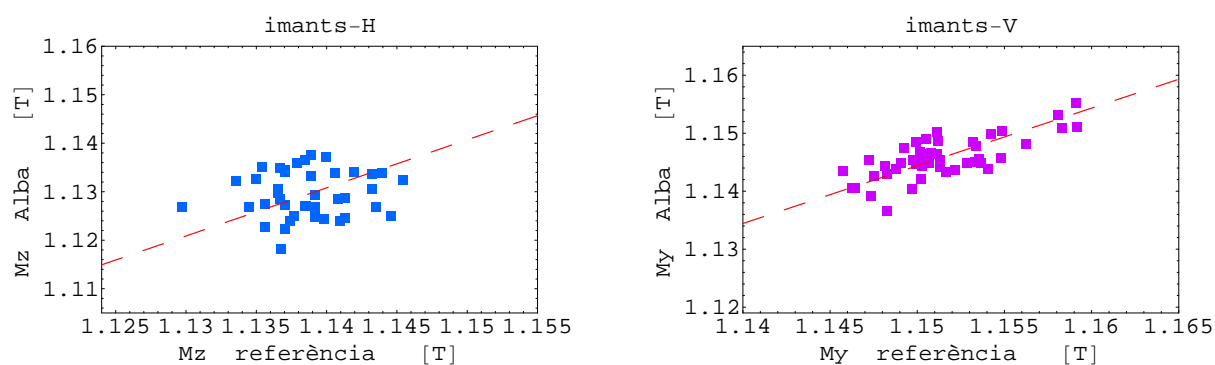


Figura 5.7: Correlació de la component majoritària  $M_z$  dels imants-H i  $M_y$  dels imants-V entre les dades del fabricant i les mesures realitzades al laboratori de dispositius d'inserció del sincrotró Alba.

L'ajust per als dos tipus d'imants obeeix les següents funcions lineals:  $M_{zAlba} = 0.992M_{zNeo}$  i  $M_{yAlba} = 0.995M_{yNeo}$ , respectivament, ambdues amb  $r^2 = 1$ , on hem imposat que el terme independent sigui igual a zero. Els errors associats a la determinació del pendent són molt petits:  $7 \cdot 10^{-4}$  i  $3 \cdot 10^{-4}$ , respectivament.

Per altra banda, hem explicat al principi d'aquest capítol que les mesures es van normalitzar respecte un bloc de referència, el *HN002*, però que no varem trobar diferències significatives entre els valors originals i els normalitzats. La figura 5.8 mostra el test de repetibilitat d'aquest imant de referència amb el valor mitjà marcat amb una línia de color vermell. La figura de la dreta representa la desviació de cadascuna de les mesures respecte al valor mitjà, en percentatge. Desviacions de 0.1 – 0.2% sí que són compatibles

amb canvis de temperatura, ja que equivalen a derives tèrmiques de  $1 - 2^{\circ}\text{C}$ , com les observades al laboratori.

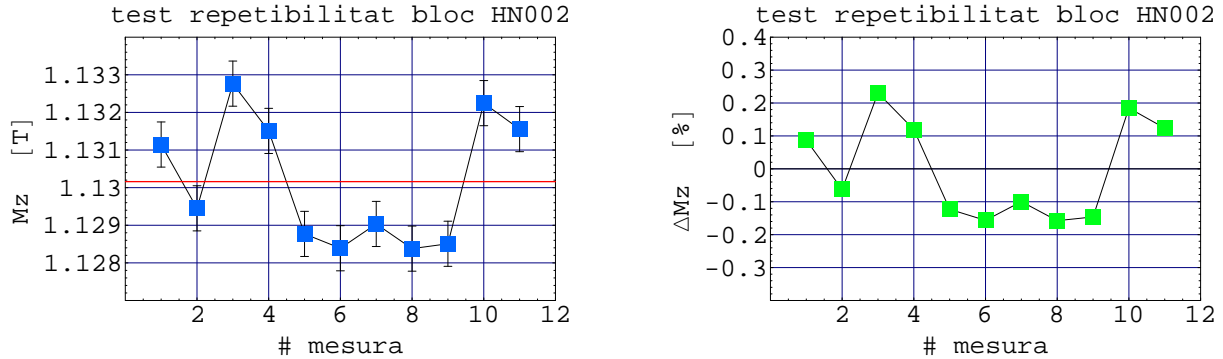


Figura 5.8: Component majoritària del test de repetibilitat aplicat al primer bloc **HN**. La figura de la dreta mostra les variacions respecte el valor mitjà en percentatge.

Observem una variació màxima pic a pic de  $\approx 5$  mT sobre un valor de 1.13 T. Les barres d'error representen el nivell de soroll elèctric, el qual s'ha determinat en  $\pm 0.6$  mT.

## 5.2 Anàlisi d'errors

Enumerem una llista dels principals factors que poden contribuir a la propagació d'errors en les mesures realitzades amb les bobines Helmholtz. La major part ja han estat mencionades i comentades a l'apartat 3.1.2.

- I. Efectes tèrmics. La temperatura de la superfície dels imants no va ser mesurada. Només es té lectura de la temperatura inicial i final del laboratori. Les condicions ambientals durant les mesures no van poder ser controlades, per no disposar en aquell moment, d'un sistema d'aire condicionat autoregulat.
- II. Errors mecànics: orientació de les bobines, vibracions durant les mesures, col·locació dels imants dins de la peça central. De tots ells, notem una certa importància en l'orientació de les bobines respecte la base on s'assenta el bloc.
- III. Errors elèctrics: distància de les bobines al voltímetre, configuració del mateix voltímetre i velocitat de la mesura manual. Hem determinat que el nivell de soroll elèctric és constant amb el temps i sempre més petit que 0.6 mT.



IV. Influències externes: materials metàl·lics i d'altres fonts electromagnètiques a prop de les bobines, experiments o treballs d'altres grups. No hem detectat efectes significatius.

### 5.3 Conclusions

La dispersió de les dades mesurades està dins de les toleràncies exigides, tant per a les minoritàries (1-2% respecte la component principal de magnetització) com per a les majoritàries (1.6-1.7% en dispersió).

Observem discrepàncies entre el nostre conjunt de dades i les del fabricant. En el cas de les components majoritàries, on les dades són més significatives, la diferència és d'un 0.5-0.8%. Aquesta diferència sí que és possible que estigui associada a un error en la constant de calibratge de les bobines, que com hem vist por arribar a 1% aproximadament. No es poden explicar en base a errors angulars, ja que per a tenir una variació de la component majoritària d'un  $5 \cdot 10^3$ , caldria un angle de desalineament de  $\approx 0.1$  rad, la qual cosa donaria lloc a errors de les components minoritàries d'un  $\approx 10$  % de la component principal ( $> 100$  mT), mentre que els valors mesurats són d'un 1-2%.

En el cas de les components minoritàries, les diferències entre tots dos equips de mesura van des d'un 6% fins a un 50%, depenent del tipus de bloc i de la component de la magnetització considerada.

Les dades aportades per Neorem estaven aproximades a la unitat de  $Vs$ , o el seu sistema presenta una resolució d'1  $Vs$ . Moltes de les magnetitzacions en direccions perpendiculars a la majoritària eren estrictament zero, cosa que ens permet afirmar que el sistema de bobines Helmholtz que hem usat al laboratori de mesures magnètiques d'Alba és més precís.



## Capítol 6

# MÒDULS MAGNÈTICS

### 6.1 Agrupament de blocs magnètics. Singlets i triplets

Durant la fase de muntatge de l'ondulador, els blocs no s'assemblen individualment per formar l'estructura magnètica global, sinó en grups d'1 (singlets) o 3 elements (triplets). Les integrals de camp d'aquests grups d'imants es mesuraran amb el banc *fil fix tibant*, descrit al §3.2, i serviran per establir l'ordre de muntatge de l'ondulador. L'objectiu de formar aquestes estructures o mòduls magnètics és minimitzar les inhomogeneïtats del camp, les components parasitàries de cada bloc. Per cancel·lar-les ajuntarem dins d'un mateix triplet un bloc **VN** i un bloc **VS**. És lícit escollir qualsevol altre tipus d'agrupament sempre i quan hi hagi un nombre igual d'imants verticals de signe oposat, tal com fan a d'altres sincrotrons com l'ESRF, on treballen també amb quintets<sup>1</sup>, o al sincrotró italià ELETTRA.

Recordem que l'ondulador que volem muntar és antisimètric, centrat en un bloc **HS**, i que la seqüència de blocs ve establerta com: ... **HN–VN–HS–VS–HN** ... en direcció +Z, tal com està esquematitzat al segment inferior de l'ondulador de la figura 1.1 (pàg. 14). Els singlets els formen els blocs **HN** i els triplets estan constituïts per la tríada **VN–HS–VS**.

---

<sup>1</sup>Chavanne J., Chubar o., Elleaume P., Van Vaerenbergh P., “Nonlinear numerical simulation of permanent magnets”, Proceedings of EPAC, Vienna, 2000.

D'aquesta manera, en el cas ideal tenim en tots dos agrupaments una component neta  $B_z$  que, en formar el període complert, es cancel·laran entre elles, ja que apunten en sentit oposat.

Per ajuntar els blocs, i que romanguin perfectament units, encapsulem els imants dins d'uns suports o capçals d'alumini que garanteixen la fixació i l'estabilitat mecànica dels blocs ja que, un cop muntats, estan sotmesos a elevades forces magnètiques.

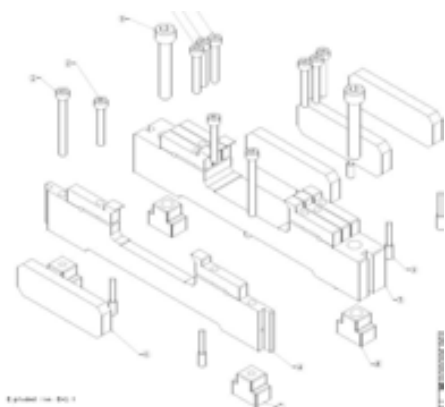


Figura 6.1: Els singlets i triplets es muntan en capçals dissenyats per agrupar i fixar blocs magnètics.

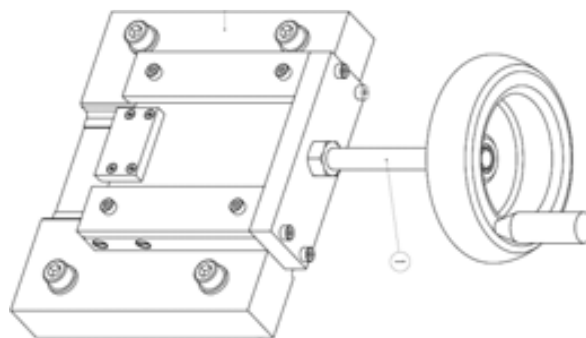


Figura 6.2: Eina especial per col·locar els imants dins dels capçals.

A la figura 6.1 es pot apreciar una imatge dels capçals destinats als singlets i triplets. A la part superior dels capçals hi ha 3 cargols –1 en el cas dels singlets– a banda i banda, que estrenyen una pestanya superior i fixen la posició dels blocs dins del capçal. També hi ha un altre cargol a cada costat, més gran, que s'enrosca a una peça en forma de T invertida, que constitueix el peu del capçal, i que serveix per fixar la seva posició sobre la base mecànica on es munta el segment d'ondulador.

El muntatge dels blocs dins dels capçals es realitza amb una altra eina, que mostrem a la figura 6.2, construïda expressament per a aquesta finalitat. Aquesta eina té una manovella que, en girar, empeny un pistó central a l'extrem del qual hi hem col·locat un bloc magnètic en posició vertical. Així, empenyem el bloc cap al capçal sense perill que, a causa de les forces magnètiques que pateix, salti, es mogui o es desalineï. A l'extrem del pistó on col·loquem l'imant, hi ha una peça rectangular que cobreix el bloc per damunt i evita que es pugui moure en sentit vertical.

El capçal està centrat i fixat fermament a la cara posterior d'aquesta eina mitjançant dos cargols, vegeu la figura 6.3. Aquesta cara posterior és clau en tot el procés ja que la manca de perpendicularitat amb la base pot introduir un desalineament del capçal que es transmetrà posteriorment al bloc.

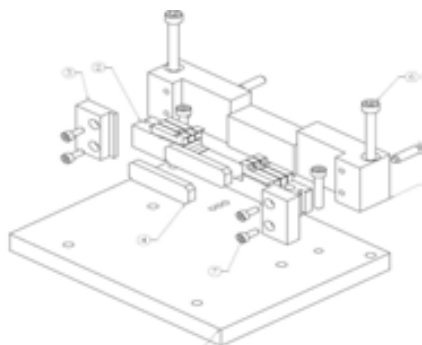


Figura 6.3: *Esquema del muntatge de la cara posterior de l'eina.*

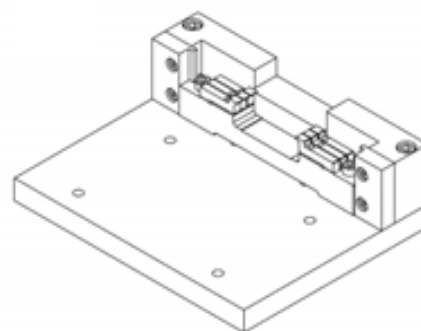


Figura 6.4: *Col·locació d'un capçal tipus triplet a l'eina d'assemblatge.*

El bloc és introduït, al final del recorregut, a l'espai central que té el capçal per acollir-hi el bloc –o blocs, en el cas dels triplets–. Un cop introduït l'imant a la seva ubicació enrosquem el cargol que hi ha a cada banda superior del capçal per fixar -lo.

En el cas dels triplets, hem tingut en compte les mesures mecàniques del gruix dels blocs a l'hora d'assemblar-los per tal que, en conjunt, la dimensió longitudinal assoleixi el valor nominal de  $3/4$  de període. Per fer-ho, hem afegit diverses làmines de coure de  $10\mu\text{m}$  de gruix entre bloc i bloc, a mode de galgues. El procediment és el següent: col·loquem tantes capes de paper de coure com siguin necessàries per tal que el primer bloc que muntarem tingui dimensions d' $1/4$  de període ( $5.325\ \mu\text{m}$ ). Amb l'ajuda de l'eina d'assemblatge muntem el primer bloc, empresonant el coure contra la paret posterior d'aquest estri. Col·loquem les làmines de coure necessàries per mantenir el període, recolzades sobre la cara posterior del bloc muntat, i introduïm un altre bloc. Aquest segon bloc premsarà les làmines de coure en veure's atret pel primer bloc. Tornem a posar un cert nombre de capes de coure i muntem el tercer i últim bloc. Ja tenim muntat el triplet. D'aquesta manera, com que coneixem les dimensions dels blocs amb una precisió de  $10\ \mu\text{m}$ , podem garantir que l'error de muntatge associat al període serà sempre menor que  $20\ \mu\text{m}$ .

És un procés bastant artesanal que requereix d'una certa pràctica, perquè les elevades forces magnètiques que actuen tendeixen a fer girar el bloc del mig  $90^\circ$ , i cal adequar la

velocitat de moviment de la manovella per tal que les forces de fricció ajudin a mantenir el bloc en posició vertical en tot moment i, si cal, ajudar-se d'una mà per tal de mantenir el bloc fixat.

La fabricació de totes aquestes peces ha tingut en compte toleràncies molt estrictes en dimensions, paral·lelisme o perpendicularitat de les cares que intervenen. El material dels capçals, cargols, i de l'eina especial és no magnètic, bàsicament alumini i coure.

Per testejar la repetibilitat de muntar i desmuntar els blocs es van realitzar un total de 20 mesures d'un singlet (*HN011*) amb el fil fix tibant –totes al mateix tram de la taula lineal– desmuntant i tornant a muntar el bloc del capçal a cada mesura. La precisió d'aquesta eina d'assemblatge és alta i el muntatge força repetitiu, menor que  $10^{-3}$  T·mm.

Les figures 6.5 i 6.6 mostren la integral vertical de camp, que també anomenarem “signatura” al llarg d'aquesta tesi:

$$I_y = \int_{-\infty}^{\infty} B_y dz \quad (6.1)$$

d'aquest singlet i la desviació associada al conjunt de mesures.

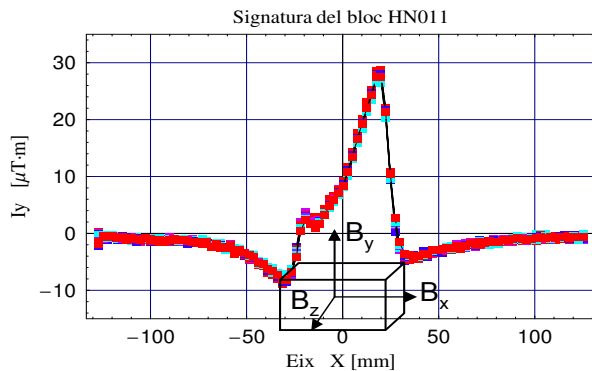


Figura 6.5: Integral vertical de camp pel conjunt de 20 mesures del singlet utilitzat pel test de repetibilitat de l'eina d'assemblatge.

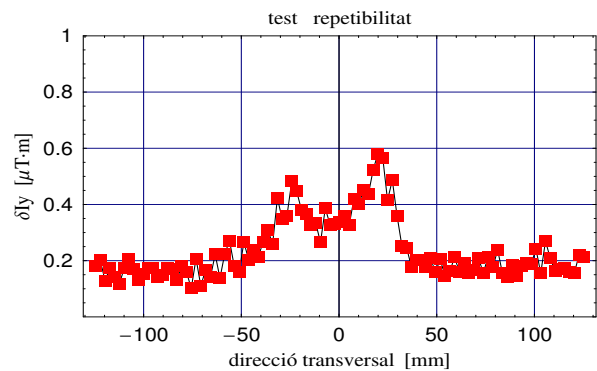


Figura 6.6: Desviació estàndard de les mesures d'integral de camp tot desmuntant i tornant a muntar el bloc dins del capçal.

Com es pot apreciar a la figura de la dreta, l'error màxim correspon a les vores del bloc magnètic,  $\pm 25$  mm del centre, que en el pitjor dels casos no excedeix de  $0.6 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . A la part central,  $\pm 10$  mm, que és de fet la zona d'interès a l'hora de muntar l'ondulador, està al voltant de  $0.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .

Aquesta precisió valida el mètode de muntatge dels blocs dins dels capçals, ja que si la

comparem amb l'error intrínsec del banc (vegeu taula 3.2, pàg. 70), veiem que l'error prové bàsicament del fil fix tibant i no de l'eina d'assemblatge. Experimentalment, però, durant les proves que vam dur a terme per caracteritzar el fil fix tibant, es va constatar que, en realitat, l'error intrínsec real és més petit que el teòric en gairebé un factor 2 (vegeu figura 3.19, pàg. 79), de manera que les fluctuacions en les integrals de camp provenen tant de la contribució del banc de mesures com de l'eina per muntar triplets. Ara estem en disposició de quantificar quina part ve del banc de mesures ( $0.26 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ) i quin error ve de l'eina de muntatge ( $\approx \sqrt{0.4^2 - 0.26^2} = 0.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ).

## 6.2 Preordenament a partir de processos d'optimització

El preordenament consisteix en agrupar *convenientment* els blocs en triplets. Per “convenientment” s'entén que els triplets compleixen un cert criteri magnètic que hem establert a priori, expressat a través d'unes condicions matemàtiques donades per una funció de mèrit o de cost. Els mínims d'aquesta funció ens donaran la combinació de blocs que més s'ajusti al criteri escollit.

En el nostre cas, l'objectiu és minimitzar les components  $B_x$ ,  $B_y$  globals de cada triplet. Aquest criteri només afecta aquestes dues components perquè la component longitudinal,  $B_z$ , no juga un paper rellevant ja que és paral·lela a la direcció de moviment del feix d'electrons, de manera que no exerceix cap força neta sobre ell i, per tant, no provoca cap deflexió del feix.

L'efecte directe d'aquest preordenament sobre la funcionalitat de l'ondulador és que minimitzem la primera i segona integral de camp, que és un dels requisits descrits al §1.3.1 per fer més petit l'efecte dels onduladors sobre la trajectòria dels electrons.

Les dades de què disposem per a aquest propòsit són les mesures de la magnetització,  $\vec{M}$ , obtingudes amb les bobines Helmholtz. Per tant, primer hem d'expressar les components  $M_{ij}$  de la magnetització de cada bloc  $i$  del triplet en termes de components de camp.

Matemàticament, hem de trobar una matriu de transformació que satisfaci la següent igualtat:

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{19} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{29} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{61} & a_{62} & \dots & a_{69} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{1x} \\ M_{1y} \\ \vdots \\ M_{3z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{1x} \\ B_{1y} \\ \vdots \\ B_{3z} \end{pmatrix}$$

on  $B_{1j}/M_{1j}$ ,  $B_{2j}/M_{2j}$ ,  $B_{3j}/M_{3j}$ , representen les components  $j = x, y, z$  de camp/magnetització dels blocs **VN**, **HS**, **VS** respectivament.

La matriu de coeficients  $A_m = a_{ij}$  s'obté de manera inductiva: partim d'un triplet ideal (**VN**, **HS**, **VS**) on les dimensions de l'imant tipus **H** i dels dos blocs tipus **V** són les dimensions mitjanes del conjunt de blocs **H** i **V**, respectivament.

Magnèticament, definim el triplet ideal de manera semblant: el valor de la component principal de  $\vec{M}$  és el valor mitjà per a cada tipus de bloc. Com que tractem amb un model ideal no hi ha inhomogeneïtats magnètiques i, per tant, les components minoritàries de cada bloc són nul·les. En resum, el triplet està definit així,

$$\begin{aligned} M_{\text{VN}_0} &= \{0, \overline{M_V}, 0\} \\ M_{\text{HS}_0} &= \{0, 0, -\overline{M_H}\} \\ M_{\text{VS}_0} &= \{0, -\overline{M_V}, 0\} \end{aligned} \quad (6.2)$$

El valor mitjà de la component principal de la magnetització dels blocs verticals i horitzontals són, respectivament,  $\overline{M_V} = 1.14529$  T i  $\overline{M_H} = 1.12941$  T .

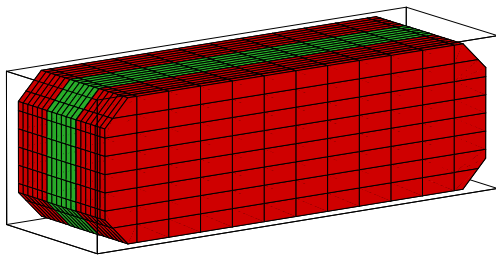


Figura 6.7: Triplet format per dos pols, en vermell, i un bloc **HS** al mig.

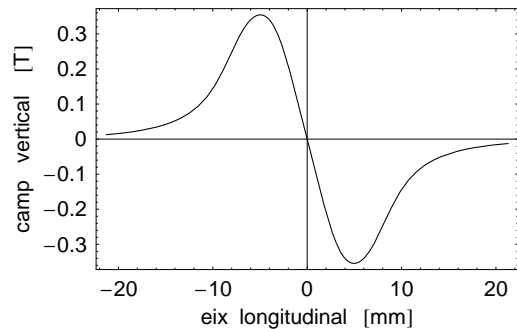


Figura 6.8: Camp vertical generat pel triplet ideal definit magnèticament a l'equació (6.2).



Partint d'aquesta configuració obtenim un camp vertical de  $\approx 0.35$  T als pols, mentre que la component vertical del camp és zero al mig del triplet, tal com es pot apreciar a la figura 6.8.

Amb l'extensió *RADIA* del programa *Mathematica*, que és un paquet de codis per aplicacions de magnetisme, s'han avaluat les components de camp horitzontal (eix X), vertical (eix Y) i longitudinal (eix Z).

Els resultats (en tesles, T) són, en forma matricial:

$$\begin{pmatrix} B_{1hor} = -6.4 \cdot 10^{-10} & B_{1ver} = 0.352543 & B_{1lon} = 0.090830 \\ B_{2hor} = -5.5 \cdot 10^{-10} & B_{2ver} = -2.9 \cdot 10^{-9} & B_{2lon} = 0.448923 \\ B_{3hor} = 1.3 \cdot 10^{-9} & B_{3ver} = -0.352543 & B_{3lon} = 0.090830 \end{pmatrix}$$

on els termes negligibles no són estrictament nuls a causa del límit en la precisió de càlcul del programa emprat.

Per obtenir la matriu  $A_m = a_{ij}$ , hem d'avaluar el canvi  $\delta B$  experimentat per cada component del camp quan apliquem un petit canvi  $\delta M$  a la component  $M_{ij}$ ,

$$M_{ij}^* = M_{ij} + \delta M \implies B_{ij}^* = B_{ij} + \delta B \quad (6.3)$$

on  $\delta B$  i  $\delta M$  estan relacionades mitjançant la matriu dels coeficients  $a_{ij}$ :

$$\delta B = A_m \delta M \quad (6.4)$$

El vector d'entrada de la part dreta de l'expressió anterior serà

$$\delta M = \{ \delta M_{VNhor}, \delta M_{VNver}, \delta M_{VNlon}, \delta M_{HShor}, \delta M_{HSver}, \delta M_{HSlong}, \delta M_{VShor}, \delta M_{VSver}, \delta M_{VSlon} \}$$

i el vector de sortida,

$$\delta B = \{ \delta B_{VNhor}, \delta B_{VNver}, \delta B_{VNlon}, \delta B_{HShor}, \delta B_{HSver}, \delta B_{HSlong}, \delta B_{VShor}, \delta B_{VSver}, \delta B_{VSlon} \}$$

Hem escollit un canvi en la magnetització de  $\delta M = 0.01$  T, que representa al voltant de l'1% de la component principal. Apliquem aquest canvi a la primera component,  $M_{11}$ ,

i avaluem les 3 components del camp a cada bloc del triplet. Obrant així per a tots els elements de la matriu  $M_{ij}$  obtenim els coeficients  $a_{ij}$  de la matriu  $A_m$  a partir de l'equació (6.4).

Recordem que l'objectiu és minimitzar les components  $B_x, B_y$  globals de cada triplet. Ara ja podem treballar amb unitats de camp a través de la matriu  $A_m$ .

A continuació, cal definir quina condició magnètica ha de satisfer el conjunt de triplets per tal d'optimitzar el conjunt d'agrupaments. Aquest criteri no ve predefinit, però ha de poder complir l'objectiu que hem establert, que és el de cancel·lar les components minoritàries globals dins del conjunt de blocs.

En el nostre cas, el criteri escollit per a cada triplet és que la següent funció sigui mínima:

$$t_i(B_x, B_y) = \sqrt{(B_{1x} + B_{2x} + B_{3x})^2 + (B_{1y} + B_{2y} + B_{3y})^2} \quad (6.5)$$

Els termes dins de l'arrel són el sumatori de la component  $B_x$  i  $B_y$ , respectivament, de tots els blocs que formen la tríada. Hem escollit aquesta funció perquè permet cancel·lar ambdues components o, en el cas que per combinació simple no sigui possible, minimitzar la contribució conjunta de totes dues.

Per minimitzar la funció  $t_i$  hem de trobar una combinació d'elements que faci que la contribució global a aquestes components sigui la més petita possible. Com que allò que ens interessa és obtenir una configuració òptima, no per a un únic triplet sinó per al conjunt de triplets, construïm la següent funció de mèrit, que és la que finalment s'haurà de minimitzar:

$$T = \sum_{i=1}^{i=19} t_i \quad (6.6)$$

on el sumatori s'aplica a 19 elements, ja que el nombre màxim de triplets que podem formar ve limitat pel nombre de blocs de què disposem. Si bé és cert que tenim 21 blocs tipus **HS** i que, a priori, aquest és el nombre màxim de triplets que podríem formar, la construcció de l'ondulador ve determinada per la configuració global de singlets i triplets i, com que d'imants **HN** només en tenim 20 i per qüestions de simetria els hem de col·locar als extrems de l'ondulador, només podem formar  $20 - 1 = 19$  triplets.

L'equació (6.6) és adequada per al nostre interès, perquè té en compte no només el valor d'una component en particular sinó també el signe de la component, i això permet una

cancel·lació realista de cada vector, i també perquè, en no introduir la component longitudinal, reduïm els graus de llibertat de la funció de cost i evitem així que  $B_z$  tingui una certa quota d'influència en detriment de les components que realment ens interessa minimitzar.

A l'hora de combinar els blocs hem de definir l'espai de configuracions, és a dir, quins graus de llibertat permetem que tingui cada element del triplet: rotacions a l'espai, intercanvi entre dos blocs, intercanvis múltiples ...

Establím el següent conjunt de regles:

- I. Només està permès substituir o intercanviar blocs que siguin del mateix tipus, és a dir, no es pot intercanviar un **HN** per un **HS** mitjançant un gir de  $180^\circ$  al voltant de l'eix Y. La utilització d'un imant **HN** per a aquesta finalitat reduiria el nombre de singlets disponibles i, per tant, de triplets necessaris, amb la consegüent reducció de la longitud de l'ondulador. A més, també donaria lloc a l'addició d'inhomogeneïtats sistemàtiques.
- II. No es permet intercanviar un **VN** per un **VS** mitjançant un gir de  $180^\circ$  al voltant de l'eix Z.
- III. Els blocs **HN** i els **HS** poden girar  $180^\circ$  respecte l'eix Z (direcció de la component principal de camp). Això és equivalent a canviar de signe les components minoritàries.
- IV. Els blocs **VN** i els **VS** poden girar  $180^\circ$  respecte l'eix Y.
- V. Es pot girar i intercanviar alhora més d'un bloc.
- VI. Els blocs sobrants, ja que en disposem de més de 19 de cada tipus, també serveixen per realitzar intercanvis.

Un cop definit el criteri de combinacions ja podem optimitzar la funció de mèrit.

L'algorisme d'optimització està basat en el *recuit simulat* –més conegut pel seu terme anglès: *Simulated Annealing*–, que rep el nom pel seu analogisme amb certs processos termodinàmics, com la cristal·lització que experimenten alguns líquids en refredar-se, o el procés de trempat de l'acer i d'algunes ceràmiques.<sup>2</sup> De la mateixa manera que aquests

---

<sup>2</sup>W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, "Numerical Recipes in C". The Art of

sistemes naturals assoleixen lentament un estat de mínima energia, l'algorisme matemàtic troba una configuració on la funció de mèrit assoleix un valor mínim.

Hi ha d'altres algorismes que fins i tot convergeixen més ràpidament cap a valors mínims, com per exemple, el d'*acceptació del llindar*, (*Threshold Acceptance Algorithm*<sup>3</sup>, en anglès), però donat que l'espai de configuracions pel conjunt de triplets és molt gran,

$$\prod_{n=1}^N (\text{VN}_n \cdot \text{HS}_n \cdot \text{VS}_n \cdot 8^n) \approx 2 \cdot 10^{79} \quad (6.7)$$

és preferible explorar la regió més gran possible i el *recuit simulat* és molt adient per a aquest propòsit. A l'equació (6.7),  $\text{VN}_n$ ,  $\text{HS}_n$ ,  $\text{VS}_n$  són el nombre de blocs de què disposem:  $N=23$ , 21 i 24, respectivament.<sup>4</sup> El factor  $8^n$  ve del fet que cadascun dels tres imants pot tenir dos estats ( $2 \times 2 \times 2$ ) en funció de l'angle que descriu respecte l'eix principal d'imantació:  $\theta = 0^\circ$  i  $\theta = 180^\circ$ . Amb altres paraules: pot estar girat o no.

L'analogisme amb la termodinàmica no és perfecte, però manté l'essència de la probabilitat de distribució de Boltzmann:

$$p = \exp[-(E_2 - E_1)/kT] \quad (6.8)$$

que expressa la probabilitat d'un sistema de passar d'un estat d'energia  $E_1$  a un estat d'energia  $E_2$ . En el cas que  $E_2 < E_1$ , el paràmetre  $p$  de l'equació (6.8) esdevé més gran que 1 i se li assigna arbitràriament el valor  $p = 1$ . Però també es permet que de vegades el sistema assoleixi estats d'energia més gran,  $E_2 > E_1$ , fet que té associat una probabilitat que, en funció del valor de  $T$ , serà més o menys petita però no nul·la.

L'algorisme matemàtic “treballa” de la mateixa manera, permetent que durant la recerca de la solució òptima s'acceptin valors més grans que els trobats i pugui així evitar mínims relatius o locals. L'algorisme és capaç de donar “salts” en el camí cap al mínim de la funció per no estancar-se en una vall relativa.

No entra dins l'objectiu d'aquesta tesi descriure en profunditat el mètode de funcionament

---

scientific computing, 2<sup>a</sup> edició, pàg. 444

<sup>3</sup>Carr R., Lidia S., “Faster magnet sorting with a Threshold Acceptance Algorithm”, SRI, 1994.

<sup>4</sup>Dels 25 blocs verticals inicials de cada tipus, 2 imants VN i 1 imant VS van patir defectes mecànics (trencaments o ratllades) que els van descartar per a formar triplets.

dels algorismes matemàtics més comunament emprats, sinó simplement explicar a grans pinzellades la filosofia que hi ha al darrere.

Els paràmetres configurables del programa són: la “temperatura” inicial, un factor de decaïment de la temperatura, el nombre d’iteracions i el nombre de “moviments” per iteració. Per seleccionar un moviment, el codi té un generador numèric aleatori que primer escull un o més blocs, i després dictamina la transformació que s’ha d’aplicar sobre d’ells, si es tracta d’una rotació o d’un intercanvi de blocs.

La durada del càlcul depèn de com estigui definida la funció de mèrit i dels paràmetres inicials, i en el nostre cas no va excedir de 5–6 hores. Es van canviar els paràmetres inicials de l’algorisme per testejar com de sensible era la funció de cost a aquests paràmetres, fins arribar a un valor mínim de la funció que romania constant malgrat l’increment d’iteracions.

## 6.3 Resultats

A la taula 6.1 presentem el resultat d'optimitzar la configuració magnètica del conjunt de triplets (**VN–HS–VS**) per tal que satisfacin la condició donada per l'expressió (6.6).

	bloc–VN	bloc–HS	bloc–VS
Triplet #1	-VN001	-HS016	VS018
Triplet #2	-VN002	-HS011	-VS008
Triplet #3	VN003	-HS003	-VS007
Triplet #4	-VN004	-HS022	-VS024
Triplet #5	-VN005	-HS008	-VS020
Triplet #6	VN006	HS021	VS001
Triplet #7	-VN007	HS013	VS010
Triplet #8	-VN010	HS025	VS016
Triplet #9	-VN011	HS023	-VS019
Triplet #10	VN012	-HS020	VS022
Triplet #11	VN015	-HS009	VS015
Triplet #12	-VN016	HS004	VS014
Triplet #13	VN018	-HS001	VS017
Triplet #14	VN020	HS018	-VS003
Triplet #15	VN021	-HS010	VS013
Triplet #16	VN022	-HS015	-VS006
Triplet #17	VN023	HS002	VS004
Triplet #18	VN024	HS007	-VS002
Triplet #19	VN025	-HS017	VS021

Taula 6.1: Configuració òptima per al conjunt de 19 triplets.

El signe negatiu que va al davant de cada bloc indica que aquest s'haurà de girar  $180^\circ$  respecte la component principal de camp a l'hora de fer l'assemblatge de blocs per formar el triplet. Aquestes rotacions comporten un canvi de signe de les components minoritàries corresponents.

El valor amb què cada triplet contribueix a la funció de cost s'il·lustra a la figura 6.9, on es pot apreciar que la distribució del “pes” no és homogènia sinó que s'adequa a la necessitat de la funció de cost per a que aquesta assoleixi un valor mínim durant el procés d'optimització.

L'ordenament dels blocs de l'ondulador es duu a terme en dues fases. La primera és la

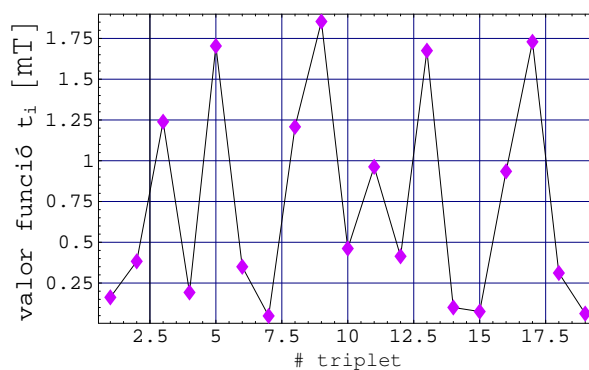


Figura 6.9: Valor de la funció de cost per cadascun dels triplets.

que acabem de presentar: l'agrupament dels blocs en mòduls d'1 i 3 imants, i posicionats dins d'uns capçals dissenyats per garantir l'estabilitat mecànica dels blocs durant el muntatge de l'ondulador. Així minimitzem la primera i segona integral de camp. El segon pas consisteix en l'ordenament d'aquests mòduls dins de l'estructura magnètica global de l'ondulador. Amb això disminuïm l'anomenat *error de fase*, de què parlarem al §9. En aquest segon ordenament, els singlets tenen la llibertat de girar respecte l'eix Z i/o intercanviar-se entre ells.

Així com per realitzar el primer pas ens basàvem en les dades de les mesures de la magnetització amb bobines Helmholtz, per al segon necessitem les integrals de camp mesurades amb el fil fix tibant del conjunt de mòduls (singlets i triplets) ja muntats als seus respectius contenidors. I aquestes mesures són les que presentem al capítol següent.





# Capítol 7

## MESURA DE LES INTEGRALS DE CAMP

Al §3.2 hem descrit l'arquitectura, funcionament i caracterització del banc de mesures *fil fix tibant*. En aquest capítol ens centrarem en la presentació dels resultats de la mesura de la integral de camp dels singlets i triplets, i calcularem el valor de la primera integral de camp que esperem obtenir amb l'ondulador completament assembletat.

### 7.1 Mesura dels singlets HN

D'acord amb els resultats de l'estudi presentat al §3.2, fixem el protocol final de mesura, que consisteix en determinar la integral vertical de camp mitjançant l'expressió

$$I_y = \frac{I_y^{Nord} + I_y^{Sud}}{2} \quad (7.1)$$

Recordem que les integrals de camp vertical i les de camp horitzontal es relacionen a través de l'equació (3.17).

Es van mesurar tots els singlets de quatre en quatre. Un cop finalitzades les mesures, els blocs es van desmuntar dels capçals, es van girar 180° respecte l'eix Z –direcció de la component principal de magnetització– i es van tornar a muntar per mesurar-los en

aquesta nova configuració. Aquesta doble mesura és necessària per poder assignar a cada singlet una integral de camp i així poder determinar l'ordenament dels mòduls per formar el sistema magnètic de l'ondulador. Això es veurà més endavant, i per ara només fem una presentació dels resultats. D'altra banda, aquest segon conjunt de mesures no és redundat ja que, en presència d'inhomogeneïtats magnètiques, les dues mesures no donen valors iguals. Per això, s'observen diferències, petites en la majoria de casos, però molt acusades en alguns dels blocs (vegeu 8.1, al §8.2). De fet, aquestes diferències ens permetran aprofundir més en la natura de les inhomogeneïtats.

La figura 7.1 mostra la signatura de cadascun dels blocs abans de desmuntar-los dels capçals.

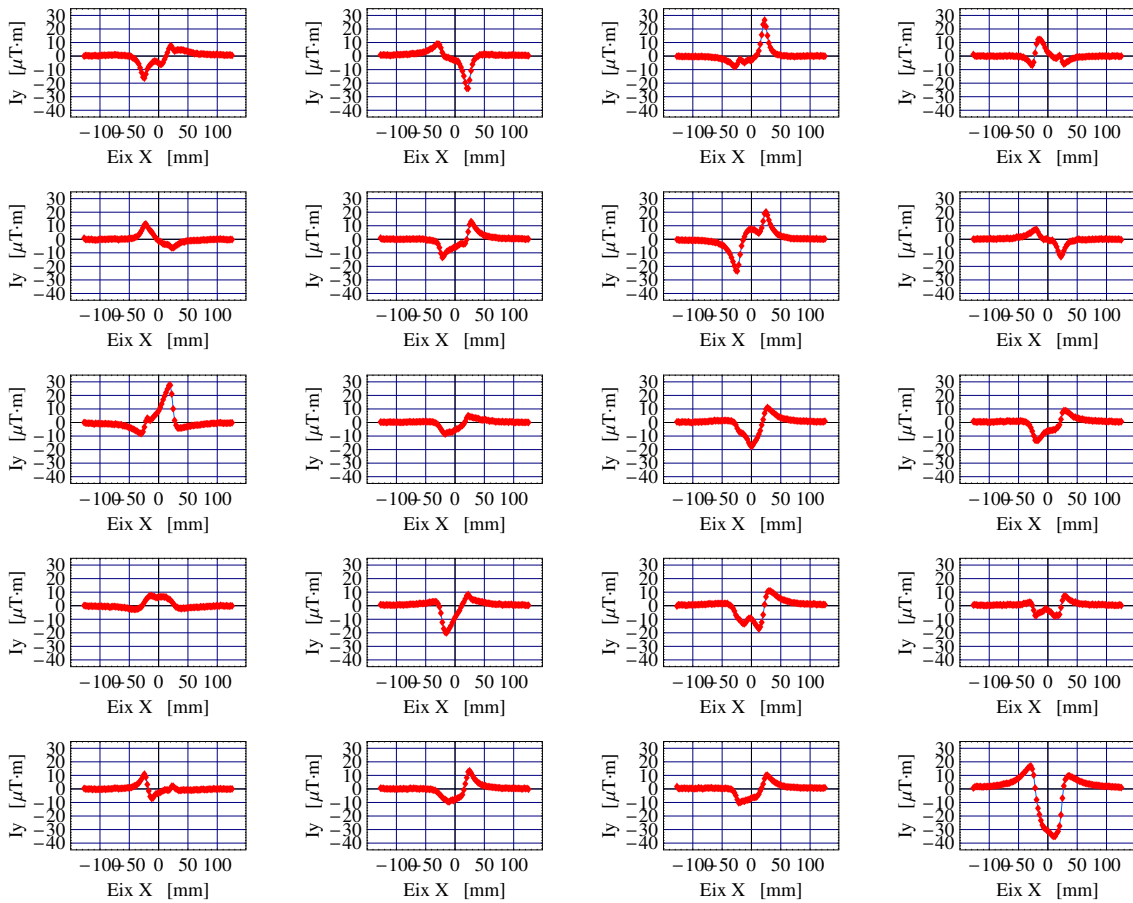


Figura 7.1: Integrals verticals de camp dels 20 imants **HN**, en la seva posició inicial dins dels capçals.

Es pot apreciar que tots estan dins d'un rang de  $[-40,30] \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .

## 7.2 Mesura dels triplets

Igual que en el cas anterior, es van mesurar tots els mòduls de triplets en grups de quatre. En aquest cas no s'han de desmuntar per tornar-los a mesurar ja que, des del punt de vista de l'ordenament magnètic, els triplets no tenen els mateixos graus de llibertat que els singlets: quan optimitzem l'ordenament, aquests mòduls només poden canviar de posició dins de l'ondulador, però no poden girar.

En amitjar sobre 20 escombrats  $-10$  en un sentit i  $10$  en sentit contrari—garantim una molt bona precisió de les mesures. D'altra banda, fins i tot tenint en compte que els canvis de temperatura afecten proporcionalment al camp romanent i, per tant, en el cas de les components minoritàries que estem mesurant la influència tèrmica és molt petita, la temperatura del laboratori no va experimentar variacions superiors a  $1^{\circ}\text{C}$  durant tot el procés, tant en el cas dels singlets com dels triplets.

La figura 7.2 mostra la signatura dels 19 triplets. Com en el cas anterior, els resultats estan dins d'un rang d'aproximadament  $[-40, 40] \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . Aquests valors són molt petits i es poden interpretar com una garantia de la qualitat de fabricació d'aquests imants i de muntatge dins dels mòduls.

Per contra, treballar amb valors petits incrementa la dificultat de mesurar amb precisió, ja que els errors relatius comesos en la mesura de components minoritàries és més gran que en el cas de les majoritàries.

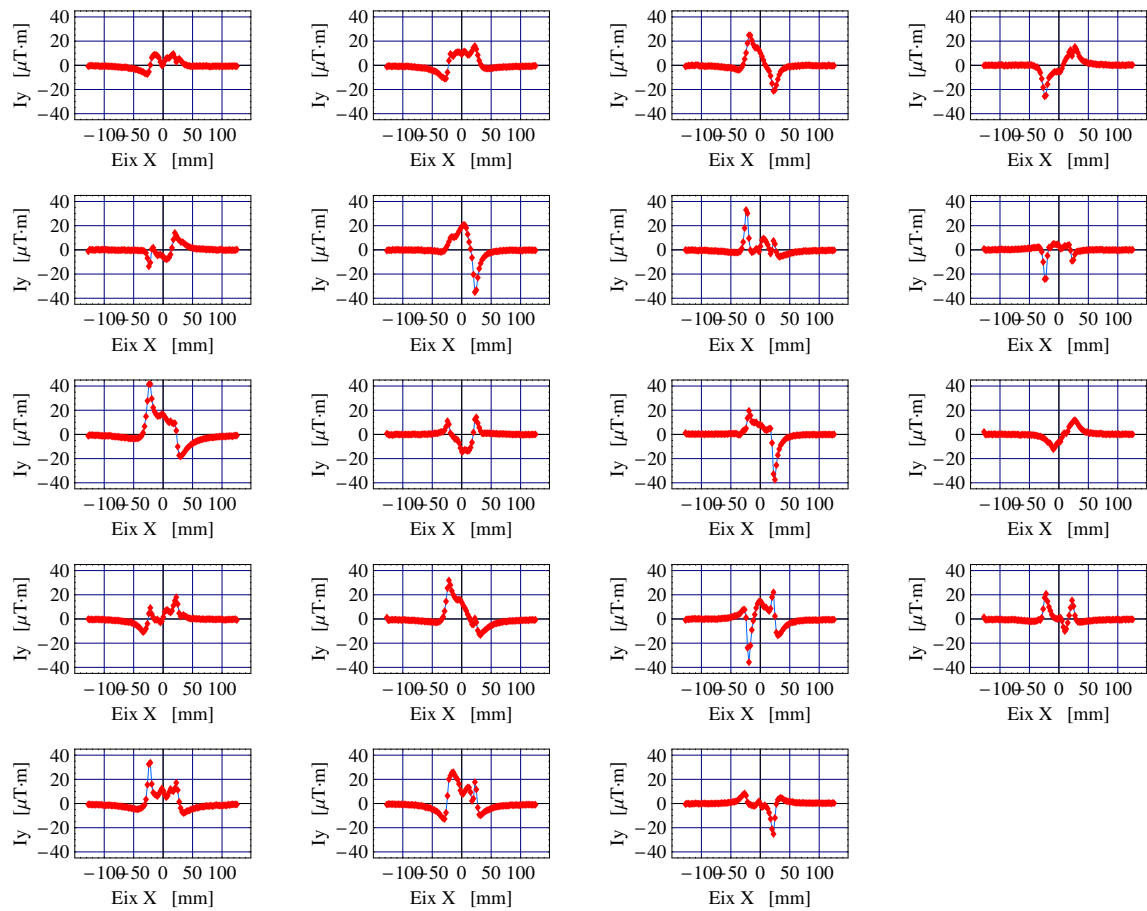


Figura 7.2: *Integrals verticals de camp dels triplets.*

## Part V

# DISCUSSIÓ DELS RESULTATS



## DISCUSSIÓ DELS RESULTATS

*En aquest apartat descrivim un model dels imants que permet interpretar els resultats del fil fix tibant. Aquest model parteix de la hipòtesi que cada mòdul té un error geomètric associat a la seva posició dins del seu capçal, i un error magnètic associat a la no uniformitat magnètica dins del material de cada bloc. El model s'ha concebut de manera que es puguin reproduir tant les mesures del fil fix tibant com les de les bobines Helmholtz i, alhora, que tingui un sentit físic amb un mínim de paràmetres descriptius.*

*D'altra banda, introduïrem el concepte d'“error de fase” i descriurem el procés d'optimització de l'ordenament dels mòduls a l'hora de construir l'estructura magnètica global de l'ondulador.*





# Capítol 8

## INHOMOGENEÏTATS MAGNÈTIQUES

### 8.1 Simulació dels blocs magnètics

Una de les principals motivacions d'aquesta tesi és caracteritzar, fent ús de models i càlculs de simulació, imants permanents de terres rares que presenten una distribució no uniforme dels moments magnètics. La modelització de l'estructura magnètica interna dels imants ens permet entendre el seu efecte dins d'estructures magnètiques més complexes, i ens ajuda a predir el rendiment de grans assemblatges com en el cas dels dispositius d'inserció.

Altres grups d'altres sincrotrons usen diversos models de simulació, encaminats principalment al disseny d'onduladors i oscil·ladors. La majoria estan basats en imants permanents de terres rares, i s'han aplicat a casos particulars com, per exemple, simular el comportament de blocs magnètics a baixes temperatures<sup>1</sup>, o a altes temperatures<sup>2</sup>, amb la finalitat d'estudiar el comportament dels imants sota condicions extremes. Però una simulació del material a temperatura ambient no s'ha fet mai.

---

<sup>1</sup>Chavanne, J.; Le Bec G. (2009): "Simulation of NdFeB permanent magnets at low temperature". *Proceedings of PAC*, Vancouver, ps. 327–329.

URL <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/PAC2009/papers/mo6pfp085.pdf>.

<sup>2</sup>Chavanne, J.; Chubar, O.; Elleaume, P.; Van Vaerenbergh P. (2000): "Nonlinear numerical simulation of permanent magnets". *Proceedings of EPAC*, Vienna, ps. 2316–2318.

En aquests models es parteix de la corba completa de desmagnetització  $B(H)$ , ja que aquesta corba descriu el comportament dels dispositius criogènics o del procés de “coure al forn” (*bake-out*) dels onduldors al buit, on els imants treballen dins de la regió no lineal i irreversible de la corba esmentada. Aquests models, però, consideren blocs magnètics uniformes.

En el nostre cas, estem interessats en simular les integrals verticals de camp  $I_y(x)$  dels mòduls magnètics a temperatura ambient i no sotmesos a camps desmagnetitzants suficientment grans com per assolir valors propers a la coercitivitat intrínseca del material. Aquestes  $I_y(x)$  les hem mesurat experimentalment amb el banc fil fix tibant, tal com s’ha explicat al capítol anterior, i ara volem entendre els resultats.

En aquest capítol presentem tres models teòrics per descriure els blocs magnètics i que anomenem de la següent manera:

1. *Magnetitzacions mitjanes*: basat en les magnetitzacions mitjanes mesurades amb les bobines Helmholtz.
2. *Rotacions*: model basat en rotacions dels blocs a l’espai i imantats de manera homogènia com en el model anterior.
3. *Inhomogeneïtats*: model de 6 paràmetres basat en la subdivisió dels blocs en diverses parts.

Per crear cadascun d’aquests models s’ha utilitzat el paquet Radia. Els paràmetres d’entrada més rellevants són la susceptibilitat magnètica –ambdues components, perpendicular i paral·lela–, les components de  $\vec{M}$ , i la distància respecte el centre del bloc on es vol calcular la primera i segona integral. Els valors de les components de la susceptibilitat són aquelles que el programa aplica per defecte al NdFeB. Per descriure la geometria de cada bloc en Radia s’ha fet ús dels resultats de les mesures mecàniques descrites al §4.

Per als dos primers models s’han usat les magnetitzacions mesurades amb les bobines Helmholtz, mentre que per al model d’inhomogeneïtats aquests paràmetres interns s’han deixat lliures i es determinen mitjançant un procés d’ajust usant l’algorisme Simplex (introduït al §3.2.4). Com que les mesures amb el fil fix tibant es van realitzar a una distància de 5.3 mm de la superfície dels blocs, tant en el cas dels singlets com dels triplets, aquesta distància és la que s’ha usat també en les simulacions.

Respecte als angles de rotació dels blocs, aquests s'han determinat de la mateixa manera que les magnetitzacions, a través d'un procés d'ajust matemàtic per minimitzar la diferència entre les integrals de camp simulades i les mesurades.

A continuació detallem cadascun dels models.

## 8.2 Model basat en magnetitzacions mitjanes

El model que presentem aquí és el més senzill de tots. Consisteix bàsicament en dibuixar la geometria de cada mòdul, aplicar el vector  $\vec{M}$  mesurat experimentalment amb les bobines Helmholtz, calcular la integral de camp  $I_y(x)$  a 5.3 mm de la superfície del mòdul i comparar aquest resultat amb la mesura del fil fix tibant.

La funció de mèrit que hem fet servir és el valor rms de la següent funció:

$$F = \sum_{k=1}^N I_y(x_k)_{exp} - I_y(x_k)_{sim} \quad (8.1)$$

on  $N$  és el nombre de punts mesurats per mòdul al llarg de l'eix  $X$ , que en el nostre cas és de 104. És a dir, el valor rms de la diferència entre les  $I_y(x)$  mesurades i les simulades, avaluades totes elles a una distància de 5.3 mm de la superfície dels imants.

En aquest punt hem de recordar que, a l'hora de combinar els mòduls durant el procés de construcció de l'ondulador, es permet que tinguin un cert nombre de graus de llibertat. Els triplets, per exemple, poden canviar de posició, però no poden girar respecte cap eix. En el cas dels singlets, els blocs poden girar respecte l'eix  $Z$ , el seu eix principal de magnetització.

Com que alguns singlets es muntaran girats dins dels capçals per conveniència, cal mesurar-los amb el fil fix tibant en les dues configuracions possibles: l'orientació original del bloc respecte el capçal –que anomenem “up”–, i girats 180° respecte l'eix  $Z$  –posició “down”–. Aquestes dues configuracions magnètiques ja han estat comentades al capítol 6è, en parlar de l'optimització dels blocs per formar triplets (*preordenament*) però no s'han de confondre amb les dues configuracions *Nord* i *Sud* en què es mesuràvem dues cares oposades dels blocs. En aquest darrer cas, el gir es realitzava al voltant de l'eix  $Y$ , mentre que ara el

gir el realitzem al voltant de l'eix Z.

Quant als triplets, tal com ja hem comentat, no tenen aquest grau de llibertat i, per tant, s'han mesurat en una única orientació.

Les figures 8.1 i 8.2 presenten la diferència rms de cada singlet i triplet entre el model de simulació i les dades experimentals.

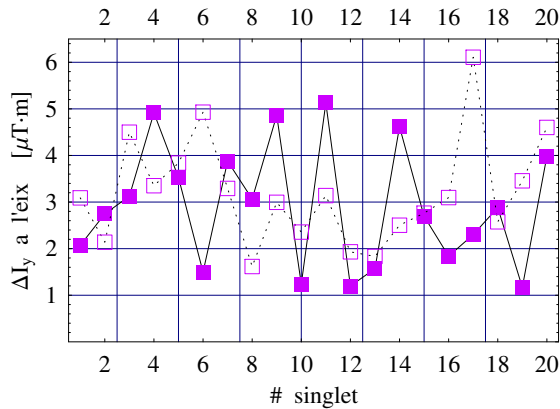


Figura 8.1: *Desviació rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes. Els símbols sòlids corresponen als blocs orientats en posició “up” mentre que els símbols buits fan referència als mateixos blocs girats 180° (“down”).*

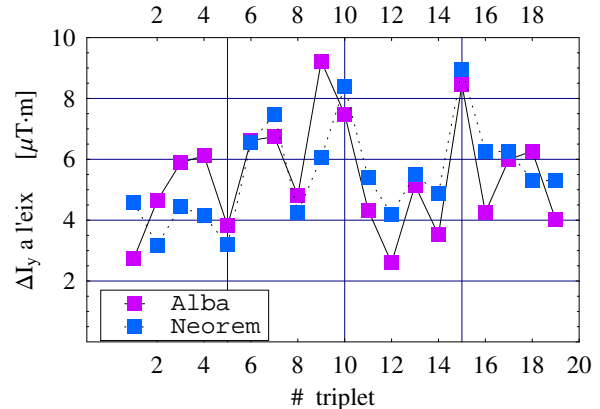


Figura 8.2: *Valor rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes en el cas dels triplets. Els resultats a partir de les nostres mesures estan representats en magenta i, els resultats obtinguts a partir de les dades del proveïdor, en color blau.*

Els resultats mostren un error rms mitjà de  $2.9 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  i  $3.2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per als singlets en posició “up” i “down”, respectivament. En el cas dels triplets, els nivells d'error aplicant les mesures d'Alba o de Neorem són molt semblants,  $5.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  i  $5.5 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , respectivament.

Aquests resultats indiquen que les integrals de camp simulades a partir de les magnetitzacions mesurades amb les bobines Helmholtz no acaben de reproduir les integrals de camp mesurades amb el fil fix tibant, tal com s'il·lustra perfectament a les figures 8.3 i 8.4.

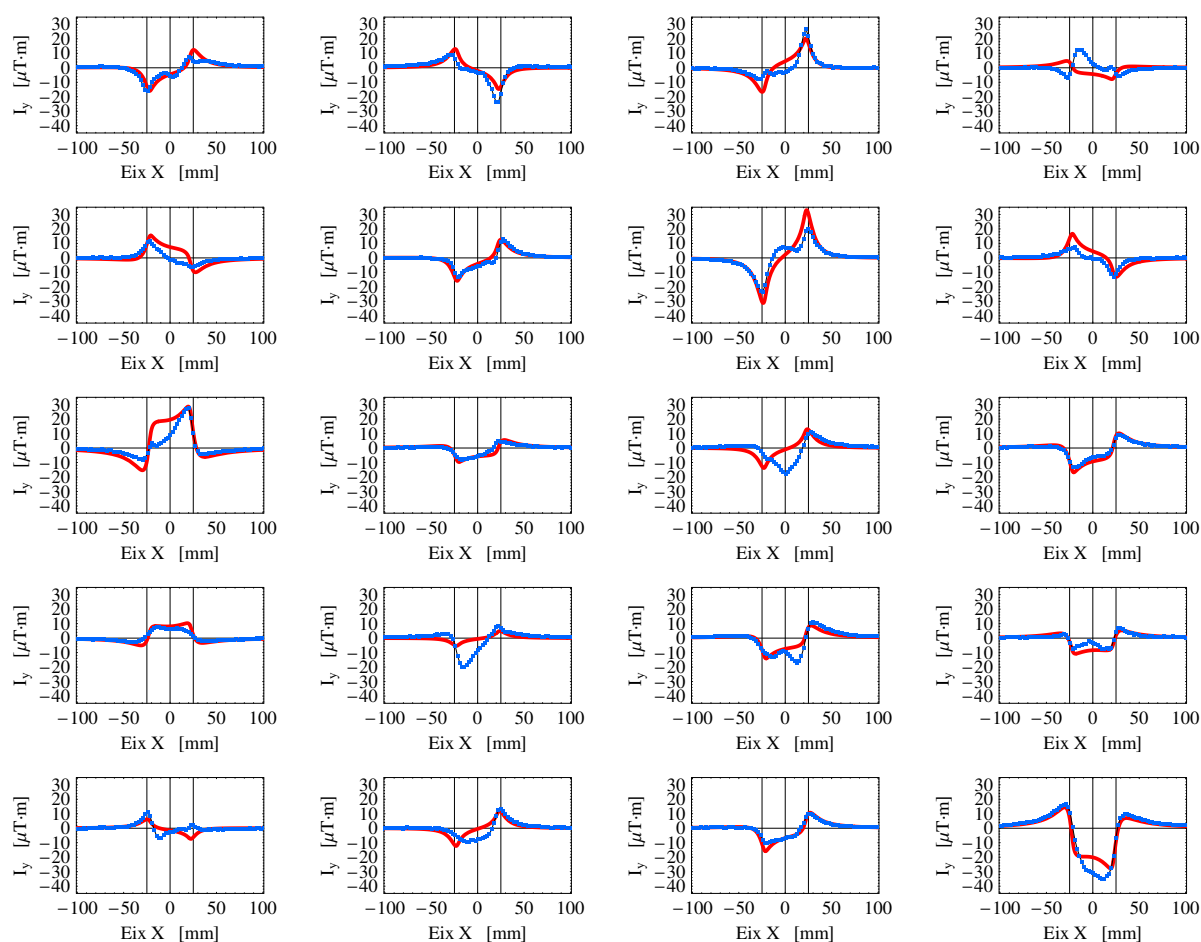


Figura 8.3: Integral vertical de camp de tots els singlets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model de simulació, en vermell. Les línies verticals delimiten la dimensió transversal dels blocs.

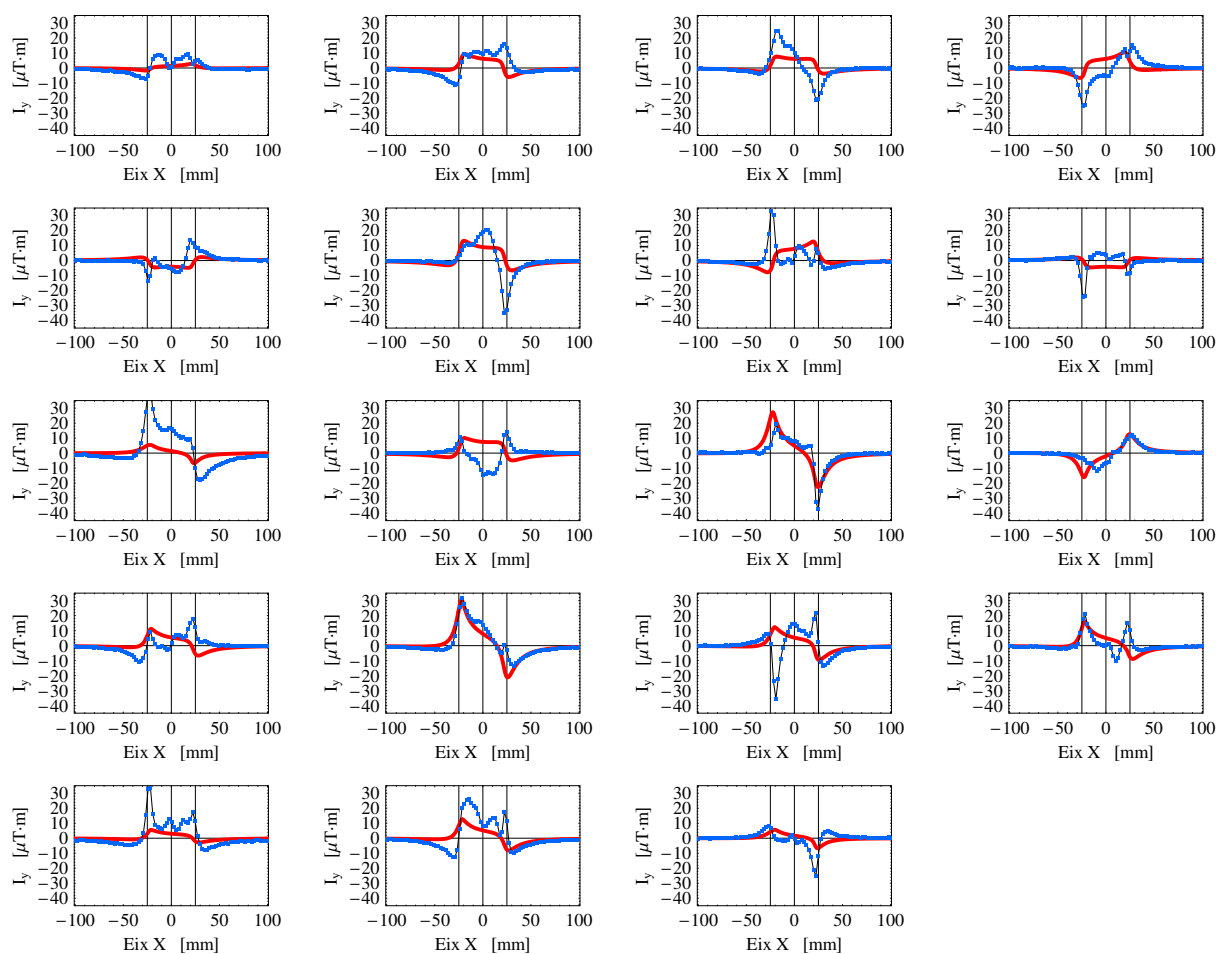


Figura 8.4: Integral vertical de camp de tots els triplets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model de simulació, en vermell.

La nostra hipòtesi de treball ha estat que les causes principals d'aquesta discrepància són dues:

- i. Errors angulars introduïts en el muntatge dels blocs dins dels seus respectius capçals.
- ii. Inhomogeneïtats magnètiques dels blocs.

D'aquestes hipòtesis parteix la filosofia dels següents models.

### 8.3 Model de rotacions a l'espai

El desalineament entre les cares dels blocs i les bobines Helmholtz pot ser diferent del desalineament entre aquestes i el sistema de referència del fil fix tibant. Aquesta diferència, associada a errors angulars, podria explicar la diferència entre les integrals deduïdes de les mesures amb les bobines Helmholtz i les mesurades amb el fil fix tibant.

Els errors angulars introduïts en els diferents processos de mesura ja han estat compensats aplicant la metodologia descrita anteriorment: en el cas de les bobines Helmholtz a través de la correcció donada per l'equació (3.12), i en el cas del fil fix tibant amitjanant les integrals de camp en les dues configuracions magnètiques oposades. En tots els casos es tracta d'un procés de doble mesura.

Tot i les precaucions que s'han tingut, el que no s'ha pogut controlar són els errors angulars o geomètrics associats al muntatge dels blocs dins dels seus respectius capçals. L'efecte d'aquests errors és important, ja que canvien la signatura magnètica dels blocs en funció de l'angle d'inclinació i la corresponent projecció de la component majoritària de  $\vec{M}$  sobre les minoritàries. Per aquest motiu, estem interessats en elaborar un model que tingui en compte els angles que sostenen les cares dels blocs respecte les cares dels capçals.

Com sabem, els errors angulars provoquen el mateix efecte sobre les integrals de camp que un increment o disminució de les components minoritàries de la magnetització. Com que el nombre de moments magnètics a dins del material és fix i correspon al mesurat amb les bobines Helmholtz, podem suposar que les diferències observades entre les integrals de camp experimentals i les simulades es pot interpretar com simplement un problema d'errors angulars en el procés de muntatge dels mòduls. A partir d'aquesta hipòtesi neix l'anomenat “model de rotacions”. Si tenim en compte que usem les mateixes magnetitzacions que en el model anterior, que apliquem uniformement a tot el bloc, el model de “rotacions” és pot entendre com una extensió del “model basat en magnetitzacions mitjanes”.

En aquest model hem utilitzat l'algorisme Simplex per ajustar, a través d'un procés d'optimització, els angles de rotació de cada bloc que minimitzen la diferència rms de la funció d'error  $F$  de l'equació (8.1).

En referència a la llibertat de rotació dels mòduls, cal dir que només hem treballat amb

rotacions en un espai de 2 dimensions, ja que la tercera component –angle de “viratge”–, correspon a la projecció d’una component minoritària sobre l’altra i la seva contribució a la minimització de la funció  $F$  és negligible. De fet, hem provat un model tenint en compte aquest angle, però el procés d’ajust dóna com a resultat angles de “viratge” no realistes, superiors en alguns casos a  $4^\circ$ , absurds a nivell mecànic. Els angles X (“capcineig”, al voltant de l’eix X) i Y (“balanceig”, al voltant de l’eix Y) trobats amb els singlets en posició “up” es presenten a la figura 8.5.

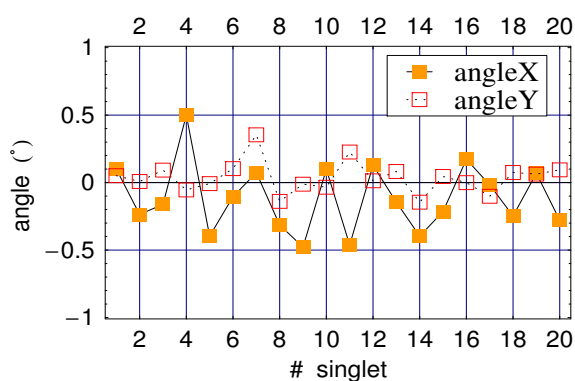


Figura 8.5: Angles teòrics trobats per al conjunt de 20 singlets amb el Simplex.

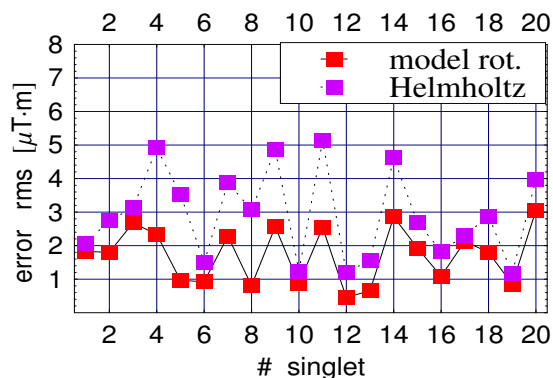


Figura 8.6: Valor rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes mesurades amb les bobines Helmholtz i girant els blocs segons els angles ajustats a les mesures del fil fix tibant. En color violeta mostrem també les dades de la figura 8.1, corresponent al model de magnetitzacions mitjanes.

En el cas dels singlets, el valor mig dels angles X i Y és de  $-0.105 \pm 0.258^\circ$  i  $0.036 \pm 0.116^\circ$ , respectivament. El fet que la desviació estàndard sigui més gran que el valor amitjanat respon a que els blocs poden girar tant cap a una banda com cap a la banda contrària, tal com s’aprecia a la figura 8.5.

A la figura 8.6 representem l’error rms entre les integrals de camp experimentals i les calculades aplicant els angles de rotació de la figura 8.5 i les magnetitzacions obtingudes amb les bobines Helmholtz.

La simulació ha tingut en compte una sèrie de requeriments.<sup>3</sup> En primer lloc, el punt on

<sup>3</sup>Massana V.; Campmany J.; Marcos J. (2011): “Modelization of inhomogeneities in permanent magnet



hem aplicat les rotacions és el centre geomètric dels blocs. A més, s'ha imposat que els blocs toquin la base interior del capçal, tal com ocorre realment, malgrat que mantinguin un cert angle d'inclinació.

De manera semblant s'ha actuat sobre els triplets. En aquest cas, hem suposat que els tres blocs que formen el mòdul giren solidàriament, de manera que els angles obtinguts són els mateixos per a tots tres. El punt de gir s'ha aplicat al centre geomètric de cadascun dels triplets i s'ha evitat que els blocs se superposin entre ells en girar lliurement, tal com esquematitzem a la figura 8.7.

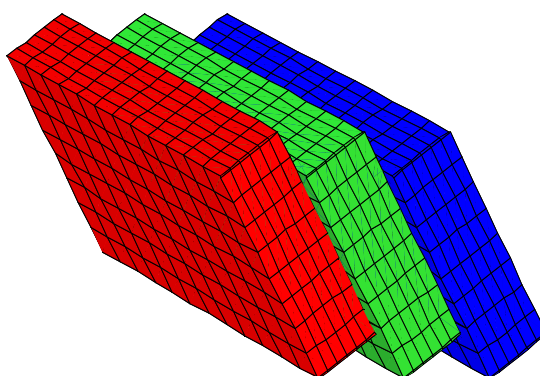


Figura 8.7: *Conjunt de blocs que formen un triplet, girats de manera que no se superposin i mantinguin les seves distàncies relatives, alhora que toquin la base del capçal.*

Els resultats, tant dels angles com del valor rms de la funció  $F$ , es mostren a les figures 8.8 i 8.9.

Per als triplets, el valor mig és de  $-0.040 \pm 0.352^\circ$  i  $0.055 \pm 0.345^\circ$  per als angles X i Y, respectivament. Com en el cas dels singlets, els mòduls, o bé queden paral·lels al capçal o bé queden girats cap a una banda o l'altra. L'error rms és més gran en aquest cas a causa de la contribució individual de cada bloc a l'error total i a la interacció magnètica entre blocs, ja que la configuració magnètica dels triplets és més complexa que la dels singlets, i fa més difícil i menys acurada la simulació teòrica.

El resultat d'aplicar el model de rotacions mostra un valor rms mitjà de la funció error d' $1.7 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  i  $3.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per als singlets i triplets, respectivament, inferior al del model senzill de magnetització uniforme.

---

blocks". *Proceedings of IPAC*, ps. 3305–3307. San Sebastià.

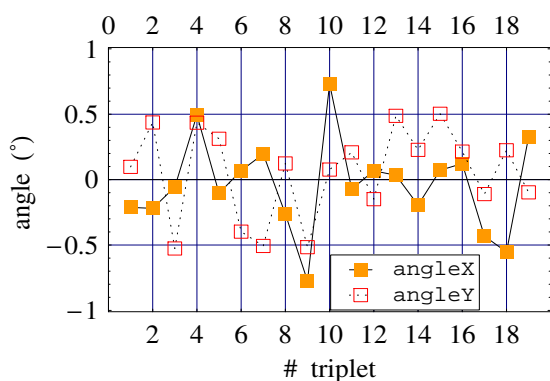


Figura 8.8: *Angles teòrics trobats per al conjunt de 19 triplets amb el Simplex.*

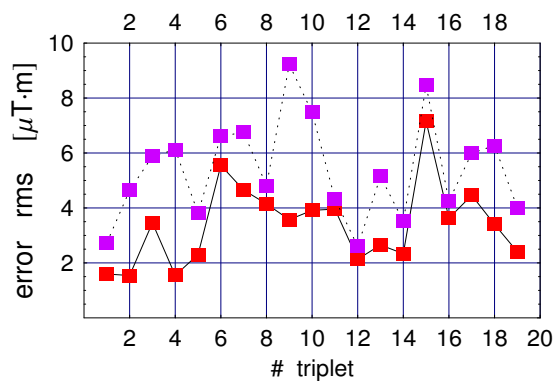


Figura 8.9: *Desviació rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes mesurades amb les bobines Helmholtz i girant els blocs segons els angles ajustats a les mesures del fil fix tibant.*

Cal fer esment que aquest model es recolza en els resultats de les mesures experimentals dels dos bancs, de les bobines Helmholtz i del fil fix tibant. Així, els angles obtinguts depenen tant dels valors de les components de la magnetització obtingudes amb aquestes bobines, com de la integral de camp mesurada a la qual ens volem aproximar. En aquest sentit, els angles de les figures 8.5 i 8.8 no depenen dels errors intrínsecs associats a cadascun dels bancs, ja que amb la metodologia que fem servir ja hem vist que els errors intrínsecs dels bancs són molt inferiors. Amb l'ajust, el que obtenim és un conjunt de solucions que fan que els resultats de tots dos bancs siguin consistents.

Sembla, doncs, que en el procés de muntar els blocs dins dels capçals es generen errors angulars importants, i que explicarien els resultats de les mesures amb el fil fix tibant. Hem de fer notar que els angles obtinguts són compatibles amb les toleràncies mecàniques dels aparells de muntatge i, per tant, s'han de considerar realistes.

Tot i el bon ajust que presenten les figures 8.6 i 8.9, el “model de rotacions” encara no és suficientment acurat per reproduir les integrals de camp mesurades. L'objectiu és trobar un model amb el qual la discrepància entre el fil fix tibant i els valors simulats caigui dins del rang d'errors de mesura. Aquest objectiu va motivar la creació d'un model més complex.

Les figures 8.10 i 8.11 mostren les  $I_y(x)$  del fil fix tibant –ja presentades a les seccions §7.1 i §7.2– juntament amb la signatura teòrica obtinguda amb el model de rotacions per a tots els singlets i triplets, respectivament.

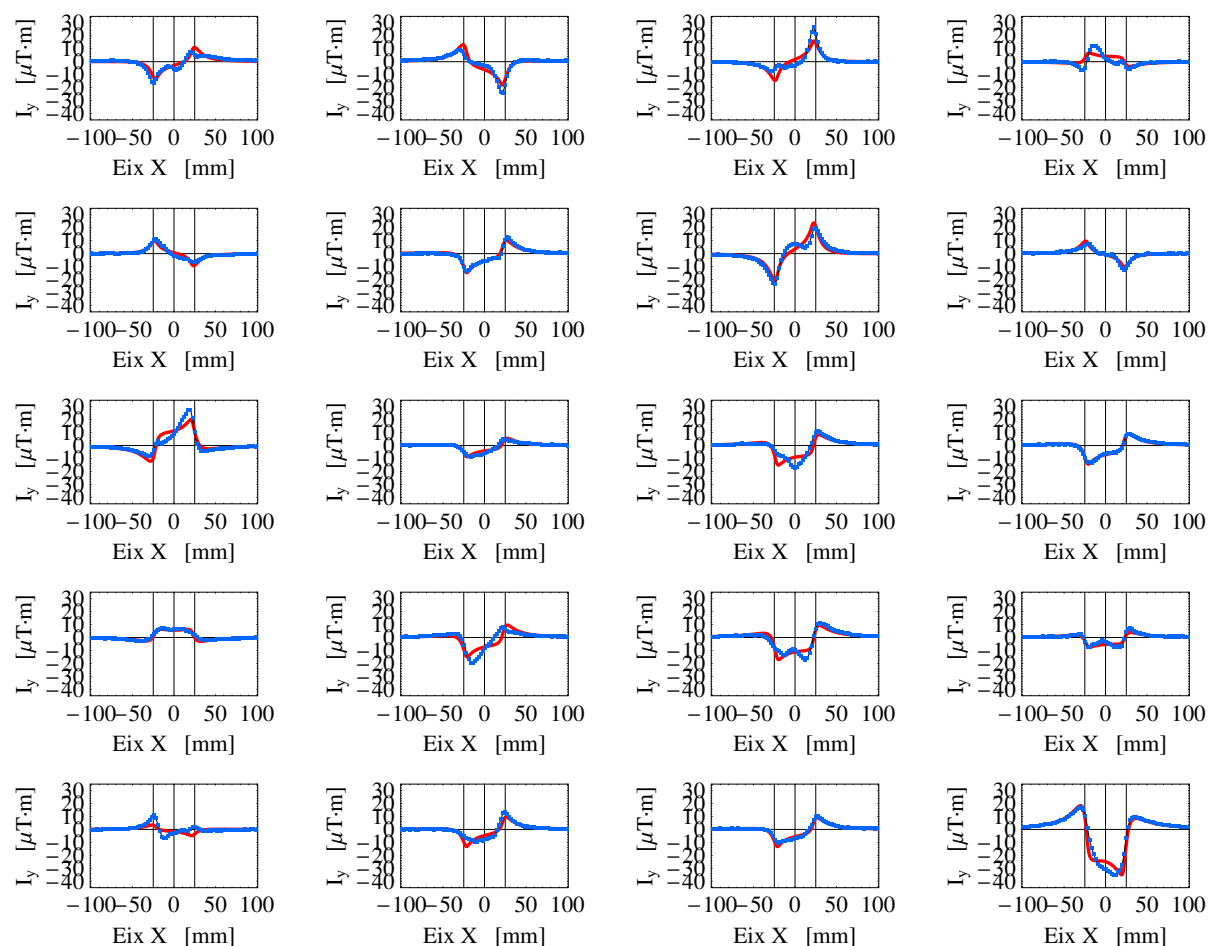


Figura 8.10: Integral vertical de camp de tots els singlets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model de rotacions (en vermell).

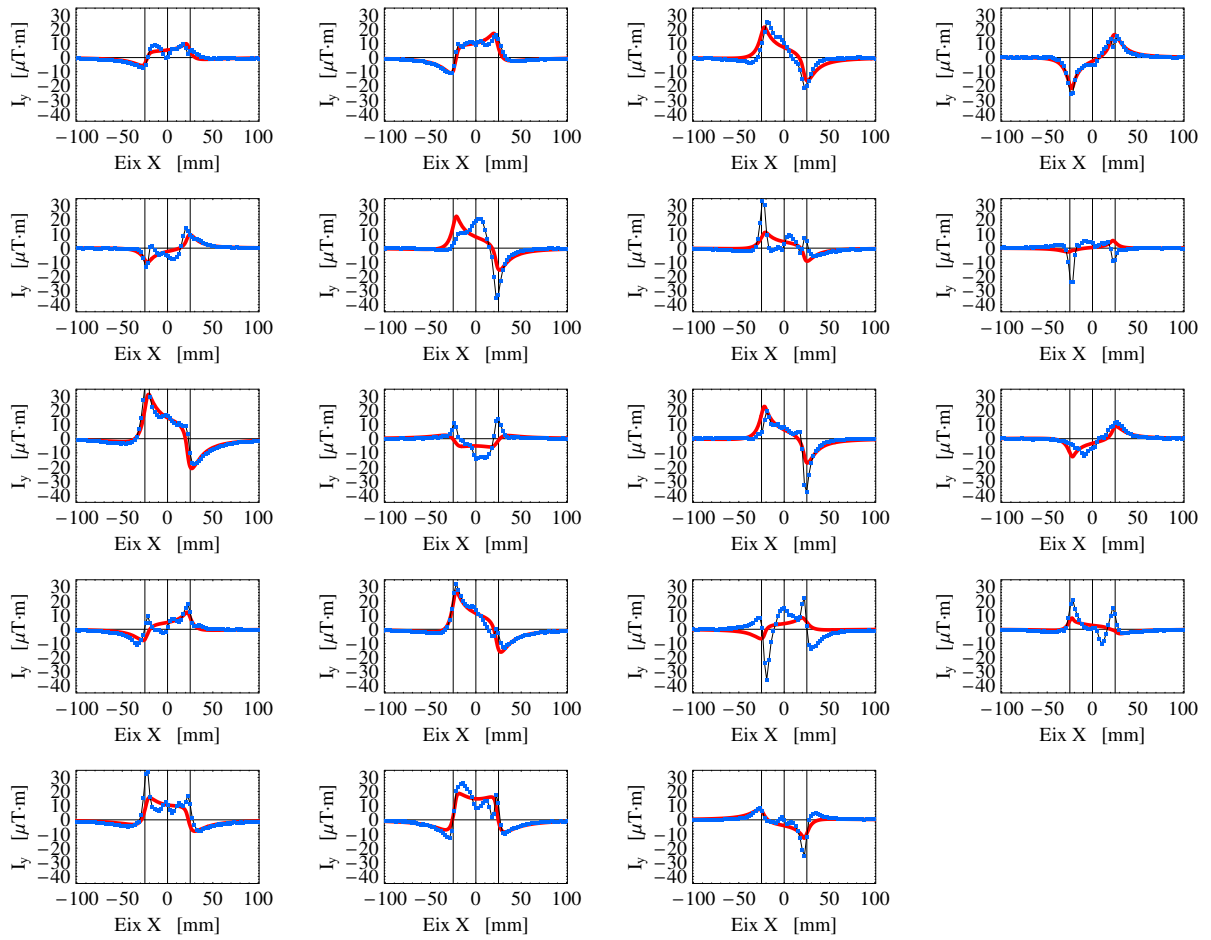


Figura 8.11: *Integral vertical de camp de tots els triplets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model de rotacions(en vermell). Les línees negres verticals corresponen a les dimensions transversals dels blocs.*

## 8.4 Model d'inhomogeneïtats

El model basat en magnetitzacions mitjanes no pot explicar la signatura dels mòduls, especialment quan es tracta d'agrupaments de blocs, com és el cas dels triplets. En el model anterior hem vist que, per molt que busquem una inclinació òptima dels blocs, no podem reproduir correctament en cap cas les  $I_y(x)$  experimentals. Per tant, hem de pensar un nou model que s'ajusti bé a les dades del fil fix tibant.

Aquest model ha de tenir una base física, i per aquest motiu partim de la següent idea: con-

siderem que les inhomogeneïtats magnètiques estan localitzades a les vores dels imants<sup>4</sup>, que són les zones que pateixen més estrès mecànic en la fabricació, a causa dels xamfrans.

El “model d’inhomogeneïtats” té en compte aquesta distribució particular de moments magnètics dins del material a través d’un disseny en què els blocs horitzontals, **HN** i **HS**, estan dividits en tres parts magnèticament homogènies: una central (80% de l’amplada total del bloc) i dues vores d’igual dimensions, tal com mostrem a la figura 8.12.

El model té com a paràmetres lliures les components  $M_x$  i  $M_y$  de cada part constituent dels blocs horitzontals, és a dir, tenim sis variables en total per a aquests blocs. Per trobar el valor d’aquestes components seguim el mateix camí que en els models anteriors, fem un ajust basat en l’algorisme Simplex que ens permet minimitzar la diferència rms entre les integrals de camp simulades i les mesurades, tal com reflecteix l’equació (8.1). Durant el procés de minimització, a cada mòdul se li apliquen els angles de rotació determinats amb el “model de rotacions”.

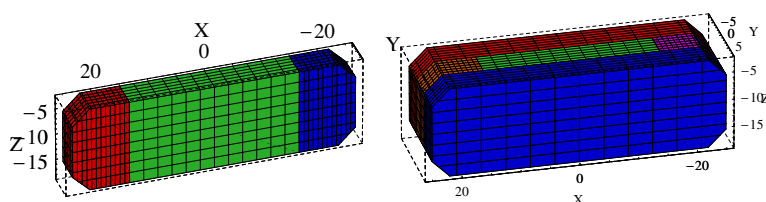


Figura 8.12: Model de bloc individual dividit en tres parts (esquerra), i model de triplet amb el bloc horitzontal **HS** dividit en tres parts (dreta).

En el cas dels triplets, els dos blocs verticals, **VN** i **VS**, tenen la seva component  $M_y$  apuntant en sentits oposats. Aquesta configuració particular no permet trobar una solució univaluada usant el Simplex, ja que hi ha infinites maneres de compensar-se entre elles. Per aquest motiu, aquests blocs no es poden modelitzar de la mateixa manera que els singlets, i els tractarem com si fossin blocs totalment homogènis des del punt de vista magnètic.

Aplicant aquest model al conjunt de mòduls, l’error rms es redueix fins a  $0.6 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  en el cas dels singlets i de  $1.7 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  pels triplets. Les figures 8.13 i 8.14 mostren una comparativa

<sup>4</sup>Bahrtdt, J. (2011): “Permanent Magnets Including Wigglers and Undulators”. *Review Literature And Arts Of The Americas*, p.45. URL <http://arxiv.org/abs/1103.1573>.

dels tres models exposats.

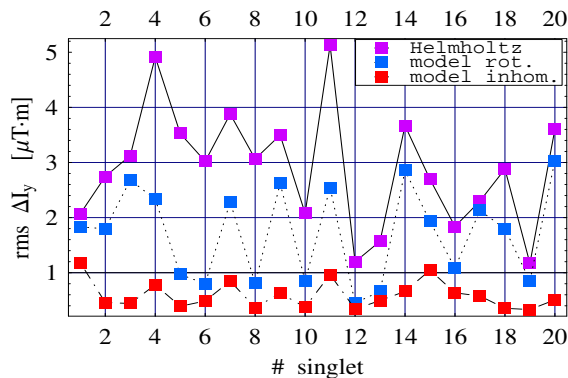


Figura 8.13: *Error rms de la integral vertical de camp simulada per al conjunt de singlets.*

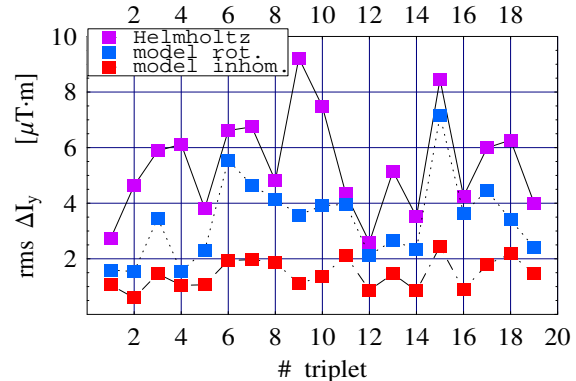


Figura 8.14: *Error rms de la integral vertical de camp simulada per al conjunt de triplets.*

Les inhomogeneïtats magnètiques són presents en cadascun dels blocs, i es pot entendre la particular signatura de cada mòdul a través d'aquest “model d’inhomogeneïtats”, on els blocs magnètics estan dividits en diverses parts i s’han eliminat els errors geomètrics. I més important encara, l’error residual que queda és comparable a l’error de les mesures:  $\approx 1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . Hem arribat, doncs, al màxim detall que ens permet la tecnologia de mesures i simulació emprada.

Tenint en compte que hem usat els resultats del model de “rotacions”, podem dir que el procediment que hem descrit es realitza en dos passos: un per corregir els errors angulars i un final per reproduir al més fidelment possible la signatura de cada mòdul.

## 8.5 Validació dels resultats i conclusions

Als apartats anteriors ja hem presentat parcialment els resultats dels diferents models. Aquí ens centrarem en l’anàlisi del “model d’inhomogeneïtats” i en avaluar el procés dut a terme.

Un aspecte important que s’ha tingut en compte en el decurs de tot el procediment és procurar que els resultats fossin realistes, és a dir, que tinguessin consistència des del punt de vista de la física (recordem que els blocs verticals dins dels triplets van ser descartats a l’hora d’aplicar aquest model precisament per raons d’aquest tipus).

Tornant al treball teòric, una de les pedres angulars de les simulacions ha estat la confiança en les mesures de les bobines Helmholtz. La informació que ens donen és el nombre mitjà de moments magnètics per unitat de volum, i aquesta quantitat ha de romandre invariable (a no ser que hi hagi camps desmagnetitzants que actuïn sobre els blocs).

Per tant, un requeriment per validar el model és que les magnetitzacions experimentals i les obtingudes amb l'ajust dels paràmetres del model siguin equivalents. Com que els blocs horitzontals estan dividits en tres parts, i cadascuna d'elles té un valor de  $\vec{M}$  diferent, el paràmetre que hem d'utilitzar per avaluar la credibilitat dels resultats és la magnetització volumètrica.

Per calcular la magnetització volumètrica dels blocs en el model d'inhomogeneïtats, ponderem els valors de  $M_x$  i  $M_y$  obtinguts en cada regió al volum corresponent. D'aquesta manera podem comparar els resultats de les bobines Helmholtz amb els resultats de la simulació i comprovar que, efectivament, obtenim una molt bona correlació entre ambdós conjunts de dades.

La figura 8.15 mostra aquesta correlació per a les dues components minoritàries dels singlets,  $M_x$  (en vermell) i  $M_y$  (en blau), respectivament.

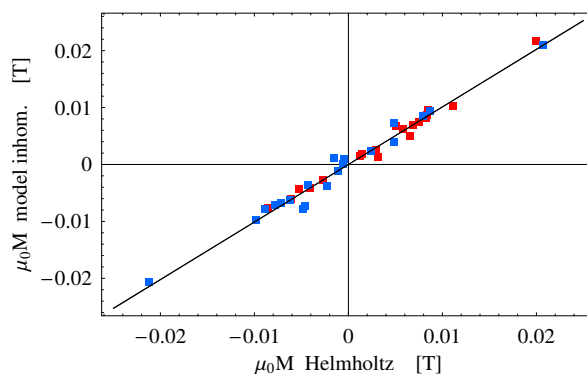


Figura 8.15: Correlació entre les components  $M_x$  (símbols vermells) i  $M_y$  (símbols blaus) del model de simulació dels singlets i les dades experimentals.

Els ajustos lineals de la figura anterior venen expressades de la manera següent,

$$\begin{aligned} M_x(sim) &= 1.0127 \cdot M_x(exp) & r^2 &= 0.987 \\ M_y(sim) &= 1.0098 \cdot M_y(exp) & r^2 &= 0.975 \end{aligned} \tag{8.2}$$

on s'ha imposat que les rectes de regressió passin per l'origen de coordenades. Aquests resultats equivalen a dir que la discrepància entre tots dos conjunts de dades és de l'ordre de l'1% i que, per tant, el càlcul teòric s'ajusta molt bé a les mesures experimentals.

Les figures 8.16 i 8.17 mostren les  $I_y(x)$  del fil fix tibant, juntament amb la signatura teòrica obtinguda amb el nostre model per a tots els singlets i triplets, respectivament.

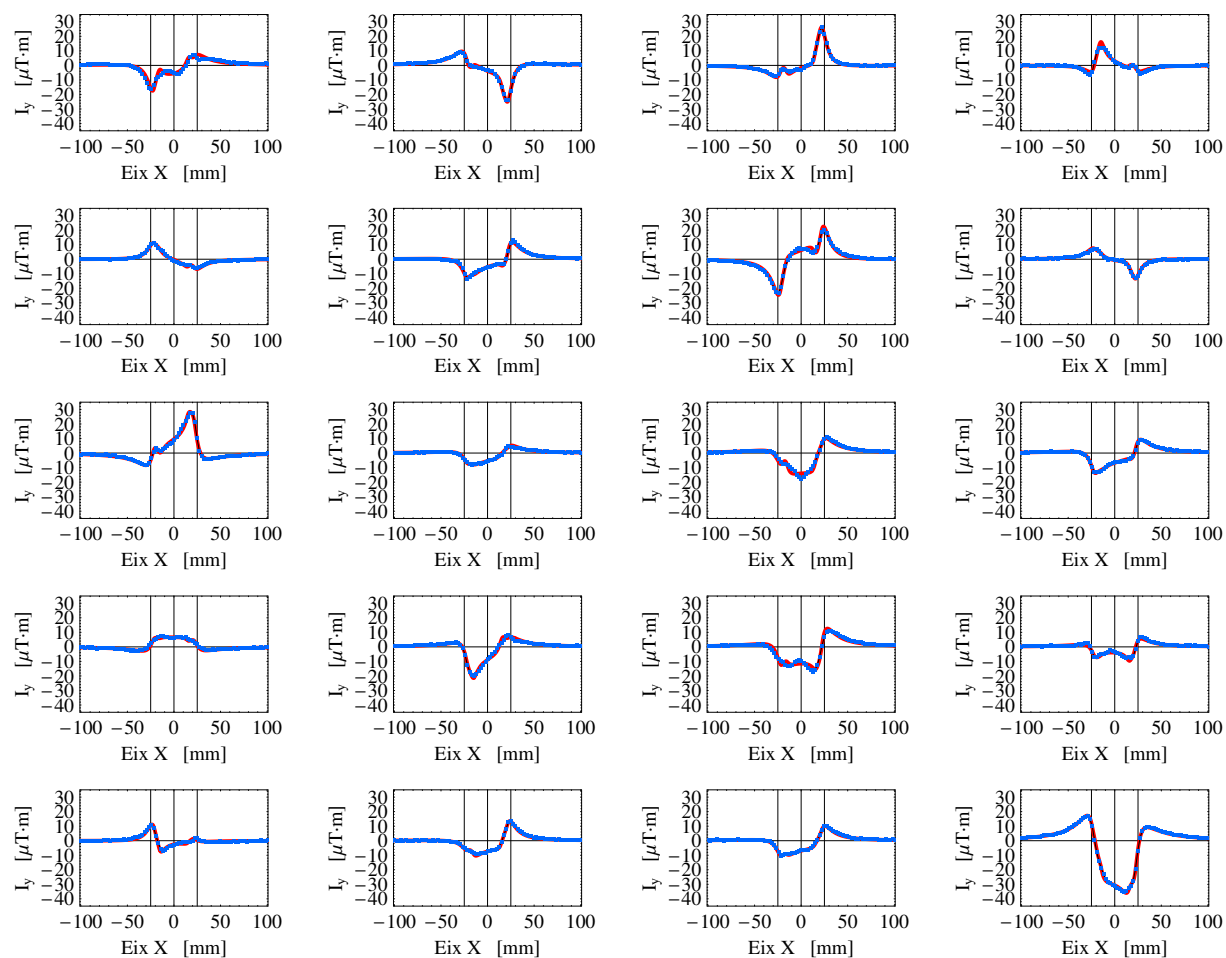


Figura 8.16: Integral vertical de camp de tots els singlets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model d'inhomogeneïtats (en vermell).

En el cas dels singlets, les dues corbes estan fortament correlacionades i, en la majoria de casos, superposades. Això implica que el model funciona molt bé per explicar la signatura magnètica de cada bloc **HN** i poder reproduir amb els codis usals de compu-



tació (OPERA<sup>5</sup>, RADIA, etc. . .) la signatura de blocs individuals muntats dins dels seus capçals.

En el cas dels triplets trobem una bona correlació entre les dades experimentals i les corbes teòriques, però amb una discrepància major que en el cas dels singlets. Això era previsible, ja que la configuració magnètica dels triplets és més complexa, però sobretot perquè els dos blocs verticals els hem hagut de considerar magnèticament homogenis.

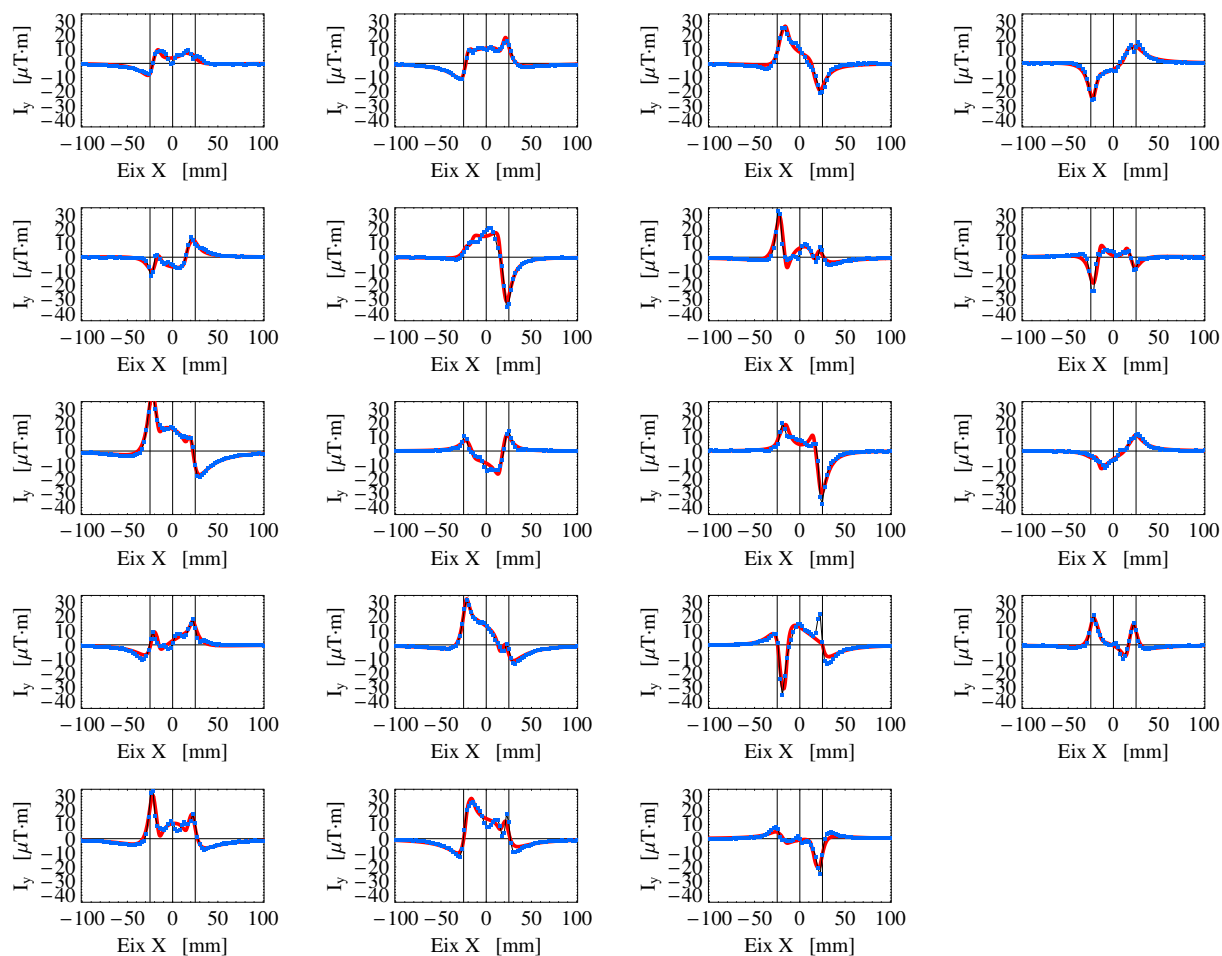


Figura 8.17: Integral vertical de camp de tots els triplets mesurades amb el fil fix tibant (en color blau) i les corbes d'ajust generades amb el model d'inhomogeneïtats, en vermell.

<sup>5</sup>OPERA 3-D. User's guide. Vector Fields Limited, Oxford.  
URL <http://cobham.vectorfields.com>.

### 8.5.1 Conclusions

Resumim els resultats d'aquest vuitè capítol, on hem descrit un procediment de dues etapes per avaluar dues fonts d'error: errors angulars i inhomogeneïtats magnètiques dels blocs:

1. Hem determinat els errors angulars introduïts en el muntatge dels blocs dins dels capçals. El valor mitjà d'aquests angles és  $< 0.1^\circ$ . El valor màxim és  $< 0.5^\circ$ , en el cas dels singlets, i  $< 0.8^\circ$  en els triplets.
2. Les inhomogeneïtats presents en els blocs magnètics apareixen en les integrals de camp i són les responsables dels multipols d'ordre superior. A causa d'aquest fet, les integrals de camp calculades a partir de les magnetitzacions mitjanes són inconsistentes amb les mesures.
3. Amb un model on els imants estan formats per diverses parts, i tenint en compte els errors angulars, es pot entendre i reproduir la signatura magnètica mesurada amb el fil fix tibant amb un error rms de  $0.6 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . En el cas dels mòduls de tres imants, la diferència rms obtinguda és de  $1.7 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .
4. Les magnetitzacions volumètriques del “model d'inhomogeneïtats” són consistents amb els resultats de les bobines Helmholtz, amb una discrepància  $\approx 1\%$ .

## Capítol 9

# OPTIMITZACIÓ DE L'ORDENAMENT

### 9.1 Error de fase òptica

Fins ara hem avaluat les característiques de l'ondulador des del punt de vista dels camps integrats, perquè és el paràmetre que té un impacte més gran en el funcionament de l'accelerador on estan inserits. En aquest capítol parlarem del funcionament de l'ondulador des del punt de vista de la radiació emesa.

Al primer capítol ja vam mencionar alguns aspectes generals relacionats amb la radiació d'un dispositiu d'inserció, i vam explicar el criteri per diferenciar un ondulador d'un oscil·lador a través del *paràmetre de deflexió*  $K$ , que està relacionat amb el patró d'interferència de la radiació emesa.

Recordem que un ondulador ideal té una estructura magnètica estrictament periòdica. Aquesta periodicitat comporta que els punts d'emissió de radiació sincrotró són equidistants en l'espai i, conseqüentment, la interferència constructiva entre els diferents fronts d'ona d'aquesta radiació es produeix de forma total. En aquestes condicions ideals, en què el camp és perfectament sinusoidal amb període  $\lambda_0$ , no hi ha desfasaments temporals de la radiació, la fase de l'ona radiada avança exactament  $2\pi$  rad per període magnètic, i l'emissió resultant es manifesta en l'aparició d'un patró d'interferències tant en l'espai

energètic com en l'espai real.

En un ondulator real, en canvi, ni el període magnètic és constant ni el camp totalment sinusoidal, i això afecta els fenòmens d'interferència i, consegüentment, a la qualitat de l'espectre de radiació: en l'espectre energètic, augment de l'amplada dels diferents harmònics, atenuació de la intensitat del pics, i desplaçament de la posició en energia dels harmònics. Com més alt sigui l'harmònic, més es veurà afectat.

Fins a finals dels anys 80 s'estimava la qualitat de la radiació en termes de desviacions del camp ideal, o més concretament, l'error rms del valor dels pics de camp. Però aquest paràmetre està poc correlacionat amb la qualitat de l'espectre de la radiació, ja que la trajectòria dels electrons depèn no tan sols de la dispersió dels errors de camp, sinó de l'ordre en què els electrons veuen aquest errors.

Per això, actualment, el paràmetre amb què es treballa és la *fase de radiació* o *fase òptica* a l'eix de l'ondulator, definida per la següent expressió:<sup>1</sup>

$$\begin{aligned}\phi(z) &= \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{z}{\gamma^2} + \int_{-\infty}^z (\dot{x} - \bar{x})^2(z') dz' \right) \\ &= \frac{\pi}{(1 + \frac{K^2}{2})} \left( \frac{2z}{\lambda_0} + \frac{2\gamma^2}{\lambda_0} \int_{-\infty}^z (\dot{x} - \bar{x})^2(z') dz' \right)\end{aligned}\tag{9.1}$$

on  $\lambda_0$  i  $\lambda$  són el període de l'ondulator i la longitud d'ona del pic fonamental ( $n = 1$ ), respectivament, i  $\dot{x}$  és l'angle de l'electró ( $\frac{\partial x}{\partial z}$ ) respecte l'eix de l'ondulator, amb valor mitjà  $\bar{x}$ .

El terme  $(\dot{x} - \bar{x})$  de la funció (9.1) respon al fet que, per determinar l'error de fase, el que interessa conèixer realment són les desviacions de l'angle de deflexió respecte la direcció d'emissió de radiació mitjana, més que el valor absolut de l'angle. El valor mitjà de l'angle de deflexió s'ha de determinar en la zona periòdica de l'ondulator, i per aquest motiu es desestimen els primers dos o tres períodes per banda.

---

<sup>1</sup>Clarke, J. A. (2004): *The Science and Technology of Undulators and Wigglers*. Oxford science publications. Oxford University Press, p. 172. ISBN 9780198508557.  
URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>

La fase de radiació hauria d'augmentar  $2\pi$  per període en el cas ideal,

$$\phi(z) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda_0} z \quad (9.2)$$

però en el cas real, vegeu figura 9.1, s'observa un desfasament a causa de petites variacions en el període magnètic entre un període i el següent, sigui per diferències en la intensitat de camp entre els blocs, o a causa dels errors de posicionament dels blocs dins de l'estructura magnètica global. En aquesta situació tenim els anomenats *errors de fase òptica*, que són inherents als onduldors i absolutament inevitables.

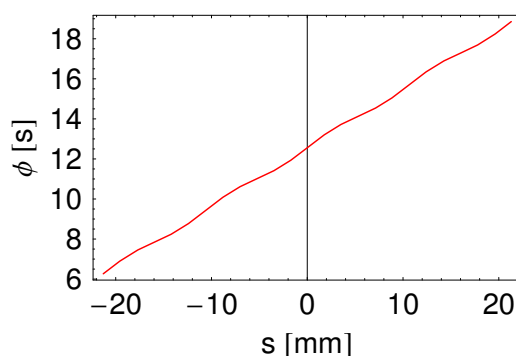


Figura 9.1: *Evolució de la fase òptica en una distància de  $\pm 20$  mm a banda i banda del centre d'un onduldor no ideal.*

Els errors de fase es defineixen com les desviacions respecte del valor ideal de  $\phi(z)$  als punts on la tangent de la trajectòria dels electrons és paral·lela a l'eix mitjà d'emissió de radiació ( $\dot{x} - \vec{x} = 0$ ). Aquests errors determinen la qualitat de la radiació: com més gran siguin, menys intens serà el patró d'interferència.

L'error (rms) de fase,  $\sigma_\phi$ , està molt ben correlacionat amb la intensitat de pic de l'harmònic  $n$ -èssim de l'espectre: com més gran sigui la diferència rms de  $\Delta\phi(z_p)$ , més petita serà la intensitat dels harmònics. Així, la raó entre la intensitat de pic dels harmònics senars a l'eix d'un onduldor ideal ve donada per<sup>2</sup>

$$R = \frac{\left(1 - e^{-n^2\sigma_\phi^2}\right) + e^{-n^2\sigma_\phi^2} N^2}{N^2} \sim e^{-n^2\sigma_\phi^2} \quad (9.3)$$

<sup>2</sup>Walker R. P. (1993): "Interference effects in undulator and wiggler radiation sources". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volum 335(1-2): ps. 328-337. ISSN 0168-9002. doi:10.1016/0168-9002(93)90288-S.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029390288S>.

on  $n$  és el nombre d'harmònic i  $N$  el nombre de períodes.

Des del punt de vista dels sincrotrons, si bé els errors en les integrals de camp afecten a tot l'anell d'emmagatzematge i distorsionen l'òrbita tancada dels electrons i, per tant, afecten a tots els usuaris de llum sincrotró, els errors de fase afecten només als usuaris d'aquell ondulator.

Als següents apartats explicarem tres mètodes usualment emprats per calcular l'error de fase.

#### ■ Mètode 1

La motivació d'aquest mètode està basada en el fet que els errors de fase estan més lligats a la *periodicitat* que a la *idealitat* de l'ondulator. En aquest sentit, un ondulator que experimenti un avanç de fase constant per període és tan ideal com aquell que avança exactament  $2\pi$ . I en particular, més perfecte que aquell que avança  $2\pi$  només en el cas d'omitjar tots els períodes. De fet, si l'avanç de fase per període és constant però diferent de  $2\pi$ , la longitud d'ona de la radiació per a la qual es produeix interferència serà lleugerament diferent de la calculada a partir del valor assumit del paràmetre  $K$ .

En aquest punt, fem una primera aproximació basada en el fet que la fase de radiació  $\phi(z)$  varia molt lentament al voltant dels pols i, per tant, és legítim avaluar-la a la posició teòrica dels blocs VN i VS, és a dir, calculant  $\phi(z_0 + \frac{2\pi}{\lambda_0} z)$  amb  $z = n \frac{\lambda_0}{2}$ . És a dir, en aquest mètode estem fixant el període al seu valor ideal  $\lambda_0$ .

En el cas d'un ondulator ideal, tots els punts  $\{z_p, \phi(z_p)\}$  avaluats a la posició teòrica dels pols ( $z_p$ ) estaran situats a sobre d'una recta de pendent  $m_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ . En el cas real, si es tractés d'un ondulator perfectament periòdic aquests punts es localitzarien al llarg d'una recta de pendent  $m'_0 = \frac{\alpha}{\lambda_0}$ , amb  $\alpha \neq 2\pi$ .

Si l'ondulator no és perfecte –de manera que l'avanç de fase no és constant període a període– i fem un ajust lineal de  $\{z_p, \phi(z_p)\}$ , obtindrem una recta de pendent lleugerament diferent,  $m'$ , on hem suprimit el subíndex per aclarir que ja no estem en el cas ideal.

Expressant-ho de manera equivalent a l'equació (9.2):

$$\phi_{fit}(z_p) = \phi_0 + \frac{\alpha(z)}{\lambda_0} z \quad (9.4)$$

Cal remarcar que el pendent de  $\phi_{fit}(z)$  no garanteix que l'avanç de fase sigui de  $\pi$  rad per semiperíode per terme mitjà, tal com seria desitjable per tal d'aconseguir la configuració més òptima possible de l'ondulador.

Per determinar l'error rms de la fase de radiació, avaluem la diferència entre l'avanç de fase  $\phi(z_p)$  i l'avanç de fase interpolada linealment  $\phi_{fit}(z_p)$  a la posició teòrica dels pols  $z_p$ . La figura 9.2 mostra els conceptes bàsics d'aquest mètode.

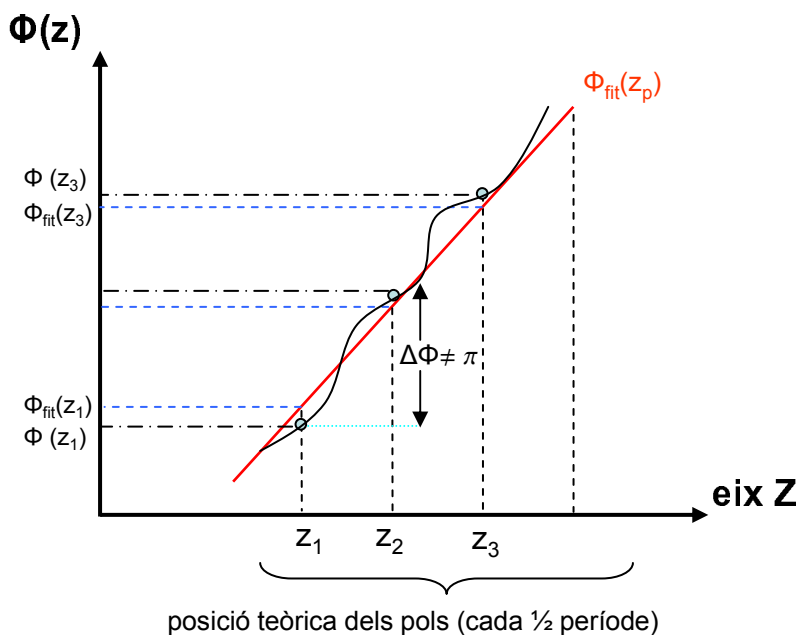


Figura 9.2: Determinació de l'error de fase calculant la fase òptica i el valor de la interpolació lineal (línia vermella) a la posició teòrica dels pols.

El valor rms de l'error a cada punt, expressat matemàticament per l'equació (9.5), ens donarà l'error de fase òptica.

$$\Delta\phi(z_p) = \frac{180}{\pi} [\phi(z_p) - \phi_{fit}(z_p)] \quad (9.5)$$

Podria semblar que el mètode més adequat per avaluar la fase d'un ondulador fos calcular la diferència entre  $\phi_{fit}(z_p)$  i la fase ideal per semiperíode, és a dir,

$$\Delta\phi(z_p) = \frac{180}{\pi} [\pi - \phi_{fit}(z_p)] \quad (9.6)$$

però, com ja hem comentat, l'esperit d'aquest mètode es basa en què el realment important

és la periodicitat, no que l'avanç de fase sigui exactament  $2\pi$  per període.

### ■ Mètode 2

Aquest segon procediment és anàleg a l'anterior, però, en aquest cas, fixem el valor del paràmetre de deflexió  $K$  per tal que l'avanç de fase sigui exactament  $2\pi$  rad per període. En el primer mètode hem suposat un valor de  $K$  a priori, ara deduïm el valor de  $K$  a partir del comportament de l'avançament de fase.

D'altra banda, en lloc d'avaluar la fase a la posició teòrica dels pols es troba la posició real dels punts d'emissió, és a dir, els punts on la tangent de la trajectòria del electrons és paral·lela a l'eix longitudinal, que no estaran just al mig dels blocs **VN** o **VS** sinó desplaçats unes quantes desenes o centenars de micres.

La figura 9.3 és un exemple de la distància que hi ha entre la posició real i la posició teòrica dels pols en el cas d'un segment d'ondulador de 19 períodes, on l'ordre dels mòduls no segueix cap procés d'optimització sinó que s'han muntat a l'atzar. En aquest cas, s'han utilitzat els blocs magnètics d'aquesta tesi, on recordem que la desviació estàndard de la component principal de camp dels blocs verticals **VN** i **VS** és  $\sigma(B_r^y) = 0.0035$  T.

D'altra banda, només s'ha tingut en consideració la part periòdica, retallant 2.5 períodes a banda i banda. En total, s'han avaluat 28 dels 38 pols que té l'estructura magnètica. El valor mitjà en l'error de posició és de menys de  $4 \mu\text{m}$ , amb una  $\sigma_{\Delta z} = 65 \mu\text{m}$ . Evidentment, com més gran sigui  $\sigma(B_r^y)$  més gran serà  $\sigma_{\Delta z}$ , mentre que el valor mitjà romandrà molt proper a zero.

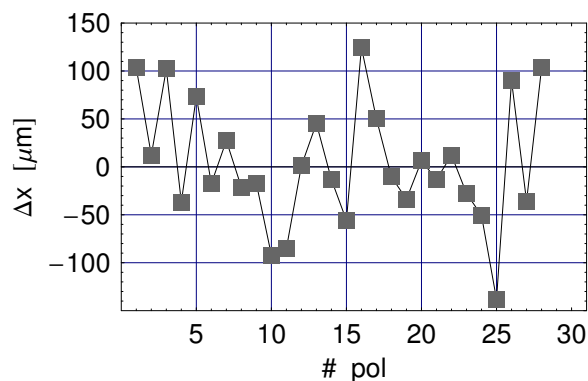


Figura 9.3: *Diferència entre la posició real i teòrica dels pols.*



El paràmetre de deflexió  $K$ , definit per al conjunt de punts  $\{z_p, \phi(z_p)\}$ , no el coneixem a priori, però està determinat pel pendent  $m'_0$ .

Per calcular-lo obrem de la manera següent:<sup>3</sup>

1. Imposem que el valor mitjà de l'avanç de fase  $\phi(z)$  sigui igual a  $\pi$  cada mig període, és a dir, de pol a pol.
2. Trobem els punts on s'anul·la la primera integral (angle) de les dues components de camp perpendiculars a la direcció de moviment, ( $\dot{x} = 0$  i  $\dot{y} = 0$ ).

Obtenim així la posició real dels pols:  $z_{1p}, z_{2p}, z_{3p} \dots z_{Np}$ .

3. Calculem l'avanç de fase  $\phi^*$  independent de  $K$ . Per a tal fi, multipliquem l'equació (9.1) pel factor que conté  $K$ :

$$\phi^*(z) \equiv \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \phi(z) \quad (9.7)$$

4. Apliquem una interpolació lineal

$$\phi^*(z_p) = m \cdot z + n \quad (9.8)$$

al conjunt de punts  $\{z_p, \phi^*(z_p)\}$ .

En el procés descartem els dos o tres primers períodes a cada banda per tenir només en compte la regió periòdica de l'ondulador.

El pendent  $m$  de  $\phi^*(z_p)$  està relacionat amb el paràmetre de deflexió  $K$ ,

$$\phi(z) = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda_0} z_p = \frac{\phi^*(z)}{\left(1 + \frac{K^2}{2}\right)} = \left[ \frac{n}{\left(1 + \frac{K^2}{2}\right)} \right] + \left[ \frac{m}{\left(1 + \frac{K^2}{2}\right)} \right] z \quad (9.9)$$

---

<sup>3</sup>Marcos, Jordi (2011): "Estimation of phase errors of pure permanent magnet arrays for its implementation into module sorting algorithms". Document intern, ALBA.

fent  $z = z_p$  obtenim les següents relacions,

$$m = \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (9.10)$$

$$\frac{n}{m} = \phi_0 \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad (9.11)$$

5. Una vegada hem determinat el valor del paràmetre  $K$ , fem ús de l'equació (9.5) per determinar l'error de fase  $\Delta\phi(z_p)$  a cada pol.

La desviació estàndard de  $\Delta\phi(z_p)$  ens dóna l'*error de fase rms* d'un ondulator.

Per a aquesta tesi hem escollit el primer mètode ja que els dos mètodes són equivalents i donen resultats molt similars, només diferenciats per un factor numèric amb un valor molt proper a la unitat; el factor que fa que l'avanç de fase no sigui exactament  $2\pi$ :  $\alpha = k \cdot 2\pi$ .

### ■ Mètode 3

Simplement es tracta de reformular convenientment l'expressió que determina la fase de radiació per tal de poder aplicar-la de manera pràctica a casos reals sabent la longitud total de l'ondulator i la primera integral de camp.

Introduint l'expressió (9.12) de l'angle de sortida de l'electró respecte l'eix longitudinal de l'ID, comentada al capítol §1.3.1:

$$\alpha = \frac{q}{\gamma m_0 c} I_y \quad (9.12)$$

podem reescriure l'error de fase òptica com<sup>4</sup>

$$\delta\phi(z) = k \left[ \frac{1}{1 + \frac{K^2}{2}} \left( z + \frac{q^2}{m_0^2 c^2} \int_0^z I_1^2(z') dz' \right) - z \right] \quad (9.13)$$

on  $k = 2\pi/\lambda$  i  $I_1 = \int_0^z B_y(z') dz'$  és la primera integral de camp.<sup>5</sup> Es pot comprovar que

<sup>4</sup>Ciocci F., Dattoli G., Sabia E., Sassi M., "Comments on phase error definition for Accel undulator factory test", SPARC-FEL, 17 juny 2007.

<sup>5</sup>els límits d'integració van de 0 a  $z$  en comptes de  $-\infty$  a  $z$ . En realitat, el punt d'inici de la integració només redefineix la fase inicial però no contribuirà al resultat final.

en ambdues funcions,  $\delta\phi(z)$  ve donat en radians.

Tenint en compte les següents relacions del paràmetre de deflexió  $K$ :

$$K = \frac{qB_0\lambda_0}{2\pi m_0 c} \quad (9.14)$$

$$2\gamma^2\lambda = \left(1 + \frac{K^2}{2}\right)\lambda_0 \quad (9.15)$$

podem manipular l'expressió (9.13) de manera convenient:

$$\begin{aligned} \delta\phi(z) &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[ \frac{1}{1 + \frac{K^2}{2}} \left( z + \frac{q^2}{m^2 c^2} \int_0^z I_1^2(z') dz' \right) - z \right] \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[ z \left( \frac{1}{1 + \frac{K^2}{2}} - 1 \right) + \frac{1}{1 + \frac{K^2}{2}} \frac{q^2}{m^2 c^2} \int_0^z I_1^2(z') dz' \right] \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[ z \left( \frac{2}{2 + K^2} - \frac{2 + K^2}{2 + K^2} \right) + \frac{2}{2 + K^2} \frac{q^2}{m^2 c^2} \int_0^z I_1^2(z') dz' \right] \\ &= \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right) \frac{z}{2 + K^2} \left[ -K^2 + \frac{2q^2}{m^2 c^2 z} \int_0^z I_1^2(z') dz' \right] \end{aligned} \quad (9.16)$$

i transformar-la en:

$$\begin{aligned} \delta\phi(z) &= -\frac{\pi z}{2\gamma^2\lambda} [K^2 - K(z)^2] \\ \text{amb } K(z) &= \left( 2 \frac{q^2}{m^2 c^2 z} \int_0^z I_1^2(z') dz' \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (9.17)$$

on la resta dels dos termes a dins del claudàtor es pot interpretar com que l'error de fase està directament relacionat amb la desviació del valor ideal del paràmetre  $K$  al llarg de l'ondulador. Aquesta diferència en el valor de  $K$  ve donada per l'evolució de la primera integral de camp a l'eix de l'ondulador. Introduint a l'equació anterior la definició de  $K$  donada per l'expressió (9.14), podem tornar a reescriure l'error de fase com,

$$\begin{aligned} \delta\phi(z) &= -\frac{\pi}{2\gamma^2\lambda} K^2 [z - 8\pi^2 f(z)] \\ \text{amb } f(z) &= \int_0^z \left( \frac{I_1(z')}{B_0\lambda_0} \right)^2 dz' \end{aligned} \quad (9.18)$$

Si fem  $z=L_0$ , on  $L_0$  és igual a la longitud total de l'ondulador, obtenim una expressió per avaluar l'error de fase global:

$$\phi(L_0) = -\frac{\pi}{2\gamma^2\lambda}K^2 [L_0 - 8\pi^2 f(L_0)] \quad (9.19)$$

Introduint (9.15)  $\implies \phi(L_0) = -\frac{\pi L_0}{\lambda_0(1+\frac{K^2}{2})}K^2 \left[1 - \frac{8\pi}{L_0}f(L_0)\right]$

Tenint en compte que el nombre de períodes  $N$  depèn de  $L_0$ :  $N = \frac{L_0}{\lambda_0}$ , reescrivim l'expressió anterior com,

$$\phi(L_0) = -\frac{N\pi}{(1+\frac{K^2}{2})}K^2 \left[1 - \frac{8\pi}{L_0}f(L_0)\right] \quad (9.20)$$

de manera que, coneixent el comportament detallat del valor de la primera integral de camp al llarg de tot el dispositiu, podem expressar els errors de fase en funció de la longitud de l'ondulador, del nombre de períodes i del paràmetre de deflexió.

## 9.2 Algorisme per optimitzar l'ordenament dels mòduls

Al capítol 6 vam descriure el procés de preordenament dels blocs per formar mòduls de tres imants (*triplets*). El procés estava basat en la minimització del valor d'una funció de mèrit definida prèviament. En aquest apartat, tornarem a fer un procés d'optimització per disminuir l'error de fase del segment d'ondulador que volem construir.

Si bé en el cas dels triplets buscàvem compensar les components de la magnetització dels elements que formaven cada mòdul, optimitzant el conjunt de mòduls, ara allò que busquem és trobar l'ordre òptim dels mòduls dins de l'estructura magnètica global per tal de minimitzar l'error de fase.

La metodologia és molt similar a la utilitzada en la formació de triplets: construïm una funció de cost i apliquem l'algorisme del "recuit simulat" per trobar un mínim absolut de la funció de cost aplicada.

Però abans de poder dur a terme aquest procés, hem de determinar quins singlets s'han de muntar girats  $180^\circ$  respecte l'eix Z, és a dir, quins s'han d'instal·lar en posició "up" i

quins en “down”, configuracions magnètiques definides al §8.2.

La posició de cada singlet a dins del seu respectiu capçal respondrà a la condició de fer mínima la primera integral de camp a l’anomenada regió de camp bo, tradicionalment acceptada com una distància de  $\pm 10$  mm del centre de l’ondulador, que és la distància lateral a la que el feix d’electrons es pot moure dins l’accelerador. Aquesta integral de camp tindrà la contribució dels singlets, per una banda, i dels triplets, per una altra,

$$I_T = I_T(\text{singlets}) + I_T(\text{triplets}) \quad (9.21)$$

Com que els triplets no tenen aquest grau de llibertat, simplement sumarem la seva contribució,  $I_T(\text{triplets})$ , a la integral de camp total que anem obtenint de les diferents configuracions dels singlets,  $I_T(\text{singlets})$ . Per tant, construïm la següent funció de cost:

$$I_T = \sum_{j=1}^{j=N_s} I_j \delta_\alpha + I_T(\text{triplets}) \quad (9.22)$$

on  $I_j$  és la integral de camp del singlet  $j$ , i  $\delta_\alpha$  denota el fet que els singlets poden estar en posició “up”,  $\alpha = 0^\circ$  o “down”, girats un angle  $\alpha = 180^\circ$ .

A primera aproximació,  $\delta_\alpha$  pot prendre els valors de 1 o -1 segons la orientació del singlet però, estrictament parlant, això no és així a causa de les inhomogeneïtats magnètiques dels blocs, molt acusades en alguns d’ells. En aquest sentit, el terme  $\delta_\alpha$  a l’equació (9.22) no s’ha d’interpretar com un terme multiplicant sinó com un índex que expressa el fet que els singlets poden estar girats o no.

Cal fer notar que el terme  $I_T$  de l’equació (9.22) és la integral de camp que hom espera obtenir aplicant el principi de superposició, és a dir, negligint la influència de cada mòdul amb els seus veïns –vegeu capítol §1.3.2. Al capítol dedicat a la descripció del muntatge final de l’ondulador, veurem que això només és veritat en el cas de combinacions simètriques de mòduls del tipus  $S + T + S$  (singlet+triplet+singlet), però no és cert en d’altres configuracions magnètiques no simètriques.

Una altra observació és que, en el nostre cas, el nombre de singlets és  $N_s = 20$ . Per tant, el nombre màxim de combinacions que podem generar és de  $2 \times 10^{20} \approx 10^6$ . Aquest espai de configuracions és suficientment petit com per permetre fer ús de càlculs a tot l’espai

de paràmetres, sense necessitat d'utilitzar processos d'optimització, cosa que ens permet corroborar el resultat final.

A l'hora d'avaluar la integral de camp total hem tingut en compte una dimensió de regió bona de  $\pm 12.25$  mm, que correspon a 5 punts de mesura amb el fil fix tibant a banda i banda del centre de l'ondulador. Calculant directament la funció de mèrit (9.22) en aquest rang de distància, resollem que hem de girar 10 blocs, o sigui, la meitat dels singlets.

La integral total de camp generada amb els 10 singlets en posició “up”, els 10 singlets en posició “down” i els 19 triplets, aplicant el principi de superposició, es mostra a la figura 9.4,

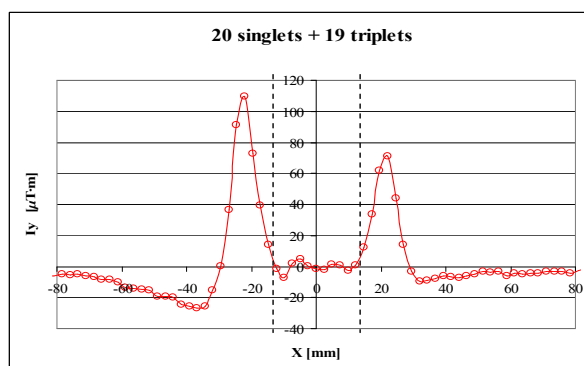


Figura 9.4: Integral de camp global generada per al conjunt de mòduls aplicant el principi de superposició. Les línies discontinües indiquen la regió d'interès, compresa en  $\pm 12$  mm aproximadament.

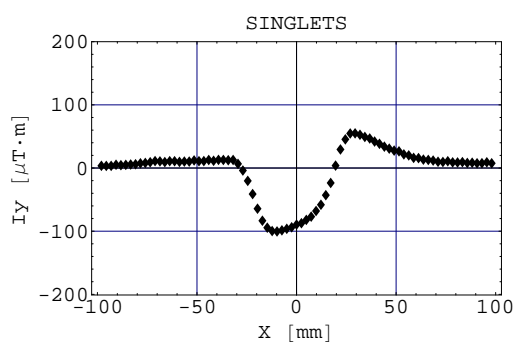


Figura 9.5: Contribució del conjunt de singlets a la  $I_y$  global. En total, s'han invertit la meitat dels singlets.

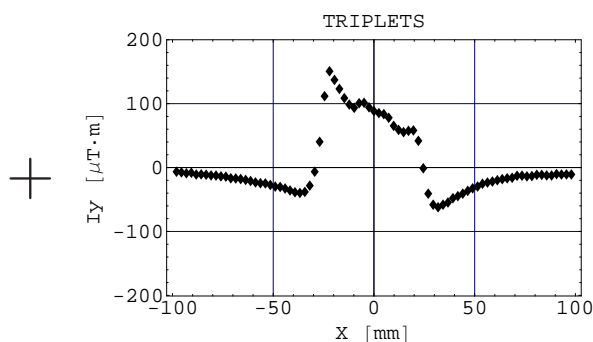


Figura 9.6: Contribució del conjunt de triplets a la  $I_y$  global.

A la regió avaluada, la integral de camp està compresa entre  $-7 < I_y < 5 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , assolint a

l'eix de l'ondulador  $I_y = -1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . Aquests resultats satisfan plenament les especificacions tècniques requerides per al conjunt d'onduladors que treballen en els sincrotrons de tercera generació, com és el cas del sincrotró Alba.

Les figures 9.5 i 9.6 mostren la integral de camp total per al conjunt de singlets i triplets, respectivament. Es pot comprovar que la suma d'ambdues correspon a la figura 9.4 i satisfà l'equació (9.21).

Un cop avaluada la integral de camp teòrica, el següent pas és aplicar el procés d'optimització per reduir al màxim l'*error de fase*. En aquest punt, l'únic grau de llibertat que tenen singlets i triplets és el de canviar d'ordre dins de l'estructura magnètica global.

L'ordenament dels mòduls determinarà la trajectòria dels electrons, els punts d'emissió de radiació i, per tant, la qualitat de la "llum" emesa. Allò que ens interessa és minimitzar el camí transversal mitjà recorregut pels electrons després de creuar els  $i$  mòduls,

$$\sum_{j=1}^{i=39} \Delta X_j^2 \quad (9.23)$$

on  $\Delta X_j$  és l'excurció que realitzaria una partícula a l'eix X en creuar el mòdul  $j$ .

Sabent que  $\phi(z) - kz$  és proporcional al quadrat de la primera integral de camp, escollim la següent funció de cost que ens servirà per minimitzar l'error de fase:

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{m=1}^{39} \sum_{j=1}^m I_j^2 \\ &= I_1^2 + (I_1 + I_2)^2 + (I_1 + I_2 + I_3)^2 + \dots \end{aligned} \quad (9.24)$$

on els termes  $I_j$  corresponen a la primera integral vertical de camp dels mòduls  $j = 1, 2, 3 \dots m$

Abans d'engegar la maquinària matemàtica que ens calculi l'ordenament òptim, hem de comprovar que hi ha una bona correlació entre el valor de la funció (9.24) i l'error de fase determinat per l'equació (9.5).

Per poder treballar en un rang prou ample de valors construïm amb Radia un ondulador de 2 m de llargada amb els mateixos tipus d'imant que aquells que utilitzarem a la realitat,

amb les mateixes magnetitzacions mitjanes i les mateixes desviacions estàndards.

El procés consisteix en anar canviant l'ordre dels mòduls  $i$ , a cada canvi, avaluar la funció de cost i l'error de fase.

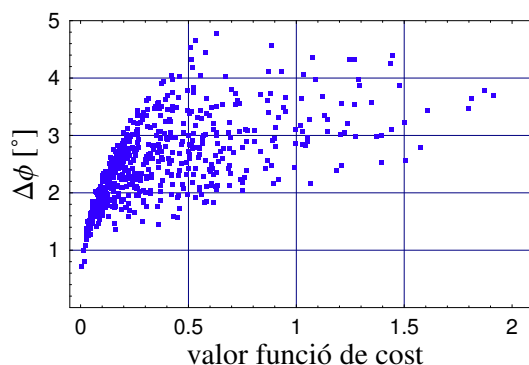


Figura 9.7: *Correlació entre el valor de la funció de cost i l'error de fase.*

El resultat de realitzar més de 600 ordenacions es mostra a la figura 9.7, on es pot apreciar que a partir d'un cert valor de la funció de cost, l'error de fase té un comportament poc determinista. Malgrat això, per a valors baixos, si que hi ha una bona correlació i es pot apreciar que existeix un mínim absolut. Aquest fet és important, i és el que dóna fiabilitat a la metodologia. Dit d'una altra manera, el mètode és bo per a dispositius d'inserció amb error de fase baix.

La distribució de valors de l'error de fase d'aquestes 600 ordenacions és normal, tal com s'aprecia a la figura 9.8.

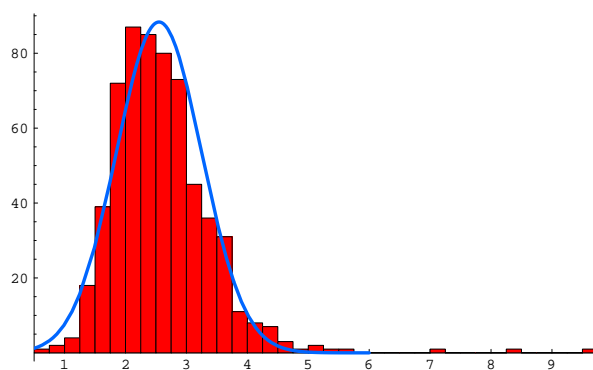


Figura 9.8: *Distribució gaussiana dels valors de l'error de fase.*



Un cop validada la metodologia, agafem l'equació (9.24) com a funció de mèrit i apliquem l'algorisme del “recuit simulat” per trobar:

- i. la configuració òptima dels 39 mòduls per formar l'estructura magnètica de l'ondulador.
- ii. la pitjor configuració, és a dir, aquella que dona l'error de fase més gran.

D'aquesta manera, sabrem el rang de valors i podrem estimar l'efecte de treballar amb una secció significativament curta d'ondulador ( $\approx 400$  mm).

Els paràmetres de configuració del “recuit simulat” són la integral de camp a l'eix de cada mòdul  $i$ , com en el cas de l'assemblatge de triplets, els paràmetres propis de l'algorisme: temperatura inicial, nombre d'iteracions, nombre de passes per iteració, factor de decaïment tèrmic ...

### 9.3 Resultats

Amb la metodologia que acabem d'esmentar en la secció anterior obtenim el següent ordre final per a l'assemblatge de mòduls:

15, 26, 1, 28, 9, 6, 27, 36, 35, 16, 11, 4, 19, 32, 3, 20, 17, 2, 37, 30, 33, 34, 5, 38, 29, 24, 31, 10, 25, 8, 7, 14, 13, 18, 39, 12, 23, 22, 21.

on els nombres senars corresponen als singlets i els parells als triplets. És a dir, es comença i s'acaba amb un singlet, i el bloc central és del tipus **HS**.

El valor de la funció de cost definida per l'expressió (9.24) va canviant a mesura que anem afegint mòduls, assolint un mínim al darrer assemblatge. La figura 9.9 mostra l'evolució de la funció a mesura que muntem l'ondulador.

En els casos de millor i pitjor ordenament obtenim un error rms de fase de  $\sigma_\phi = 0.9^\circ$  i  $\sigma_\phi = 2.4^\circ$  respectivament, és a dir, una optimització notable. Aquests valors els hem calculat amb el Radia i fent ús del “mètode 2” descrit anteriorment.

El camí emprat pel “recuit simulat” per minimitzar l'error de fase comporta que, en anar acumulant mòduls a l'assemblatge, la integral acumulada al llarg de l'eix  $Z$  oscil·li

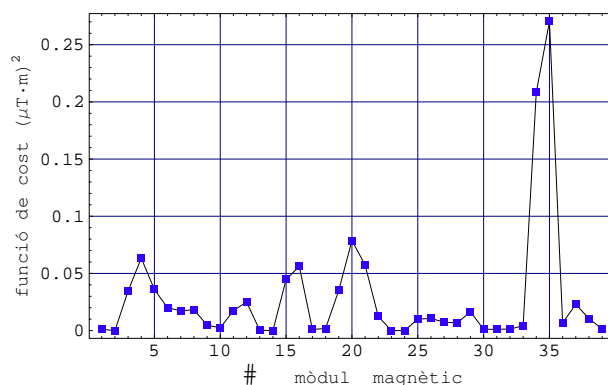


Figura 9.9: Valor acumulat de la funció de cost al llarg de l'eix de l'ondulador

al voltant de zero, des del valor del primer singlet fins el valor final de  $-10^{-3}$  T·mm ( $-1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ) imposat pel principi de superposició.

La figura 9.10 mostra la integral acumulada a mesura que anem afegint mòduls per formar la branca de l'ondulador.

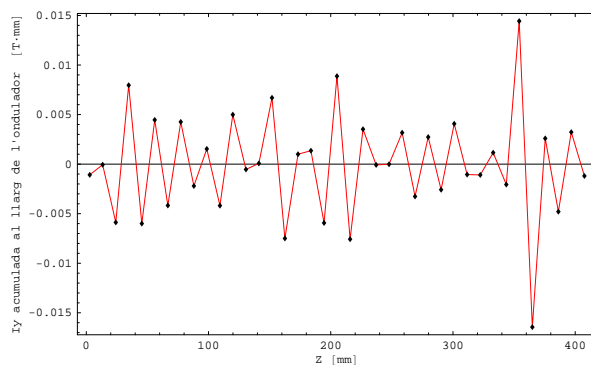


Figura 9.10:  $I_y$  acumulada al llarg de l'eix de l'ondulador

La segona integral de camp al llarg de l'eix ens dóna la posició dels electrons, que varia de forma consistent amb la integral acumulada tal com mostra la figura 9.11. La desviació final  $\Delta x$  és d'aproximadament  $\Delta x \approx 30 \mu\text{m}$ , que entra dins de les especificacions típiques dels dispositius d'inserció instal·lats en la majoria de sincrotrons.

Cal tenir en compte que la població de blocs magnètics de què disposem no permet tenir massa flexibilitat a l'hora d'intercanviar posicions entre ells o de substituir o reemplaçar imants. En aquest sentit, els resultats presentats són els millors resultats teòrics que es

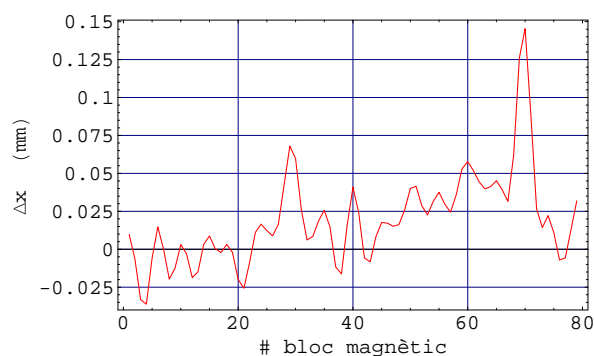


Figura 9.11: *Desplaçament transversal dels electrons al llarg de l'eix de l'ondulador*

poden assolir dins de les nostres disponibilitats experimentals.

En cas de construir un ondulador llarg, s'acostuma a adquirir un excés de blocs de l'ordre del 10% més dels necessaris, a fi i efecte de poder-los usar en aquest procés d'optimització de l'ordenament.



## **Part VI**

# **APLICACIÓ PRÀCTICA: MUNTATGE D'UN ONDULADOR**



## APLICACIÓ PRÀCTICA: MUNTATGE D'UN ONDULADOR

*En la part final de la tesi descriurem l'assemblatge final dels mòduls per construir un segment d'ondulador. L'objectiu de construir aquesta estructura magnètica és aplicar els algorismes emprats per optimitzar l'ordenament de blocs i mòduls, i veure el seu grau de predicció en termes d'integrals de camp i errors de fase, principalment. Avaluarem també el model d'inhomogeneïtats i esbrinarem si serveix per predir totes les fases del muntatge, així com la resta de paràmetres rellevants: trajectòria i deflexió del feix, període mitjà, harmònics del camp, etc...*





# Capítol 10

## MUNTATGE I MESURA EXPERIMENTAL

### 10.1 Introducció

Al primer capítol ja hem comentat que un dels objectius d'aquesta tesi és l'aplicació pràctica dels resultats obtinguts en estudiar les característiques magnètiques dels blocs de NdFeB. En concret, volem realitzar el muntatge d'un ondulator de dimensions reduïdes, de poc més de 40 cm, per testejar els algorismes d'ordenament i els models que hem utilitzat per caracteritzar els nostres blocs.

Aquest dispositiu estarà format per una rastellera d'imants que formen una estructura magnètica antisimètrica, és a dir, centrada en un imant horitzontal, en el nostre cas de tipus **HS**. El nombre de períodes és de 19, amb una longitud nominal per període de 21.3 mm.

Un cop muntat, mesurarem la integral de camp vertical i horitzontal a l'eix de l'ondulator amb el banc de fil basculant descrit al capítol §3.3, i avaluarem l'error de fase mesurant el camp local amb el banc Hall (vegeu la §3.4). A partir d'aquestes mesures determinarem les principals característiques de l'ondulator: el perfil del pic de camp, el període real, trajectòria i deflexió teòrica dels electrons...

Per testejar la metodologia emprada a l'hora de determinar l'error de fase, i confirmar que

el resultat experimental s'ajusta al valor teòric, l'ondulador es muntarà de dues maneres diferents:

- Configuració que presenta l'error de fase mínim.
- Pitjor configuració possible. Error de fase màxim.

Assumint la validesa del principi de superposició, en tots dos casos obtindrem el mateix valor per la primera integral de camp, ja que els mòduls són els mateixos, encara que estiguin ordenats de manera diferent. D'altra banda, avaluarem l'error de fase prenent els punts d'emissió als pols i també tenint en compte tots els punts d'emissió. Per determinar la posició real (no teòrica) dels pols buscarem els màxims i mínims de camp. La posició real dels pols diferirà de la teòrica en desenes de micres.

La figura 10.1 correspon a una simulació del muntatge final dels mòduls, on s'ha obviat tota l'estructura addicional necessària (capçals, viga de suport, etc...) per realitzar un muntatge precís que garanteixi la periodicitat del dispositiu, l'assoliment d'una bona estabilitat mecànica i un alineament acurat dels mòduls respecte de l'eix de mesura. Cada tipus d'imant s'ha representant d'un color diferent, i les diferents parts en que s'han dividit els imants horitzontals també s'han pintat de colors diferents.

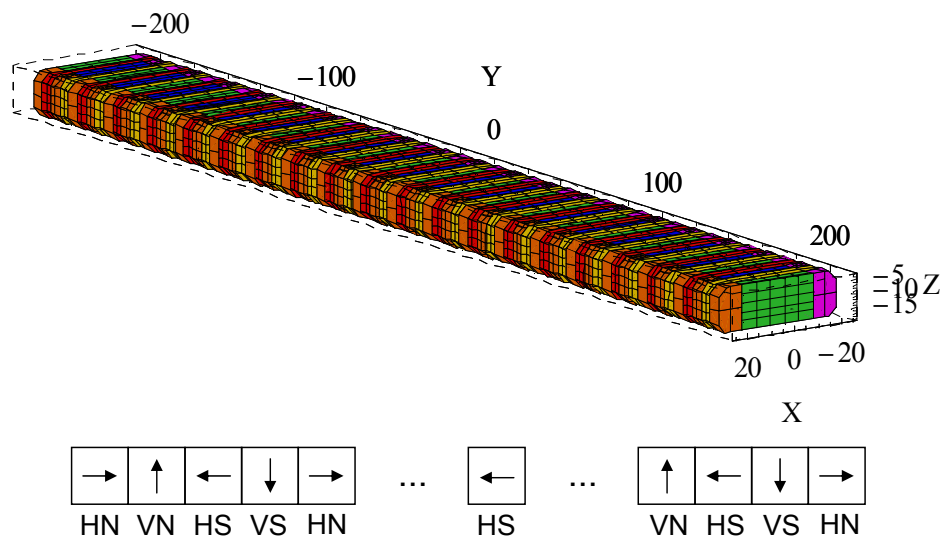


Figura 10.1: Simulació amb Radia del segment d'ondulador. Els blocs horitzontals estan dissenyats magnèticament en base al model d'inhomogeneïtats (dividits en 3 parts). Les fletxes indiquen la direcció de la component principal d'imantació pels blocs situats als dos extrems i del bloc central de l'ondulador.

A banda del material magnètic, l'acoblament dels mòduls necessita d'una estructura de suport i d'unes eines especialment fabricades per garantir la periodicitat del dispositiu. Així, abans de descriure el procés de muntatge descriurem l'estructura mecànica que suporta tot el pes de l'ondulador i detallarem el procés d'alineament de tot el sistema.

## 10.2 Descripció mecànica del sistema i del procés de l'alineament

El sistema mecànic consisteix en una base d'alumini, orientada al llarg de l'eix Z, sobre la qual es col·loquen i s'assemblen els mòduls. Les dimensions nominals d'aquesta base són 626 x 150 x 25 mm. Dos solcs longitudinals a banda i banda de la base permeten encaixar els peus rectangulars del mòduls amb llibertat per moure'ls al llarg de la base.

A uns 8 cm de la vora superior de la base hi ha col·locat un mur d'alumini de 15 mm de gruix x 30 mm d'alçada i amb una amplada igual a la base. Està fixat per un parell de pins d'un material no magnètic (*peek*, acrònim de *polyether ether ketone*, un polímer termoplàstic). Aquesta paret, perpendicular a la base, té la funció de fixar la posició del primer mòdul per tal que romangui en la posició correcta i evitar que un error d'alineament inicial es propagui a la resta de mòduls a mesura que es vagin muntant. Per evitar que aquests errors es puguin produir a partir d'un mòdul qualsevol, el muntatge permet fixar la posició dels capçals amb l'ajuda d'unes galgues, que assegurin una posició longitudinal correcta tal com explicarem més endavant. L'espai restant de la base –entre el darrer mòdul i l'extrem de la base– és suficient per poder muntar tot l'ondulador de manera folgada i amb llibertat de moviments.

El conjunt base+mur+ondulador reposa sobre tres pilars, dos a un extrem de la base, a banda i banda, i un pilar a l'altre extrem, a mitja distància de les vores. Així mateix, aquests pilars estan sobre uns peus que permeten ajustar l'alçada de la base i que, alhora, estan damunt uns crics que regulen el moviment de tot el conjunt en sentit transversal.

Amb el primer mecanisme, que actua com un parell de crics hidràulics, podem alinear tota la base respecte del pla horitzontal, movent en sentit horari o antihorari uns cargols de

precisió. Amb el segon joc mecànic alineem la base respecte del pla vertical de la mateixa manera.

Per a l'alineament vertical hem usat un rellotge comparador *Mitutoyo* instal·lat al braç mecànic del banc Hall, que té una resolució d' $1\ \mu\text{m}$  i una precisió major de  $10\ \mu\text{m}$ , precisió limitada bàsicament per efectes elàstics del mecanisme. Amb aquest palpador mesurem la posició vertical en quatre punts de la base, molt a prop de cadascuna de les cantonades per tal d'abastar el rang més ample possible de superfície. La base està rectificada fins a una precisió de  $20\ \mu\text{m}$ , suficient per a les toleràncies exigides.



Figura 10.2: *Rellotge comparador utilitzat per mesurar l'alçada d'un punt respecte el sistema de referència del banc Hall.*

Escollint un dels punts com a referència alineem la resta respecte aquest. El nombre d'iteracions necessari per alinear la base depèn tant de la posició relativa inicial entre els punts a mesurar com de la destresa de l'operador, però amb tres o quatre moviments en cada posició és suficient per aconseguir que totes les mesures estiguin en el mateix pla amb una discrepància inferior als  $5\ \mu\text{m}$  de lectura.

Per a l'alineament transversal de la base hem usat la bobina mateixa del banc de fil basculant. El rellotge comparador no es pot emprar en aquest cas, ja que no hi ha espai suficient entre la base i el braç del banc Hall per poder muntar el palpador en la posició desitjada. Alinear amb el fil vol dir fer mesures a ull nu, amb errors que en tot cas no superen les  $50\ \mu\text{m}$  –depenent de l'experiència de l'observador–, ja que es disposava de l'ajut d'una lupa per millorar la precisió. Cal remarcar, però, que les toleràncies en aquest eix no són tan restrictives com en el pla horitzontal a causa de la poca variabilitat del camp al voltant del centre dels blocs en la direcció transversal.

La forma de procedir és semblant al cas horitzontal, iterant varies vegades en cadascun dels suports fins a alinear una aresta lateral de la base de la millor manera possible respecte a la bobina amb la qual mesurarem les integrals de camp.

Fins ara hem parlat de l'alineament de la base respecte dels bancs de mesura: banc d'efecte

Hall i fil basculant. Ara comentarem el procediment emprat per alinear els mòduls respecte la base.

L'alineament transversal dels mòduls respecte de la base –per tal que l'eix de l'ondulador quedi ben definit seguint la línia que uneix el punt central de cada bloc–, s'aconsegueix col·locant un regle rectificat just a sobre d'una filera de forats que ocupen tot un lateral de la mateixa base d'alumini, uns 60 cm aproximadament. Inicialment, aquesta filera de forats, equidistants entre ells, estava pensada per introduir-hi un conjunt de pins amb la mateixa finalitat d'alineament transversalment els mòduls, però finalment es va optar per utilitzar un regle rectificat, que té una precisió de  $\pm 50 \mu\text{m}$ , però és molt més fàcil de manejar. La posició del regle es fa també a ull nu, traçant una línia que uneix el centre dels forats però, donat el nombre elevat de punts que es disposen al llarg de la base, l'angle de desalineament és menor que,

$$\theta = \frac{50 \cdot 10^{-6}}{0.6} < 0.1 \quad \text{mrad} \quad (10.1)$$

si considerem un error de  $50 \mu\text{m}$  entre els extrems del regle. Els desalineaments vertical, causat per la manca de perpendicularitat entre el mur d'alumini i la base, són encara un factor 10 vegades més petits i, per tant, negligibles. Així, en conjunt, la precisió total en l'alineament de l'eix de l'ondulador respecte el fil basculant vindrà donat per dos errors independents, el comès en l'alineament de la base respecte el pla vertical més el resultat de l'expressió (10.1), és a dir, uns 0.2 mrad aproximadament.



Figura 10.3: *Fil basculant just a l'eix de l'ondulador.*

A mesura que anem afegint mòduls, s'empenyen contra aquest regle per evitar que els blocs quedin desplaçats al llarg de l'eix X els uns respecte dels altres, i garantir que tots quedin alineats dins de la precisió amb què estan fabricats els capçals. El regle està subjectat a la base amb l'ajut d'uns sergents, que queden prou lluny dels blocs com per introduir efectes magnètics a les mesures.

D'altra banda, per aconseguir que tots els períodes tinguin la mateixa llargada s'han fabricat dues peces en forma d'U amb diferent obertura interna: 7.6 mm i 18.3 mm, que treballen com a galgues. Una de les peces garanteix que la distància entre triplets sempre sigui la mateixa mentre que l'altra peça treballa sobre la distància singlet-triplet. La primera ha de poder entrar sense folgança al solc central que tenen els capçals dels triplets a la part lateral, mentre que la segona ha de poder tocar, alhora, la part interna de l'ala del capçal d'un singlet i entrar al solc lateral del capçal del següent (o anterior) triplet. Les toleràncies en la fabricació d'aquestes peces són menors de  $10\ \mu\text{m}$  i es van dissenyar i construir íntegrament en el sincrotró ALBA.

La figura 10.4 mostra part de les eines que hem utilitzat per a l'assemblatge dels mòduls i a on es poden apreciar els dos solcs longitudinals per on s'introdueixen les bases rectangulars dels mòduls, així com un dels dos tipus de peces que ajusten el període nominal del dispositiu. El sistema de pins que apareix a la figura es va substituir, com hem comentat, per un regle rectificat.

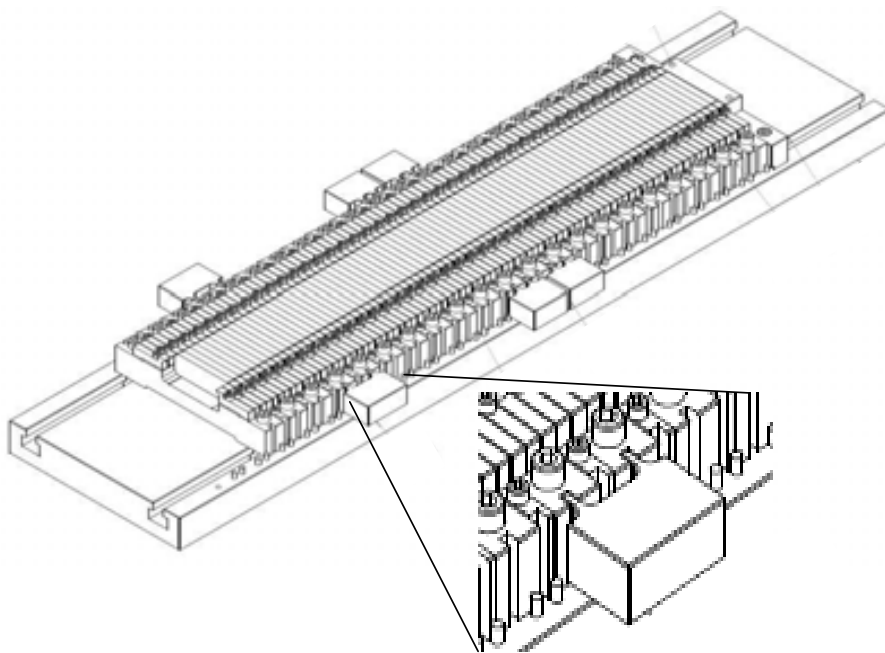


Figura 10.4: *Dibuix de la base d'alumini amb tots els mòduls muntats a sobre. Les peces laterals serveixen per fixar el període al llarg de tot el dispositiu.*

A continuació ens centrarem en la descripció del procés d'assemblatge dels mòduls que, com explicarem, està associat al procés de mesura i, en conseqüència, a l'alineació dels

diferents bancs respecte a l'eix de l'ondulador. En línies generals, el procés de muntatge és un procés gairebé artesanal on s'ha de tenir molta cura amb les forces d'atracció i/o repulsió entre els imants per poder col·locar els capçals en la posició correcta.

En aquest punt cal recordar que el muntatge es realitzarà dues vegades per testejar la fiabilitat del nostre model d'inhomogeneïtats a l'hora d'avaluar l'error de fase.

### 10.3 Procés de construcció del segment d'ondulador

En aquest apartat ja tenim la base alineada respecte els eixos dels nostres bancs de mesura, i podem col·locar el primer mòdul de la sèrie, fruit del procés d'optimització de l'ordenament: el singlet HN008.

Introduïm aquest mòdul per l'extrem oposat on hi ha el mur d'alumini i el desplaçem fins a tocar aquesta paret. Estrenyem els dos cargols superiors del capçal per fixar-lo a la base.

El següent pas es mesurar-lo amb el fil basculant i comparar el resultat amb el valor predit segons el model d'inhomogeneïtats i les dades del fil fix tibant.

En referència al procés de mesura, per determinar l'alçada correcte del fil, és a dir, per realitzar les mesures a la mateixa distància que amb el fil fix tibant –a 2.65 mm de la superfície dels blocs, que correspon a un entreferro de 5.3 mm–, girem la bobina 90° perquè quedi paral·lela a la base. Amb la bobina en aquesta posició l'anem baixant fins a tocar el bloc i la pugem 2.65 mm. Aquest procediment es va realitzar només el primer cop amb el primer singlet. Mesurant amb el nivell òptic *Leica 2000*, esmentat al capítol §3.3, es va confirmar que en aquesta posició el fil estava a l'alçada correcta.

Un cop determinada la posició vertical de la bobina hem de buscar quina és la coordenada de la regleta òptica del fil basculant que correspon a la posició de l'eix de l'ondulador. Aquest paràmetre es va determinar per construcció, ja que ha de ser just el punt mig del mur on es recolza el primer mòdul. Seguint el mateix procediment que hem usat per a l'alineament transversal, determinem el punt mig del mur mesurant amb la bobina en posició vertical a les dues arestes laterals de la paret. L'eix de l'ondulador correspon al valor mitjà de les dues coordenades obtingudes.

Tot el procés de construcció del segment d'ondulador va ser controlat a través de les mesures magnètiques amb el fil basculant. Es tracta d'un procés pas a pas que podem esquematitzar d'aquesta manera:

- i. Introduïm un mòdul pels dos solcs laterals i el desplaçem al llarg de la base fins a posicionar-lo molt a prop del mòdul anterior.

Els mòduls s'han d'afegir sense cargolar els dos espàrrecs superiors del capçal de manera que els peus rectangulars pugin lliscar sense massa fregament pels solcs laterals de la base.

- ii. Col·loquem  $200 \mu\text{m}$  de kapton entre mòduls per ajustar el període nominal de l'ondulador.

Els blocs magnètics són una mica més amples que els capçals, però més primers que les dimensions nominals ( $1/4$  de període) tal com reflecteixen els resultats de les mesures mecàniques presentades amb detall al capítol 4. El procés de muntatge ja preveu un dèficit de  $200 \mu\text{m}$  per període, i per aquest motiu introduïm dues capes de kapton (una de  $75 \mu\text{m}$  i una altra de  $125 \mu\text{m}$ ) entre mòduls consecutius per assolir el període nominal. Com hem comentat anteriorment, es van dissenyar dues galgues per controlar i verificar que durant tot el procés el període romanguí constant.

- iii. Ajuntem aquest mòdul amb el mòdul anterior tot empenyent-lo contra el regle utilitzat per garantir l'alineament transversal.

En acostar un mòdul contra l'altre, cal vèncer les forces de repulsió (o d'atracció) que poden arribar a ser molt fortes. L'estratègia que es va utilitzar va ser la d'acostar el capçal fins a començar a notar la força magnètica exercida pel conjunt de mòduls anteriors sobre el nou. Tot seguit procedim a acostar primer una banda del capçal, el fixem a la base lleugerament, i apropem l'altre peu una mica més enllà del primer, el fixem, i així fins que els mòduls es toquen i queden units fermament tot mantenint la pressió sobre el regle rectificat.

- iv. Fixem el mòdul a la base amb els cargols superiors del capçal.
- v. Mesurem 3 cops les components vertical i horitzontal de la primera integral de camp amb el fil basculant, i amitjanem els resultats.



- vi. Comparem el valor de la component vertical  $I_y(0)$ , és a dir, la integral de camp a l'eix de l'ondulador, amb el valor predit segons el model d'inhomogeneïtats i les mesures amb fil fix tibant.
- vii. Col·loquem el següent mòdul (punt 1).

Totes les mesures es controlen mitjançant una interfície gràfica dissenyada amb IgorPro. El rang de mesura és de  $\pm 100$  mm respecte l'eix, adquirint dades cada 2.5 mm. Es van dur a terme 3 mesures per mòdul per després amitjanar els resultats.

## 10.4 Resultats i conclusions

Hem comparat la integral vertical de camp mesurada amb el banc de fil basculant amb la simulació del model d'inhomogeneïtats usant Radia, i també amb la predicció basada en les mesures experimentals del fil fix tibant.

### 10.4.1 Efecte de la susceptibilitat magnètica

Hom esperaria el resultat teòric d'aplicar el principi de superposició a cada pas, equivalent a sumar una a una les integrals de camp mesurades amb el fil fix tibant. El fil basculant hauria de donar un resultat semblant i cal veure si el model d'inhomogeneïtats prediu amb prou precisió què obtindrem a mesura que anem afegint mòduls a l'arranjament magnètic.

La figura 10.5 mostra els resultats teòric i experimentals del primer mòdul (singlet HN008). Com es pot apreciar, totes dues mesures experimentals –amb bobines, basades en el principi d'inducció– i el resultat predit pel model d'inhomogeneïtats coincideixen raonablement bé a l'eix:  $-4.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ,  $-6.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  i  $-3.9 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per a les mesures amb el fil fix tibant, el fil basculant i el model teòric, respectivament. El pitjor ajust s'observa a les vores, possiblement perquè el mur que determina la posició del singlet està lleugerament inclinat al voltant de l'eix vertical, o bé per algun error associat al procés de mesura amb el fil basculant. En tot cas, es tracta de diferències poc significatives ( $\approx 2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ).

Un cop finalitzada la mesura del primer mòdul introduïm el segon (triplet n°13 format

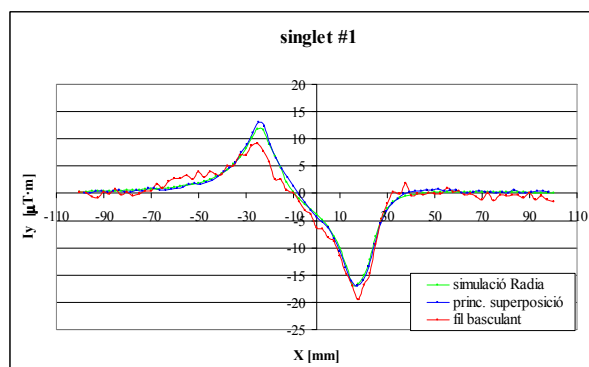


Figura 10.5:  $I_y(x)$  per al primer mòdul (singlet HN008) mesurat amb el fil basculant i el fil fix tibant (en blau), i el predit segons el model d'inhomogeneïtats (Radia). Les dades venen donades en  $\mu T \cdot m$ .

pels blocs VN018, HS001, VS017). Mesurem 3 cops i amitjanem els resultats. La figura 10.6 mostra els resultats teòric i experimentals de l'acoblament entre el primer i el segon mòdul (primer període complet).

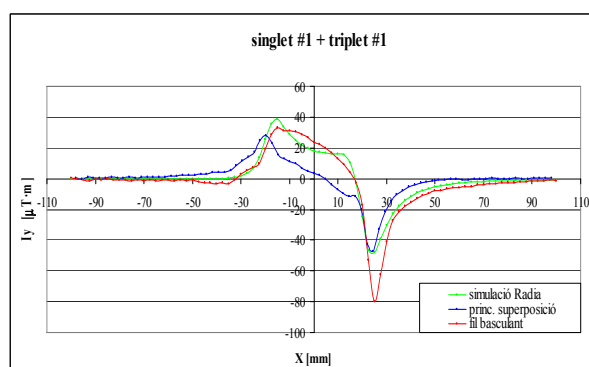


Figura 10.6:  $I_y(x)$  a l'eix de l'ondulador generat pel primer període assemblat. En aquesta configuració magnètica s'aprecia les discrepàncies entre el principi de superposició i les mesures experimentals.

La mesura amb el fil basculant s'aproxima prou bé amb la simulació feta a partir del model de blocs inhomogenis però, en canvi, la predicció feta basada en la simple superposició de les mesures del fil fix tibant discrepa significativament. Vol dir això que no es pot aplicar el principi de superposició en alguns passos intermedis?

En certa manera, això era previsible, ja que la permeabilitat magnètica dels blocs és lleugerament diferent de la unitat, (vegeu la taula 1.1). El que s'ha d'estudiar és per què

en alguns casos sembla que la integral de camp total sí obeeix el principi de superposició i en d'altres no, és a dir, quina ha de ser la configuració magnètica per tal que la integral de camp total es pugui predir aplicant la superposició de resultats del fil fix tibant.

L'estratègia seguida va ser la d'avaluar la contribució relativa de cada component de la susceptibilitat. La figura 10.7 mostra la simulació de la integral de camp d'un període complet arbitrari (singlet+triplet), per a valors diferents de les components de la susceptibilitat magnètica.

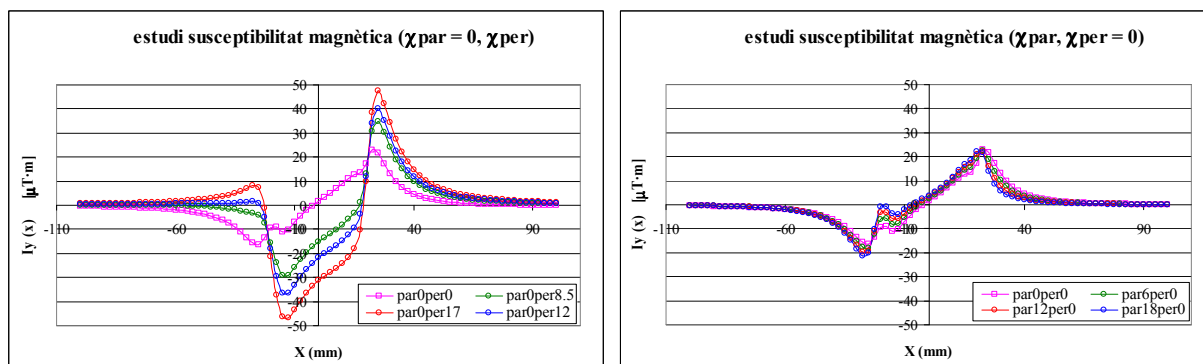


Figura 10.7: Integral de camp simulada d'un arranjament magnètic de 4 blocs arbitraris per diversos valors de les components perpendicular ( $\chi_{par} = 0, \chi_{per}$ ) i paral·lela ( $\chi_{par} = \chi_{per} = 0$ ) de la susceptibilitat  $\chi$ . Dades en  $\mu T \cdot m$ .

La diferència entre les corbes anteriors i el resultat d'aplicar el principi de superposició ( $\chi_{par} = \chi_{per} = 0$ ) es mostra a la figura 10.8.

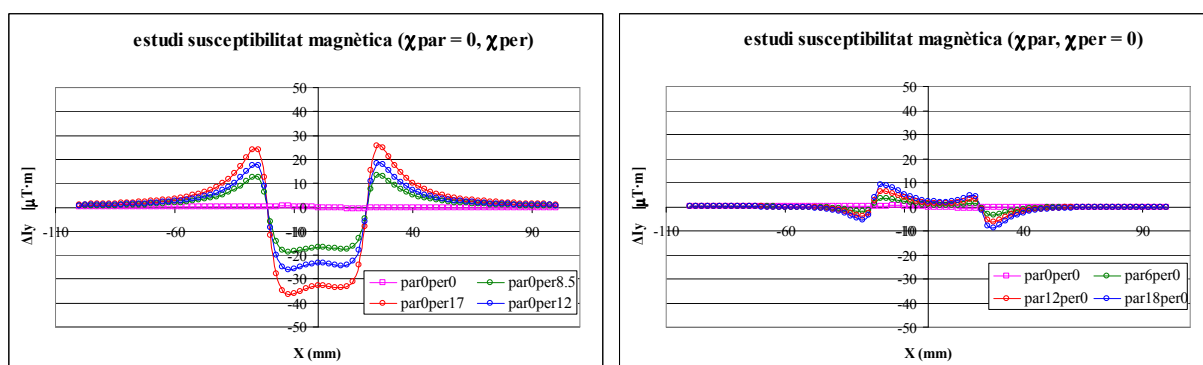


Figura 10.8: Diferència entre les corbes  $I_y$  de la figura (10.7) i el cas particular  $\chi_{par} = \chi_{per} = 0$ . Dades en  $\mu T \cdot m$ .

Aquesta informació és interessant per entendre les propietats dels arranjaments d'imants permanents amb què es fabriquen els dispositius d'inserció. Les conclusions de l'anàlisi teòrica dut a terme<sup>1</sup> es poden resumir així:

- I. El principi de superposició el podem aplicar per calcular la integral de camp d'arranjaments magnètics de blocs *PPM* a partir de les signatures individuals dels mòduls assemblats, sempre que la distribució de camp tingui una simetria ben definida al llarg de l'eix longitudinal.
- II. Les desviacions respecte del principi de superposició, en el cas de tenir un arranjament no simètric, estan dominades pel valor de la component perpendicular de la susceptibilitat del material magnètic,  $\chi_{\perp}$ .

Per tant, cada vegada que afegim un singlet, és a dir, quan en total tenim un singlet més que de triplets, es complirà el principi de superposició. Mentre que, cada vegada que completem un període –acabat en un triplet– no es podrà aplicar aquest principi, i la predicció de quina serà la integral de camp total s'haurà de fer a partir de models teòrics com, per exemple, el model d'inhomogeneïtats presentat en aquesta tesi.

En resum, podem confiar en la suma directa de les mesures amb el fil fix tibant en el cas de combinacions magnètiques tipus: S–T–S, S–T–S–T–S, S–T–S–T–S–T–S, etc. . . . Mentre que obtindrem desviacions respecte el principi de superposició en el cas de combinacions tipus: S–T, S–T–S–T, S–T–S–T–S–T, etc. . . .

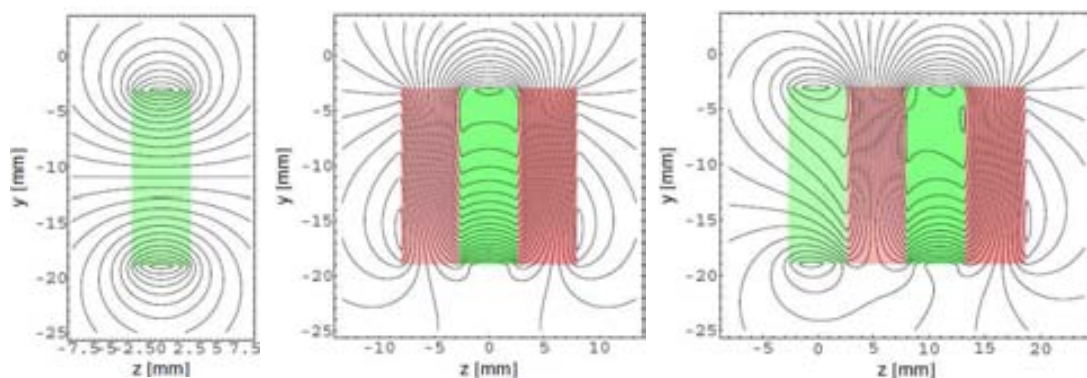


Figura 10.9: *Línies de camp magnètic en el cas d'un singlet, un triplet i d'un període complet.*

<sup>1</sup>Marcos, Jordi. (2011): “Effect of finite susceptibility on the superposition of permanent magnet blocks for assembling undulator arrays”. Document intern, Alba.

La figura 10.9, on es mostren les línies de camp magnètic d'un singlet, un triplet i un període sencer, descriuen gràficament aquest efecte.

Per il·lustrar l'efecte de la susceptibilitat –de fet, de la seva component perpendicular– en els passos intermedis acabats en períodes sencers, a la figura 10.10 mostrem la diferència entre les mesures amb el fil basculant i l'aplicació del principi de superposició a les mesures amb el fil fix tibant (quadrats blaus) a l'eix de l'ondulador durant el procés de muntatge. Amb quadrats vermells mostrem la diferència entre les mesures a l'eix realitzades amb el fil basculant i les prediccions del model teòric,

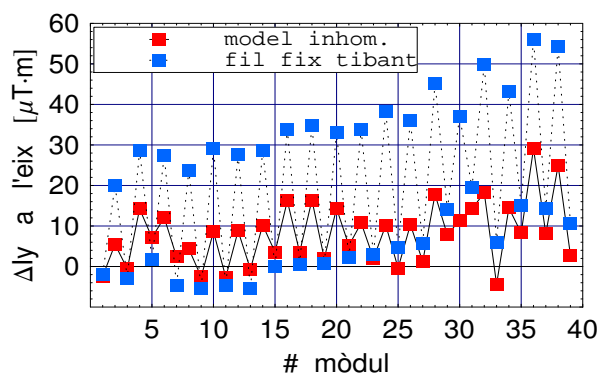


Figura 10.10:  $\Delta I_y(0)$  a l'eix de l'ondulador comparant les mesures del fil basculant amb el model teòric  $I_y(\text{fil basculant}) - I_y(\text{model})$  i amb les mesures del fil fix tibant,  $I_y(\text{fil basculant}) - I_y(\text{fil fix tibant})$ .

Els mòduls senars corresponen als singlets i els parells als triplets. Es pot apreciar clarament que cada cop que afegim un triplet la discrepància entre el principi de superposició i la mesura augmenta notablement ( $I_y(0) > 50 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  en algun pas del procés de muntatge), mentre que el model d'inhomogeneïtats s'ajusta raonablement bé a la mesura amb el fil basculant. En configuracions magnètiques antisimètriques, tant el model teòric com les dues mesures experimentals presenten una bona concordança.

## 10.4.2 Control del procés de muntatge

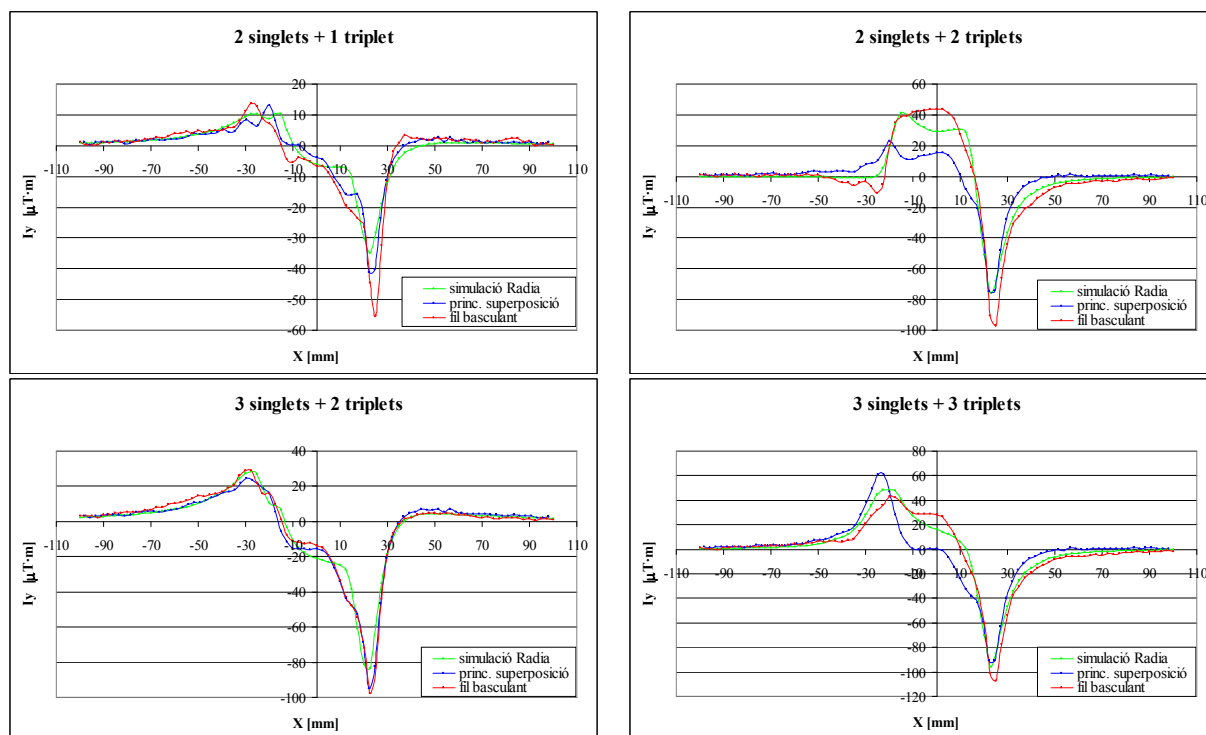
Durant el control del procés de muntatge va quedar reflectit el fet que acabem d'explicar, ja que es mesurava la primera integral de camp –tant la component vertical com l'horitzontal–, cada vegada que s'afegia un mòdul. Per obtenir el valor  $I_y(x)$  o  $I_x(x)$  ge-

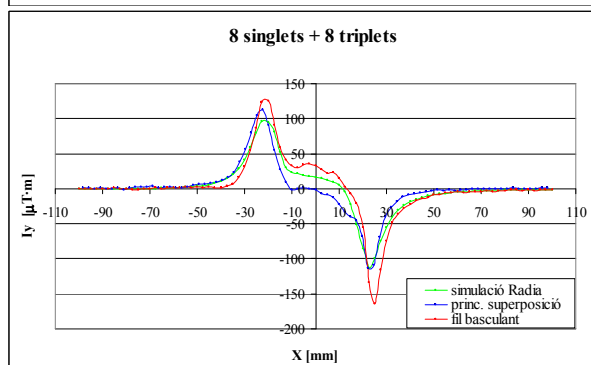
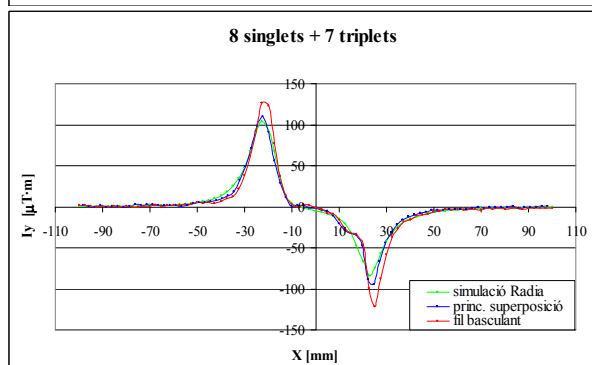
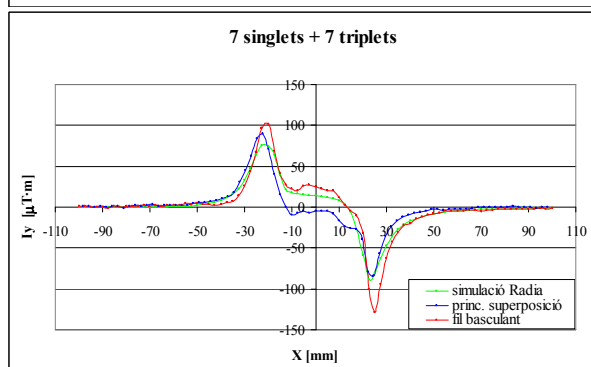
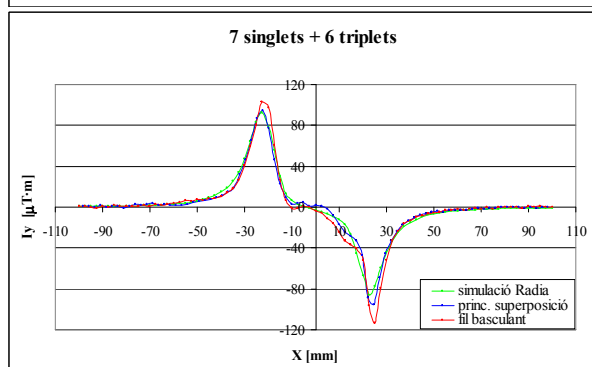
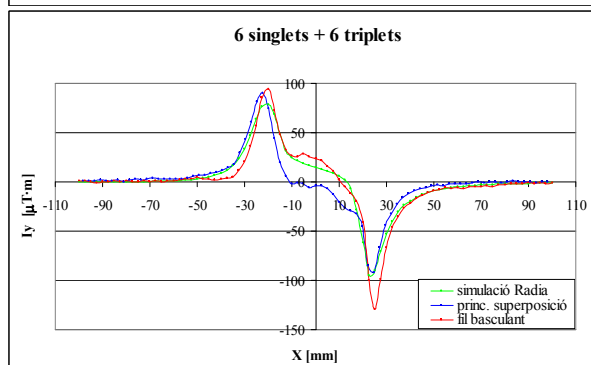
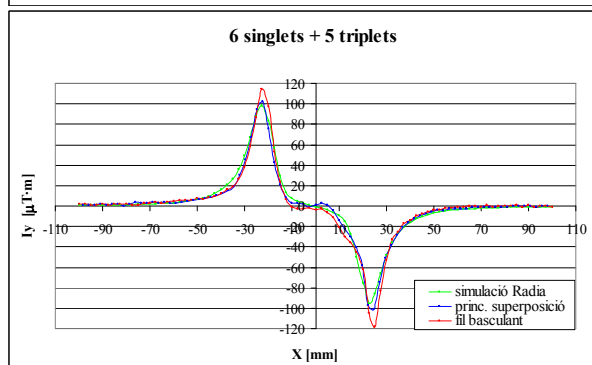
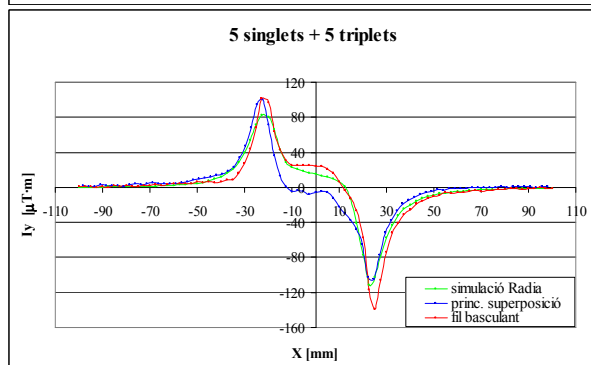
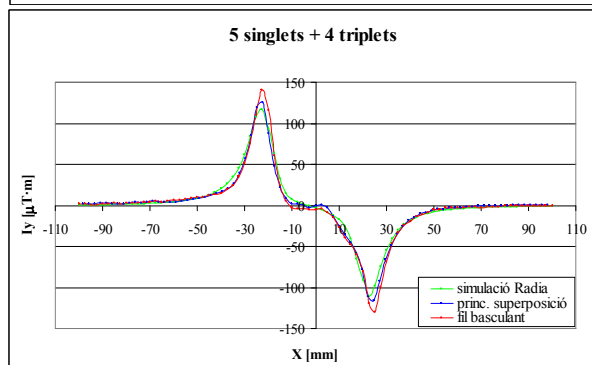
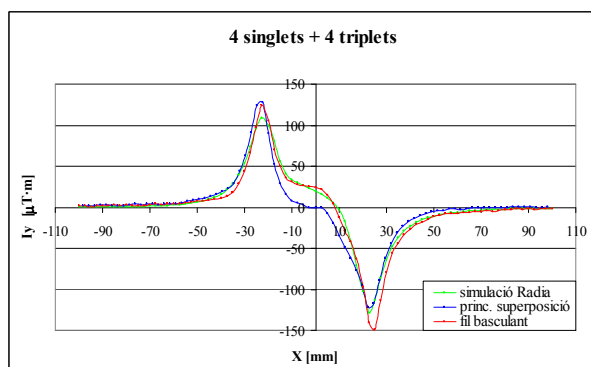
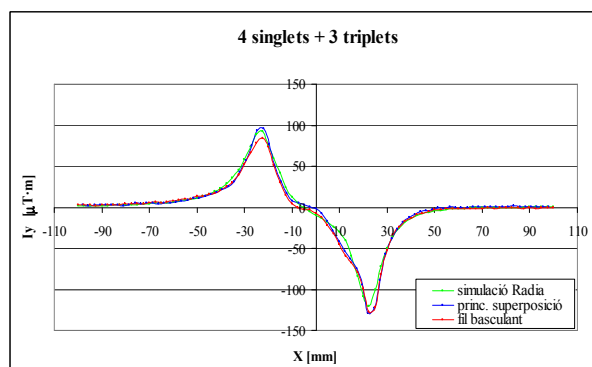
nerats exclusivament pels mòduls magnètics muntats, es va mesurar la integral de camp generada pel camp ambient abans de col·locar el primer mòdul:

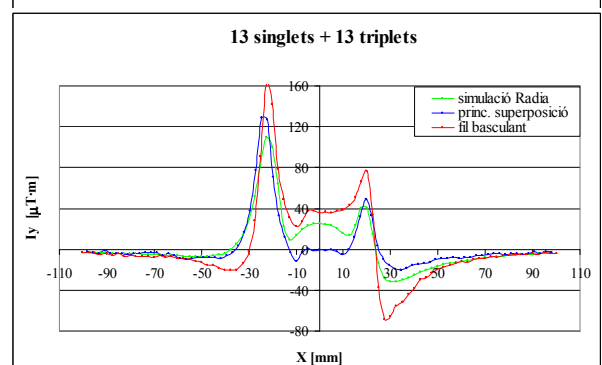
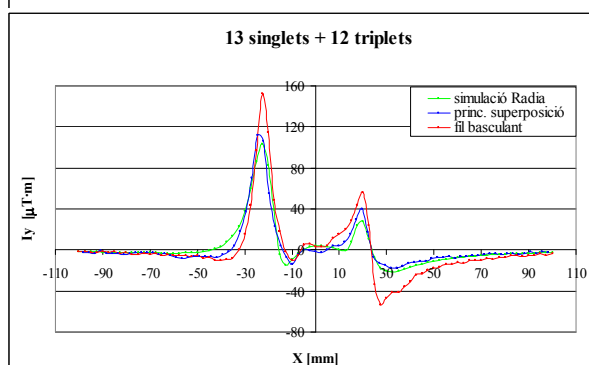
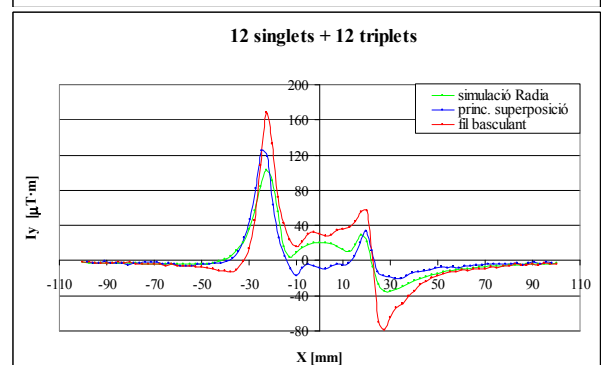
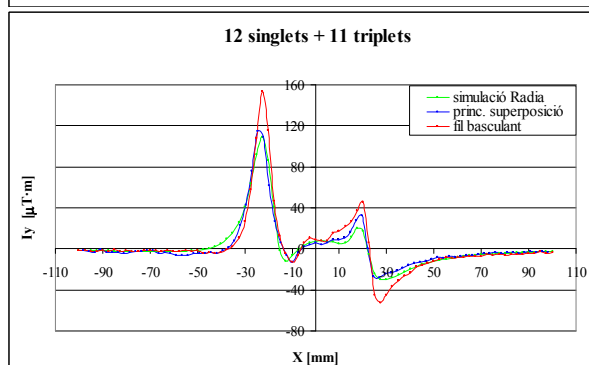
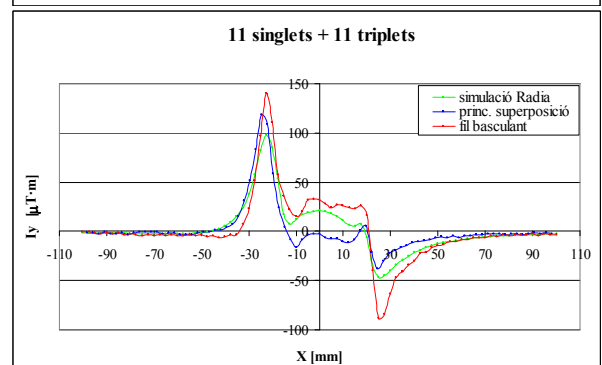
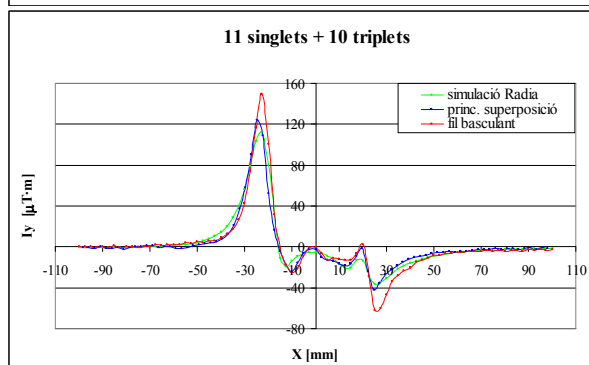
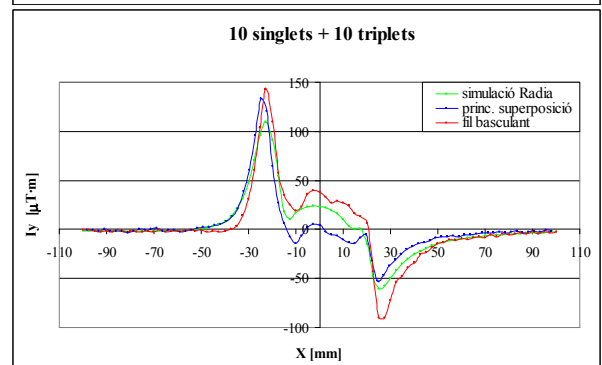
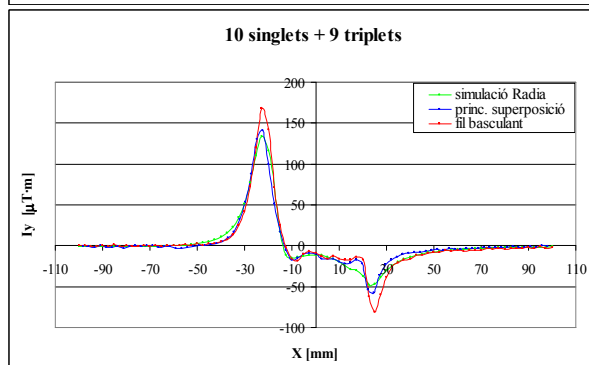
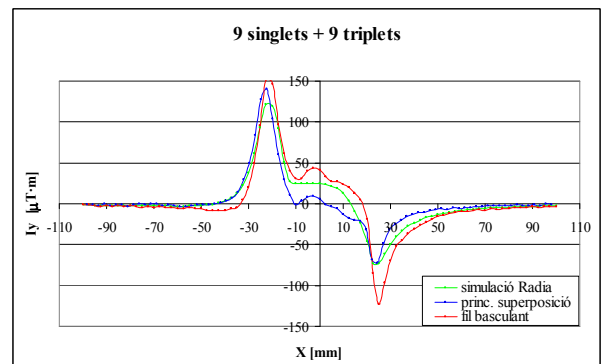
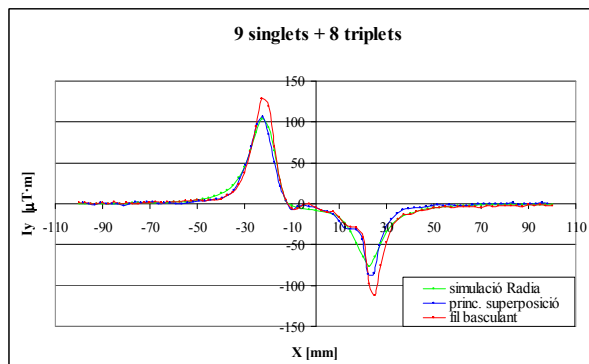
$$I_x^{amb} = \int B_x^{amb}(x) dx \quad I_y^{amb} = \int B_y^{amb}(x) dx \quad (10.2)$$

El valor de l'expressió (10.2) en cada punt mesurat es va restar de les mesures dels mòduls per tal d'obtenir la integral de camp generada únicament pels blocs.

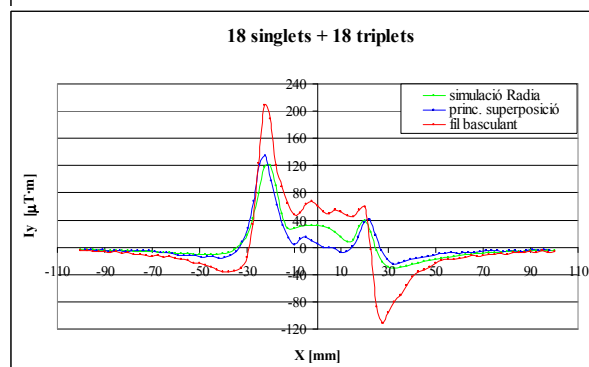
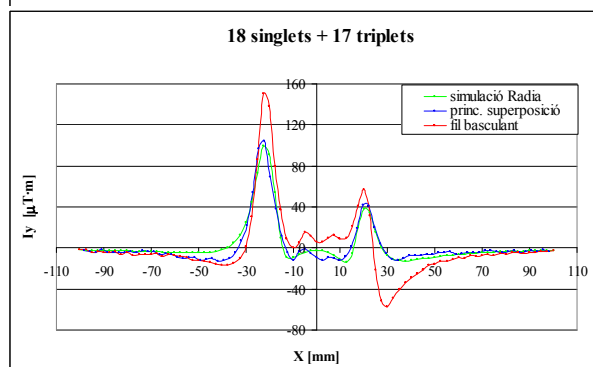
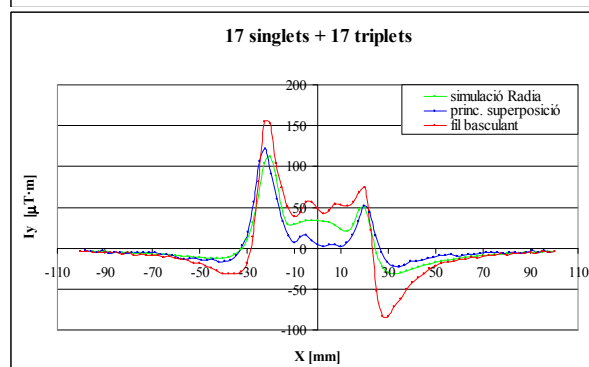
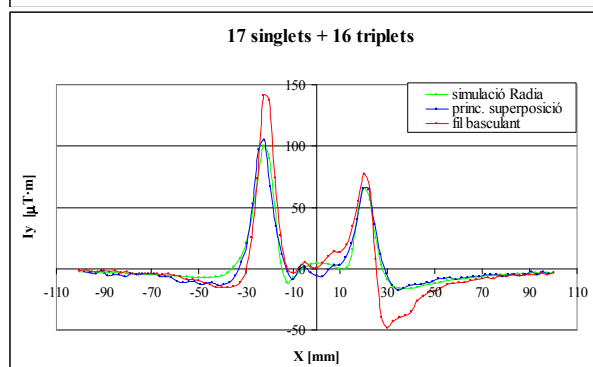
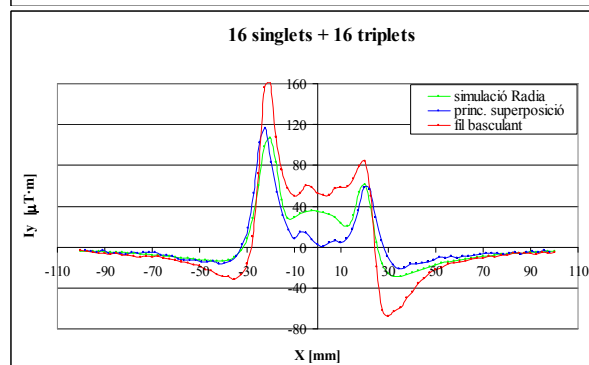
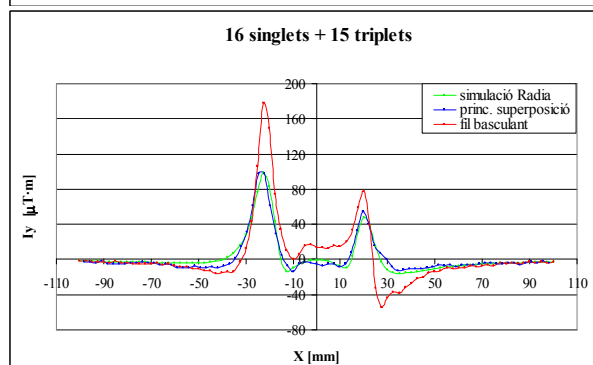
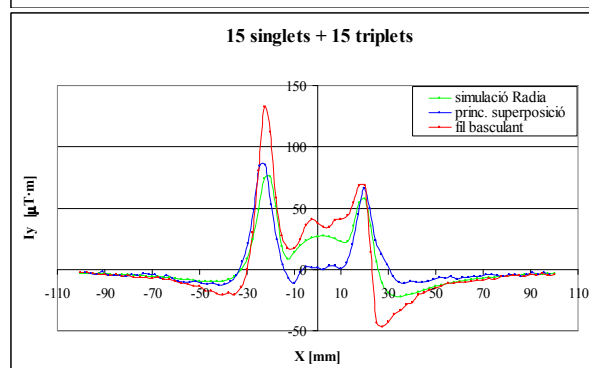
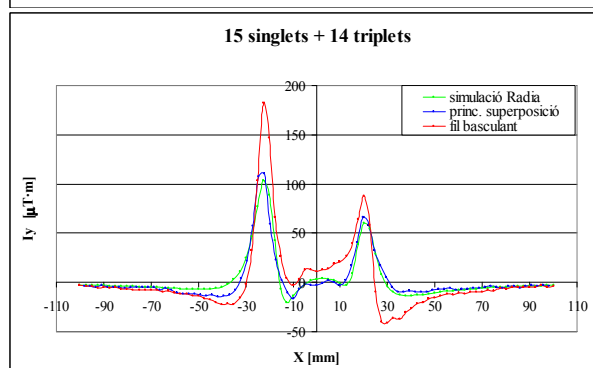
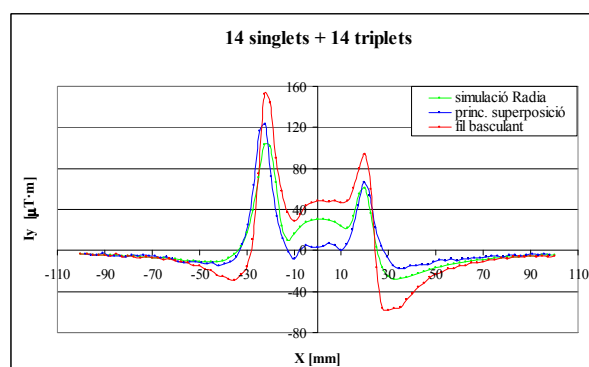
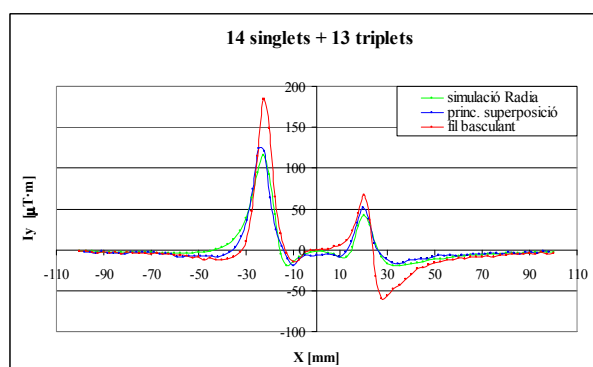
El conjunt de figures 10.11 mostra els resultats de les mesures amb el fil basculant per a la resta de mòduls, juntament amb les prediccions associades al principi de superposició i els resultats de la simulació aplicant el nostre model teòric. Aquest procés de seguiment, a més d'ésser efectiu, és ràpid i permet rectificar errors de muntatge in-situ.











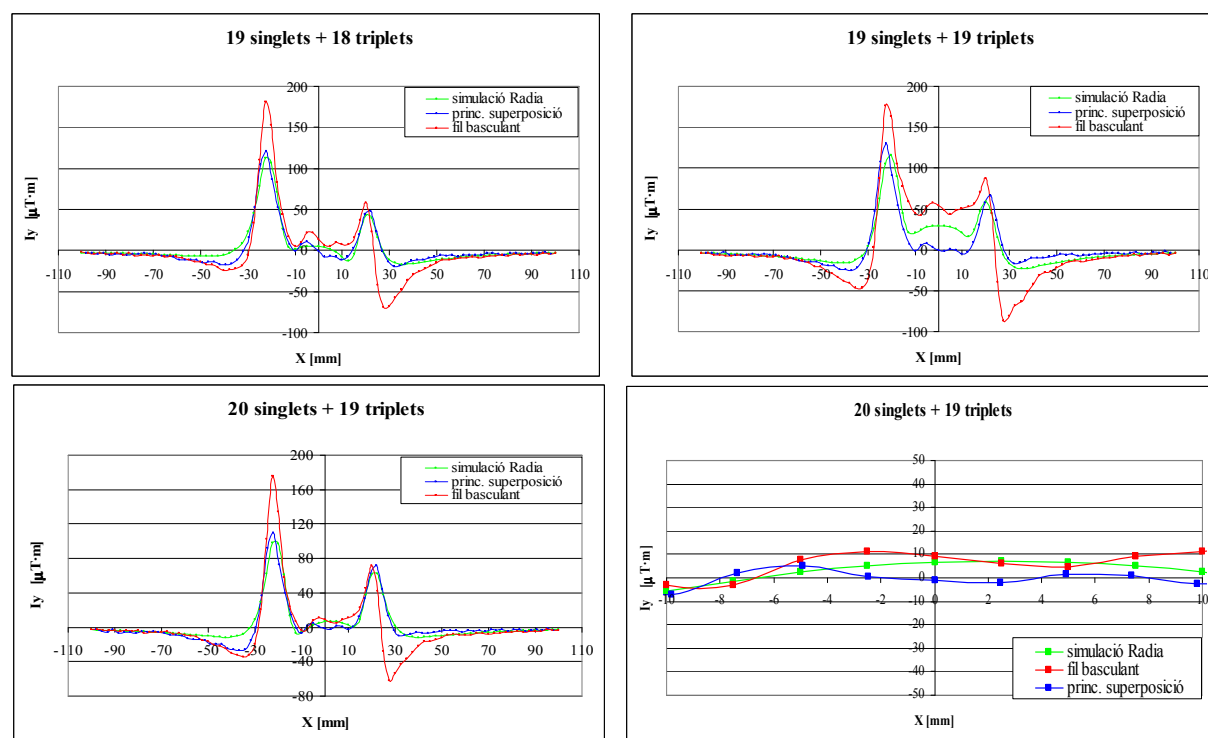


Figura 10.11: Dependència transversal de la integral de camp vertical a l'eix de l'ondulador, muntat mòdul a mòdul. Els tres conjunts de dades corresponen a la mesura realitzada amb el fil basculant (“filbasculant”), a l'estimació resultat d'aplicar el principi de superposició a les dades del fil fix tibant (“princ. superposició”), i al càlcul amb Radia a partir del model d'inhomogeneïtats (“simulació Radia”). Es pot apreciar en el conjunt de figures de la banda esquerra que les mesures amb el fil basculant s'ajusten a les prediccions fetes tenint en compte el principi de superposició. Pel que fa a les simulacions amb radia, les mesures corroboren les simulacions excepte a les vores dels blocs, on els defectes de muntatge provoquen pics no desitjats en la integral de camp. La darrera figura de la dreta mostra un detall a la zona de camp bo ( $\pm 10$  mm).

El seguiment del muntatge corrobora les prediccions del model teòric basat en la caracterització de les inhomogeneïtats magnètiques, ja que s'ajusten a les dades experimentals amb errors dins d'un interval de  $[-4, 29] \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , en el nostre cas. En referència a la superposició de resultats amb el fil fix tibant, hom esperaria una integral total de camp de  $-1 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . Per tant, les desviacions respecte d'allò predit pel principi de superposició són de  $\sim 10 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  ( $I_y(0) = 9.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ) i  $\sim 7.5 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  ( $I_y(0) = 6.5 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ) per a les mesures amb el fil basculant i el model teòric, respectivament.

### 10.4.3 Determinació dels paràmetres de l'ondulador

Fins ara hem estudiat l'ondulador en termes d'integral de camp, i hem obtingut un valor de la 1<sup>a</sup> integral de camp a l'eix menor de  $10 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per a un entreferro teòric de 5.3 mm, un resultat força satisfactori.

D'altra banda, per poder avaluar els resultats teòrics obtinguts a través del model d'inhomogeneïtats, és necessari ajustar millor els paràmetres més rellevants. En aquest sentit, ja que prenem el fil basculant com el nostre sistema de referència, el podem fer servir per ajustar millor aquests paràmetres. Per exemple, en el cas de configuracions magnètiques no simètriques, és a dir, quan tenim muntats un nombre enter de períodes, les mesures amb el fil basculant ens aporten informació sobre el valor de les components de la susceptibilitat magnètica.

En el nostre model, aquests paràmetres venien donats pels valors que l'aplicació Radia dona per defecte al NdFeB. Hem ajustat les simulacions a les dades experimentals per tal d'obtenir uns valors més realistes de la susceptibilitat magnètica d'aquest material. Els valors finals de  $\chi_{\parallel} = 0.06$  i  $\chi_{\perp} = 0.1$  coincideixen perfectament amb els obtinguts en d'altres laboratoris que han estudiat el comportament de la susceptibilitat del NdFeB en funció de la temperatura.<sup>2</sup> Aquest ajust ja està reflectit en les gràfiques de la figura 10.11.

Dit això, anem a determinar els paràmetres més rellevants que configuren les característiques tècniques de l'arranjament magnètic.

La llista següent fa referència al conjunt de propietats que calcularem:

- i. Període magnètic mitjà de l'ondulador
- ii. Deflexió del feix (1<sup>a</sup> integral)
- iii. Trajectòria del feix (2<sup>a</sup> integral)
- iv. Components del paràmetre de deflexió  $K_x$  i  $K_y$
- v. Paràmetre de deflexió efectiva  $K_{ef}$

---

<sup>2</sup>Chavanne, J., Le Bec G. (2009): "Simulation of NdFeB permanent magnets at low temperature", *Proceedings of PAC*, ps. 327–329, Vancouver.

URL <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/PAC2009/papers/mo6pfp085.pdf>

- vi. Posició dels màxims de camp
- vii. Pic de camp vertical
- viii. Fase de les components de camp
- ix. Avanç de fase òptica

Per poder calcular les característiques de l'ondulador necessitem mesurar el camp d'inducció al llarg de l'eix de l'ondulador.

Les figures següents, 10.12 i 10.13, mostren el procés de mesura de l'arranjament magnètic amb el banc Hall des de dos plans diferents.



Figura 10.12: *Imatge del braç del banc Hall mesurant el camp local a l'eix de l'ondulador.*



Figura 10.13: *Imatge del moviment del banc Hall sobre l'ondulador. Els punts, creus i fletxes negres situats a un lateral dels capçals dels triplets corresponen a la direcció de la imantació de cada bloc.*

Però per mesurar a l'eix de l'ondulador i a la mateixa posició vertical que en el cas del fil basculant primer s'ha de conèixer la correspondència entre els eixos del banc Hall i els eixos del fil basculant. Tot seguit expliquem com determinem el vector que ens dóna aquesta relació.

### **Eix vertical**

Comencem per l'eix vertical. Col·loquem la bobina en posició vertical, ja que tenim l'avantatge, en aquest cas, que l'amplada de la bobina (4.36 mm) és comparable al gruix

del capçal (4 mm). Amb l'ajut d'una lupa toquem la part superior de la bobina amb una aresta del capçal i baixem la posició del capçal 180  $\mu\text{m}$ . L'error comès en la determinació del pla vertical és només d'algunes desenes de micres.

Però fer ús només d'arguments geomètrics no és cap garantia, ja que estem suposant, en aquest cas, que els sensors Hall estan just al pla mig del capçal, però podria no ser així. Podem alinear el capçal amb la bobina, però a l'hora de mesurar cal saber on són les sondes respecte el centre del capçal.

Per esbrinar l'alçada real de les sondes respecte la superfície dels blocs, vam mesurar el camp local en un punt a varies distàncies d'un bloc **VN**, en un rang de 2.9 mm, començant des de gairebé tocar els imants i pujant cada 0.1 mm. El resultat es mostra a la figura 10.14 on acompanyem les dades experimentals amb la gràfica 10.15, que hom esperaria d'aplicar la fórmula teòrica:

$$B_{y0} = \frac{1.72}{2} B_r \exp\left(-\pi \frac{g}{\lambda}\right)$$

on  $g$  = dimensió de l'entreferro (10.3)

$\lambda$  = període de l'ondulador

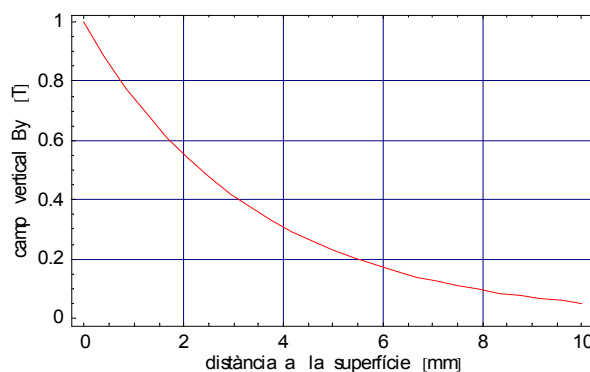
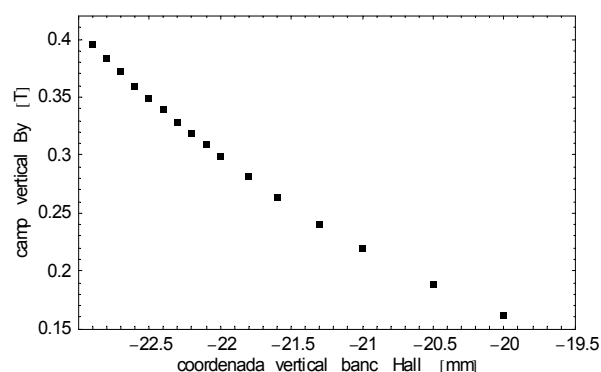


Figura 10.14: *Camp vertical  $B_y$  en funció de la coordenada de l'eix vertical del banc Hall.* Figura 10.15: *Camp vertical  $B_y$  teòric en funció de la distància a la superfície de l'ondulador.*

La comparació entre les dades teòriques i experimentals ens va permetre determinar amb precisió el valor de l'entreferro. La mesura més propera a la superfície dels blocs correspon a 6.65 mm.

Per corroborar aquest resultat, vam fer una mesura de l'ondulador sencer a la distància més propera de la superfície dels blocs. La figura 10.16 mostra el perfil del valor absolut

del camp als pols  $z_p$ ,  $|B_y(z_p)|$ , mesurat experimentalment i simulat per a dos entreferros: 6.65 i 6.8 mm.

En la mesura experimental, el valor absolut mitjà dels pics és de 0.3672 T i, en el model teòric, de 0.3668 T i 0.3600 T per a un entreferro de 6.65 i 6.8 mm, respectivament. Com es pot apreciar, la simulació a 6.65 mm coincideix amb la mesura experimental (vegeu taula 10.4, pàg. 260).

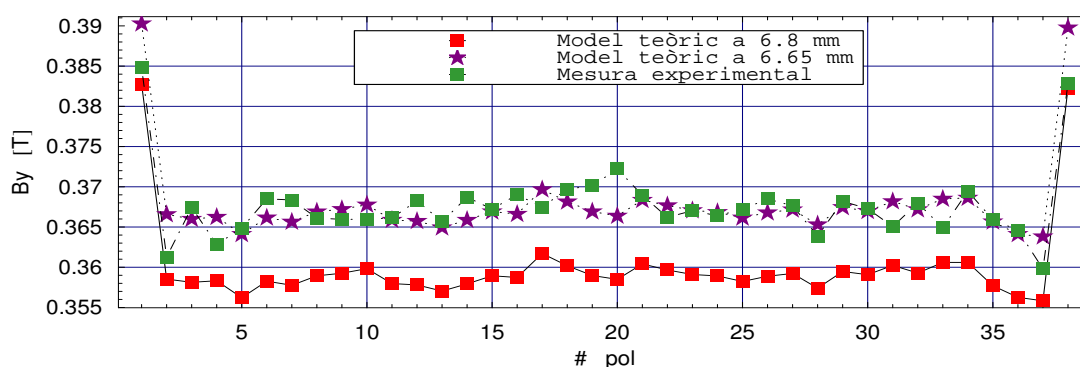


Figura 10.16:  $B_y$  als pols reals de l'ondulador, mesurat experimentalment i avaluat amb el model teòric per dos entreferros: 6.65 i 6.8 mm. La distància entre pols ens ha servit per fer una estimació del període mitjà.

Les mesures a diferents posicions verticals les farem a les següents dimensions d'entreferro: 6.65, 7.85, 8.85, 9.85, 14.85, 19.85 i 29.85 mm, i el model de simulació el configurarem també per aquests set valors.

## Eix horitzontal

Per alinear les sondes amb l'eix de l'ondulador seguim un camí semblant a l'utilitzat per l'eix vertical i posicionem el capçal de tal manera que el seu pla de simetria quedi alineat amb la bobina, que hem posat en posició vertical. Fent ús de les arestes laterals del capçal –i sabent les seves dimensions– aquí sí que podem deduir la posició correcta de les sondes Hall per construcció. Amb aquesta metodologia, les variacions del camp magnètic a banda i banda de l'eix de l'ondulador són negligibles dins del rang d'error comès en la determinació de la posició.

## Dependència del senyal amb les dimensions de l'entreferro

Per calcular els diversos paràmetres del dispositiu: trajectòria i deflexió de sortida del feix, error de fase, període real de l'ondulador, paràmetre de deflexió, etc... per a diferents valors de l'entreferro, necessitem mesurar les components vertical i horitzontal de la integral de camp a aquests mateixos valors. Les dimensions d'entreferro escollides van ser: 6.65, 7.85, 8.85, 9.85, 14.85, 19.85 i 29.85 mm, respectant aquest ordre.

La figura 10.17 mostra com la variació de la integral vertical de camp a l'eix de l'ondulador mesurant a diferents alçades és comparable a la resolució del fil basculant ( $0.05 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ), mentre que la integral a les vores decau amb la distància. Completem la informació adjuntant la figura 10.18 amb les dades de les components de la primera integral de camp vertical, en magenta, i horitzontal, en vermell, a l'eix de l'ondulador.

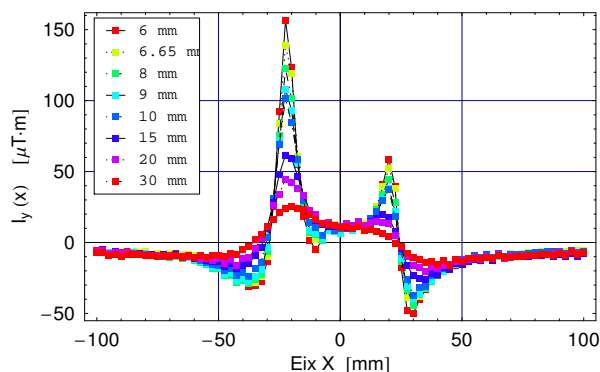


Figura 10.17:  $I_y(x)$  en funció de la distància a la superfície dels blocs.

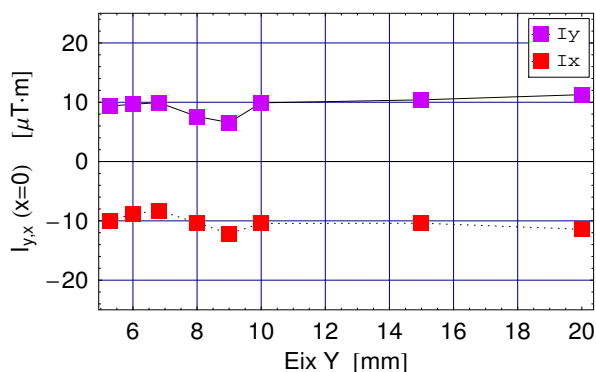


Figura 10.18:  $I_{y,x}(x)$  a l'eix de l'ondulador per a diverses alçades sobre la superfície dels blocs.

Les oscil·lacions de  $I_x(0)$  i  $I_y(0)$  a l'eix de l'ondulador no són significatives, ja que es troben en un rang estret de  $[0.07, 0.12] \mu\text{T}\cdot\text{m}$ , que està dins de la precisió del banc. Tot i així, la determinació dels paràmetres de l'ondulador que presentem a continuació es va realitzar tenint en compte els valors exactes obtinguts amb el fil basculant.

Utilitzem el banc Hall per obtenir el camp magnètic local. Primer mesurarem l'offset de les sondes Hall introduint-les dins la cambra de buit magnètic descrita al §3.4.1. Adquirim un mínim de 20 mesures per a cadascuna de les tres sondes i amitjanem els resultats. Traiem el capçal de dins la cambra i situem les sondes a 3.325 mm per sobre de l'arranjament magnètic.

Mesurant en mode “al vol” vam escombrar una distància d’1 m al llarg de l’eix longitudinal amb passes de  $500 \mu\text{m}$ , seguint el protocol establert d’amitjanar les mesures d’anada i tornada. Els voltímetres es van configurar amb un temps d’integració de 60 ms i un temps mort de 10 ms. La temperatura ambient del laboratori es va mantenir molt constant:  $(22.4 \pm 0.1)^\circ\text{C}$ .

A continuació presentem els resultats. La primera distància que avaluem (6.65 mm) ens servirà per fer una introducció detallada del tractament de dades. Per a distàncies superiors presentarem els resultats en forma de taula.

**6.65 mm** Primer convertim el senyal de sortida de les sondes Hall a unitats de camp a través d’un fitxer, fet amb *llenguatge c*, que llegeix voltatge, temperatura, offsets i factors de correcció de les sondes, i dóna la sortida en unitats de camp fent ús dels termes polinòmics obtinguts en el procés de calibratge 3D dels sensors (vegeu §3.4.3). Les tres components del camp d’inducció magnètica es mostren per separat a la figura 10.19,

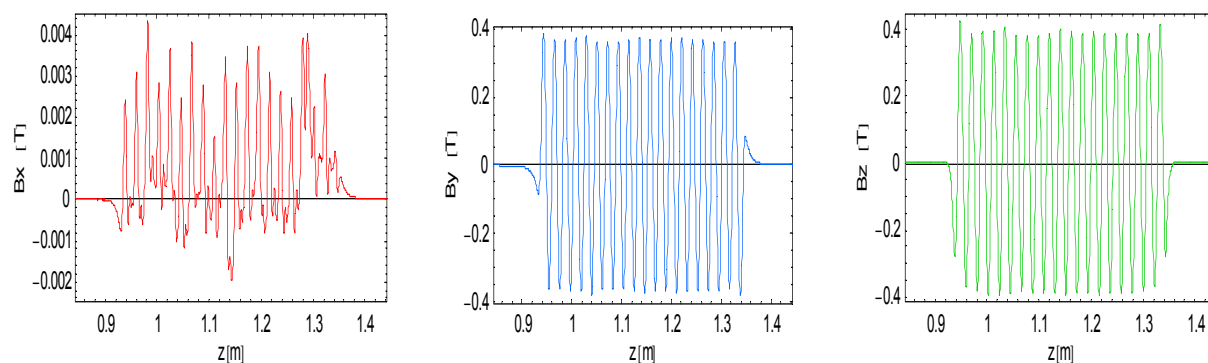


Figura 10.19:  $B_x$ ,  $B_y$  i  $B_z$  a una distància dels blocs de  $3.325 \text{ mm}$  ( $d_{\text{entre ferro}}/2$ ), a l’eix de l’ondulador. S’ha amitjanat la mesura d’anada i tornada.

Els camps  $B_y$  i  $B_z$  són periòdics, estan desfasats entre ells  $\frac{\pi}{2}$  rad, i tenen la mateixa magnitud perquè només tenim un sector magnètic de l’ondulador, circumstància que origina una component longitudinal del camp molt gran. Si poséssim un sector magnètic idèntic, però invertit, a sobre, el camp  $B_z$  seria pràcticament nul.

La component transversal,  $B_x$ , hauria de ser zero idealment, però en el nostre cas oscil·la en un rang de  $[-2, 4]$  mT aproximadament, i presenta un perfil no simètric entre els valors positius i negatius.



D'altra banda, es va mesurar un camp romanent a les vores, en totes tres components, produït per altres fonts de camp presents al laboratori: imant de calibratge, fonts de potència, motors... Per verificar que el camp romanent no era produït per l'ondulador vam mesurar el camp d'inducció a més d'1 m de distància de cada extrem de l'ondulador obtenint el mateix valor a les cues de camp que en la mesura anterior. Aquest camp es resta de les mesures.

També s'han compensat els errors intrínsecs del banc Hall. Per avaluar aquests darrers prenem com a referència el banc basculant, més adient a l'hora de mesurar camps amb una integral propera a zero. A més d'aquestes dues correccions, també se n'ha de fer una tercera: corregir la contribució de la component longitudinal  $B_z$ , que en un ondulator complet, amb les dues matrius magnètiques, no hi seria present.

La discrepància de resultats entre el banc Hall i fil basculant, el valor asimptòtic de les cues de camp i la correcció del camp  $B_z$ , ens determinarà la correcció del camp local.

Anem a calcular el **període mitjà**. Per fer-ho trobem la posició dels pols, és a dir, la coordenada longitudinal  $z_p$  on obtenim un màxim o mínim de la component  $B_y$  (amb les correccions del camp local ja aplicades):

$$\frac{\partial B_y(z)}{\partial z} = 0 \quad (10.4)$$

A partir dels pols  $z_p$  obtinguts aplicant l'equació (10.4) trobem el valor mitjà del període magnètic  $\overline{\lambda_0}$  i la seva desviació estàndard,

$$\overline{\lambda_0} = 2 \frac{\sum_{i=1}^{i=37} (z_{p_{i+1}} - z_{p_i})}{N_p - 1} \quad N_p = 38 \quad (10.5)$$

Cal remarcar el terme "magnètic" en els càlculs anteriors, ja que el període nominal –que determina la posició física dels blocs mitjançant les dues peces especials que hem usat per assemblar-los–, no té perquè coincidir amb el període magnètic, que ve dominat per la posició dels màxims i mínims del camp.

La mesura a entreferro mínim es va repetir 10 vegades obtenint en totes elles diferències del període de pocs micròmetres, tal com es pot observar a la taula 10.1.

A l'hora de determinar el període mitjà hem descartat aquells pols que –sempre i quan

n <sup>o</sup> mesura	període (mm)
1 <sup>a</sup>	21.345±0.188
2 <sup>a</sup>	21.338±0.170
3 <sup>a</sup>	21.338±0.171
4 <sup>a</sup>	21.344±0.165
5 <sup>a</sup>	21.344±0.166
6 <sup>a</sup>	21.344±0.171
7 <sup>a</sup>	21.343±0.168
8 <sup>a</sup>	21.344±0.170
9 <sup>a</sup>	21.339±0.172
10 <sup>a</sup>	21.344±0.170
<b>valor mitjà</b>	<b>21.342±0.003</b>

Taula 10.1: *Període determinat experimentalment.*

siguin un dels dos primers o dos darrers pols de l'ondulador– difereixen en el valor mitjà del període en més d'1  $\sigma$ . Així, hem descartat entre un i dos pols a banda i banda, depenent del cas, tant a les dades experimentals com en els resultats del model de simulació.

En vista dels resultats anteriors prenem 21.342 mm com a valor mitjà del període. Aquest serà el període que utilitzarem per avaluar la resta de paràmetres de l'arranjament magnètic.

Per a la determinació del període, també hem realitzat l'anàlisi de Fourier del camp i hem avaluat a quina o quines freqüències ( $1/\lambda$ ) observem pics. D'aquesta manera obtenim un pic a  $46.8526 \text{ m}^{-1}$ , que correspon a un període de 0.021344 m, que difereix en només 2  $\mu\text{m}$  del valor mitjà de la taula 10.1.

Les figures 10.20 i 10.21 mostren l'espectre de freqüències entre 0 i  $6/\lambda$  a escala lineal i entre 0 i  $10/\lambda$  usant escala logarítmica, respectivament.

D'altra banda, aplicant les equacions 10.4 i 10.5 al model de simulació de l'ondulador, obtenim un període mitjà de  $21.316 \pm 107 \text{ mm}$ , que presenta una diferència de tan sols 26  $\mu\text{m}$  amb les dades experimentals i és 16  $\mu\text{m}$  més gran que el valor nominal.

Un cop determinat el període, el següent pas és calcular la **deflexió** del feix a partir de la primera integral de camp. Primer calculem l'angle de deflexió a partir de les dades de

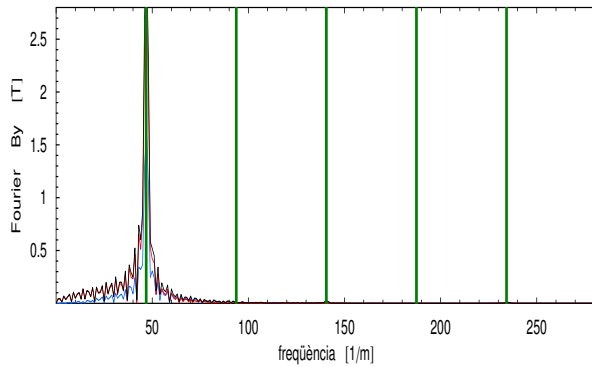


Figura 10.20: Anàlisi de Fourier per determinar el període de l'ondulador entre 0 i  $6/\lambda_0$ . En color blau tenim representada la part real, en vermell la part imaginària, i en gris el mòdul.

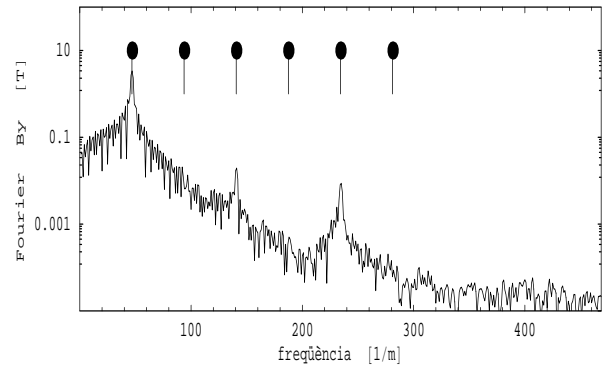


Figura 10.21: Anàlisi de Fourier per determinar el període de l'ondulador. Els punts negres indiquen la posició de  $n/\lambda_0$ , des de  $n = 1$  fins a 6. L'escala logarítmica ajudar a destacar el 3è i 5è harmònic.

les components  $B_x$  i  $B_y$  del camp local:

$$\vartheta_{x_i} = \vartheta_{x_{(i-1)}} - \frac{q}{\gamma mc} \sum_{i=1}^N \frac{B_{x_i} - B_{x_{(i-1)}}}{\delta z} \quad \vartheta_{y_i} = \vartheta_{y_{(i-1)}} + \frac{q}{\gamma mc} \sum_{i=1}^N \frac{B_{y_i} - B_{y_{(i-1)}}}{\delta z} \quad (10.6)$$

on  $i = 1, 2, 3, \dots, N=2001$  són els punts mesurats amb el banc Hall, i  $\delta z = \lambda_0/44$  per tal de discretitzar el període en un nombre enter de particions al voltant de  $500 \mu\text{m}$ . Aquesta subdivisió del període en  $\delta z$  també ens serveix per poder calcular el valor mitjà per semiperíode de la primera integral:

$$\bar{\vartheta}_{x_i} = \frac{1}{45} \sum_{j=-22}^{j=22} \vartheta_{x_{i+j}} \quad \bar{\vartheta}_{y_i} = \frac{1}{45} \sum_{j=-22}^{j=22} \vartheta_{y_{i+j}} \quad (10.7)$$

Definim l'error en la integral de camp obtinguda amb les sondes Hall com la diferència entre la integral mesurada amb el fil basculant i la calculada a partir de les dades del camp local:

$$\Delta I_j = I_j(\text{Hall}) - I_j(\text{bobina}) \quad \text{amb } j = x, y \quad (10.8)$$

Com hem comentat en paràgrafs anteriors, cal corregir la contribució de la component longitudinal  $B_z$  originada a causa de disposar només d'una única estructura magnètica.

Determinem el perfil de la correcció de les components  $B_x$  i  $B_y$  com:

$$\delta B_x \propto \tilde{B}_z^2 \quad (10.9)$$

$$\delta B_y \propto \tilde{B}_z^2 \quad (10.10)$$

on la constant de proporcionalitat és diferent per a cada component i on  $\tilde{B}_z$  és el camp  $B_z$  amb la correcció del camp de les vores ja aplicada. La figura 10.22 mostra el nivell de correcció aplicat al camp horitzontal i al vertical.

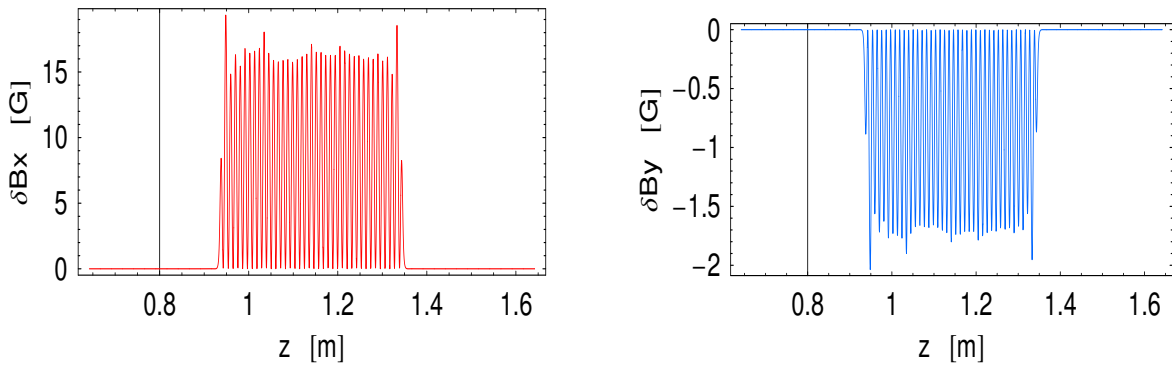


Figura 10.22: Magnitud dels camps d'inducció  $B_x$  i  $B_y$  que s'ha de corregir pel fet de disposar només d'una meitat d'ondulador, fet que ocasiona una component longitudinal del camp molt gran.

Integrem aquesta correcció i determinem per quin factor s'ha de multiplicar aquesta integral per tal que la integració de camp local sigui igual a la integració mesurada amb el fil basculant.

La deflexió així obtinguda vertical i horitzontalment es mostra a les figures 10.23 i 10.24, on es pot apreciar que la deflexió vertical ( $\approx 1 \mu\text{rad}$ ) és menyspreable en front de la component horitzontal ( $\approx 50 \mu\text{rad}$ ). Destaquem que a la sortida del dispositiu ambdues són molt petites ( $\leq 1 \mu\text{rad}$ ).

Totes les dades de deflexió estan amitjanades sobre una finestra amb una amplada d'1 període. Això mateix serveix també per a les dades sobre la trajectòria, de la que en parlarem a continuació.

Referent a la **trajectòria** del feix d'electrons, aquesta s'ha calculat seguint el mateix procediment de correccions que en el cas de la deflexió però integrant el camp una segona

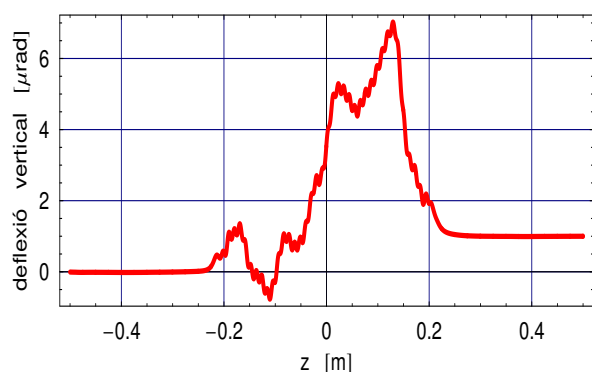


Figura 10.23: *Deflexió vertical al llarg del dispositiu obtinguda a partir de les dades del camp local.*

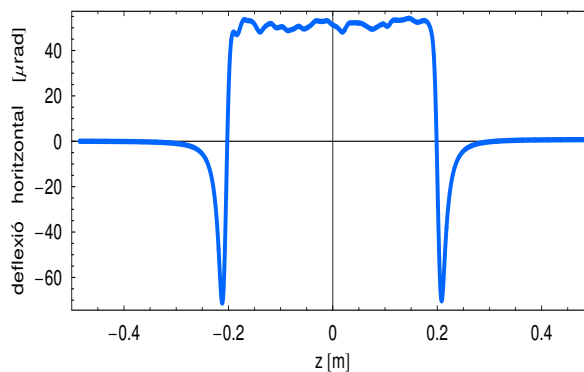


Figura 10.24: *Deflexió horitzontal al llarg del dispositiu obtinguda a partir de les dades del camp local.*

vegada. Recordem que al capítol 1 es va expressar la deflexió i la trajectòria del feix en funció de la primera i segona integrals de camp, respectivament (vegeu equacions 9.12 i 1.26, pàg. 35).

La forma del desplaçament horitzontal correspon al cas antisimètric, (vegeu figura 1.15 del primer capítol), amb un valor absolut de  $17 \mu\text{m}$  aproximadament, mentre que en la posició vertical és menor que  $2 \mu\text{m}$ . Aquests resultats són satisfactoris des del punt de vista de la influència dels onduldors a la dinàmica dels electrons a l'accelerador, que poden provocar l'efecte de desviar el feix d'electrons algunes desenes de micres en l'eix horitzontal i un factor 10 vegades més petit en l'eix vertical<sup>3</sup> (aquesta és la raó per la qual els dispositius d'inserció es fabriquen amb bobines correctores per tal de corregir l'òrbita). Les figures 10.25 i 10.26 mostren el desplaçament del feix calculat en les dues dimensions.

El següent paràmetre avaluat és el paràmetre de **deflexió K**, definit al §1.2.2. En aquest cas només hem tingut en compte la part purament periòdica de l'onduldor,  $N = 16$  períodes. Per tant, hem descartat 1.5 períodes (3 pols) per cada costat.

Amitjanem  $B_y(z)$  període a període per determinar una  $\overline{B}_y(z)$  amb  $-\frac{\lambda_0}{2} \leq z \leq \frac{\lambda_0}{2}$ . Amitjanem sobre 16 períodes i discretitzem amb  $\delta z = \lambda_0/128$ .

<sup>3</sup>aquests valors són aproximats i no distingim aquí entre distorsions mesurades en "òrbita tancada" o en un únic pas dels electrons per l'onduldor

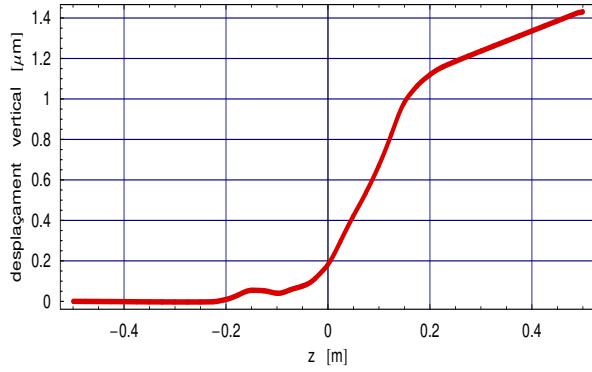


Figura 10.25: *Desplaçament vertical obtingut a partir de la mesura local del camp.*

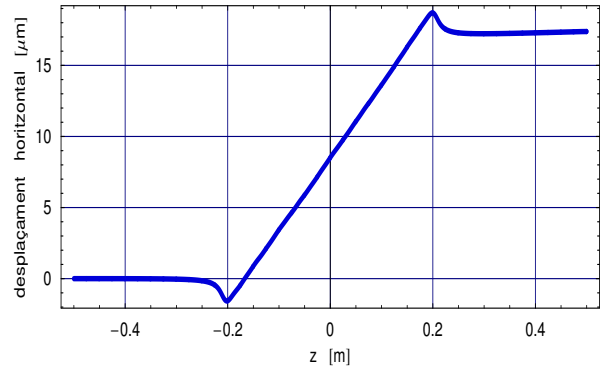


Figura 10.26: *Desplaçament horitzontal per a un entreferro de 6.65 mm a partir de la mesura local del camp.*

Amb la finalitat de trobar els coeficients de la sèrie de Fourier integrem  $\bar{B}_y(z)$ :

$$a_n = \frac{2}{\lambda_0} \sum_{q=1}^{q=128+1} \cos\left(\frac{2\pi n}{\lambda_0} z_q\right) \bar{B}_y(z) \delta z = \frac{2}{128} \sum_{q=1}^{q=128+1} \cos\left(\frac{2\pi n}{\lambda_0} z_q\right) \bar{B}_y(z) \quad (10.11)$$

$$b_n = \frac{2}{\lambda_0} \sum_{q=1}^{q=128+1} \sin\left(\frac{2\pi n}{\lambda_0} z_q\right) \bar{B}_y(z) \delta z = \frac{2}{128} \sum_{q=1}^{q=128+1} \sin\left(\frac{2\pi n}{\lambda_0} z_q\right) \bar{B}_y(z) \quad (10.12)$$

$$B_n = \frac{a_n}{\cos(\arctan(b_n/a_n))} \quad n = 1, 2 \dots 11 \quad (10.13)$$

on hem tingut en compte des de l'harmònic fonamental ( $n = 1$ ) fins a l'11è, i la fase ve donada pel terme:

$$\text{fase} = \arctan(b_n/a_n) \quad (10.14)$$

Apliquem les expressions (10.11)–(10.13) per calcular la següent bateria de paràmetres:

- camp màxim de la component vertical del camp:  $B_{y_{\max}} = \frac{\max(\bar{B}_y) - \min(\bar{B}_y)}{2}$
- camp efectiu de la component vertical del camp:  $B_{ef} = \sqrt{\sum_{n=1}^{11} \left(\frac{B_n}{n}\right)^2}$
- paràmetre de deflexió efectiva:  $K_{ef} = 0.934 \cdot \lambda_0 \cdot B_{ef}$

Els resultats de l'anàlisi de Fourier de les dades obtingudes a un entreferro de 6.65 mm es presenten a la taula 10.2:

nº harmònic	$B_y$
Fonamental [T]	-0.3694 T
2n [mT]	-1
3è [mT]	-1.9
4t [mT]	-0.1
5è [mT]	0.9
6è [mT]	0.1
7è [mT]	0.1
8è [mT]	0
9è [mT]	0
10è [mT]	0
11è [mT]	0

Taula 10.2: *Harmònics de la component vertical del camp d'inducció magnètic.*

i respecte la resta de paràmetres:

	$B_y$
Camp màxim	0.36668
Camp efectiu	0.36959
K efectiva	0.73672

Taula 10.3: *Paràmetres de l'ondulador calculats via anàlisi de Fourier.*

El darrer pas és determinar l'**error de fase òptica**. Aquest càlcul s'ha fet de dues maneres diferents:

- (a) calculant l'error de fase als **pols**
- (b) calculant l'error de fase **punt a punt** (tenint en compte tots els punts mesurats)

Comencem pel primer mètode. A partir de les dades discretes de la deflexió construïm la funció  $\vartheta_j(z)$  i la funció següent:

$$\eta_j(z) = (\vartheta_j(z) - \bar{\vartheta}_j)^2 \quad (10.15)$$

$$\text{on } \bar{\vartheta}_j = \frac{1}{16\lambda_0} \int_{-8\lambda}^{8\lambda} \vartheta_j(z_c + z) dz \quad (10.16)$$

amb  $j = x, y$  i essent  $z_c$  la posició del centre de l'ondulador. L'expressió (10.16) correspon a l'angle amitjanat de la trajectòria del feix d'electrons a la zona periòdica de l'ondulador

i, per tant, indica la direcció d'emissió de la radiació sincrotró.

El que ens interessa és treballar amb els punts d'emissió situats just als pols reals. Per tant, recuperem els resultats d'aplicar l'expressió (10.4), que són lleugerament diferents dels valors teòrics.

Per il·lustrar quant poden diferir ambdós conjunts de dades, la figura 10.27 mostra la diferència entre les coordenades teòriques dels pols del model de simulació, generades mitjançant l'expressió:

$$z_c(\text{teòric}) = -9.75\lambda_0 + i \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad i = 1, 2 \dots N_p \quad (10.17)$$

i les coordenades obtingudes aplicant l'expressió (10.4) al mateix model de simulació (hem suprimit el primer i el darrer pol ja que a les vores la diferència creix ràpidament, per sobre de les 200  $\mu\text{m}$ ). L'equació anterior surt del fet que l'ondulador és asimètric i està centrat ( $i = 0$ ) en un imant HS, de manera que té pols a les posicions  $0.25\lambda_0, 0.75\lambda_0 \dots$

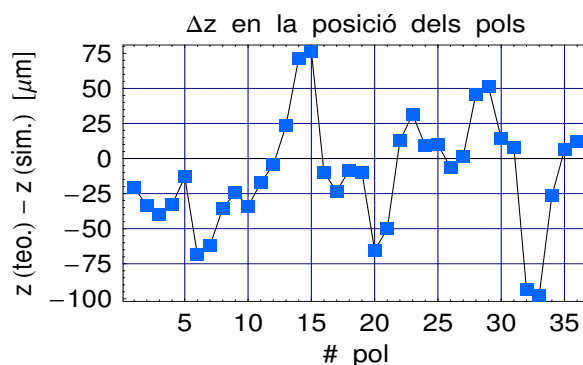


Figura 10.27: Diferència entre la posició teòrica i la posició real dels pols, en el model de simulació.

Un cop determinats els pols  $z_p$ , calculem l'avanç de fase de radiació (independent del paràmetre  $K$ ) entre el pol inicial ( $z_p = 1$ ) i el pol central ( $z_p = 20$ ):

$$\phi_c^* = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( (z_{20} - z_1) + \gamma^2 \int_{z_1}^{z_{20}} (\eta_x + \eta_y) dz \right) \quad (10.18)$$



Així mateix, calculem l'avanç de fase entre pols com

$$\Delta\phi_k^* = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( (z_k - z_{k-1}) + \gamma^2 \int_{z_{k-1}}^{z_k} (\eta_x + \eta_y) dz \right) \quad k = 2, 3 \dots N_p \quad (10.19)$$

i definim l'avanç de fase a cada pol com

$$\phi_1^* = 0 \quad (10.20)$$

$$\phi_k^* = \sum_{j=1}^k \Delta\phi_j^* \quad (10.21)$$

Obtenim una llista de valors discrets de la forma  $\psi = \{k, z_k, \phi_k^*\}$ .

Apliquem una interpolació lineal als punts  $\psi = \{z_k, \phi_k^*\} \rightarrow \phi^*(z) = m_k \cdot z + n_k$ .

Ajustem el valor de la  $K_{ef}$  per tal que l'avanç de fase sigui de  $\pi$  rad per semiperíode:

$$K_{ef\text{fit}} = \sqrt{2 \left( m_k \frac{\lambda_0}{2\pi} - 1 \right)} \quad (10.22)$$

obtenint un valor de  $K_{ef\text{fit}} = 0.7363$ , el qual està en perfecte acord amb el valor mostrat a la taula 10.3, obtingut a partir de l'anàlisi de Fourier.

Reescalem els valors de  $\phi_k^*$  per obtenir l'avanç de fase "real":

$$\phi_k = \frac{\phi_k^*}{\left( 1 + K_{ef\text{fit}}^2 / 2 \right)} \quad (10.23)$$

Avaluem la desviació de la fase respecte la linealitat, de pol a pol,

$$\delta\phi_k = \phi_k - \frac{\phi^*(z_k)}{\left( 1 + K_{ef\text{fit}}^2 / 2 \right)} \quad (10.24)$$

L'error de fase òptica ens el donarà la desviació estàndard de  $\delta\phi_k$  en el rang de  $k = [6, 32]$ , és a dir, descartant 5 pols (2.5 períodes) per cada costat de l'ondulador.

La figura 10.28 mostra l'error de fase a cadascun dels pols: en vermell aquells que hem tingut en compte per calcular la desviació estàndard i en negre els pols descartats.

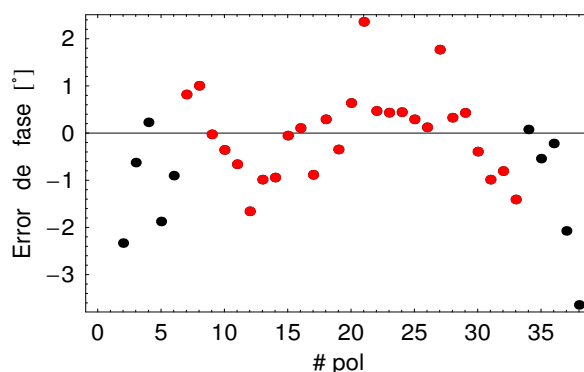


Figura 10.28: *Error de fase en cadascun dels pols reals de l'ondulador. En negre, els pols descartats a banda i banda del dispositiu.*

El valor de fase calculat amb aquest mètode, avaluant l'avanç de fase de pol a pol, és de  $0.9^\circ$ , una mica major del que esperàvem a partir de la simulació:  $0.62^\circ$ . Per què aquesta discrepància? Doncs si ens fixem en la figura 10.16 veiem que el pic de camp mesurat experimentalment no coincideix amb el del model de simulació. El motiu és que no teníem controlada la pressió amb que fixàvem els capçals a la base d'alumini, de manera que alguns blocs van quedar més alts respecte la seva posició nominal i d'altres més baixos. La funció de cost que hem emprat és transparent a aquests efectes, per tant, en aquest cas tenim un augment de l'error de fase sense canvi de la funció de cost.

Vam comparar aquest resultat amb l'obtingut aplicant el segon mètode: avaluant l'avanç de fase no de pol a pol sinó de punt a punt mesurat. Calculem l'avanç de fase entre punts,  $N=2001$ :

$$\phi_1^* = 0 \quad (10.25)$$

$$\phi_n^* = \phi_{n-1}^* + \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[ (z_n - z_{n-1}) + \gamma^2 \int_{z_{n-1}}^{z_n} (\eta_x + \eta_y) \right] \quad n = 2 \dots N \quad (10.26)$$

Igual que abans, fem un ajust lineal a la zona periòdica de l'ondulador (els 14 períodes centrals)  $\rightarrow \phi^*(z) = p \cdot z_n + q$ . Ajustem el valor de la  $K_{ef}$  per tal que l'avanç de fase sigui de  $\pi$  rad per semiperíode:

$$K_{ef\text{fit}} = \sqrt{2 \left( p \frac{\lambda_0}{2\pi} - 1 \right)} \quad (10.27)$$

i reescalem els valors de  $\phi_n^*$ ,

$$\phi_n = \frac{\phi_n^*}{\left(1 + K_{ef_{\text{fit}}}^2/2\right)} \quad (10.28)$$

Avaluem la desviació de la fase respecte de la linealitat punt a punt,

$$\delta\phi_n = \phi_n - \frac{\phi^*(z_n)}{\left(1 + K_{ef_{\text{fit}}}^2/2\right)} \quad (10.29)$$

Calculem la desviació de la fase amitjanada sobre una finestra d'un semiperíode:

$$\delta\bar{\phi}_n = \frac{1}{23} \sum_{j=-11}^{j=11} \delta\phi_{n+j} \quad (10.30)$$

L'error de fase ens el donarà el valor rms de  $\bar{\phi}_n$  en la zona periòdica de l'ondulador.

Avaluant l'avanç de fase punt a punt obtenim els següents resultats: un paràmetre de deflexió  $K_{ef_{\text{fit}}} = 0.7366$ , molt semblant al donat per l'expressió (10.22), i un error rms de fase de  $0.72^\circ$ , que difereix en gairebé  $0.2^\circ$  del valor trobat pel mètode anterior i en  $0.1^\circ$  respecte el valor generat amb el model de simulació. Tot i així, són valors molt petits.

**Resum de resultats** Amb el fil basculant i el banc Hall es van mesurar les integrals de camp i el camp local al llarg de l'ondulador, per a set distàncies diferents de la superfície dels blocs, des de 3.325 fins a 14.925 mm (la distància d'entreferro és justament el doble d'aquests valors).

Recordem que aquestes distàncies s'han determinat aplicant l'expressió (10.3) a un conjunt de mesures per diverses posicions verticals de les sondes, i que s'han corroborat comparant, a entreferro mínim, el valor mitjà del pic de camp experimental amb el pic de camp simulat.

A continuació presentem un resum dels resultats de tots els paràmetres avaluats en funció de la distància d'entreferro. L'anàlisi de dades ja s'ha explicat pel cas de distància mínima i no el repetirem per a entreferros superiors.

Les taules 10.4 i 10.5 mostren, en color vermell, els valors experimentals obtinguts amb els

dos bancs i, en blau, els valors generats amb el model de simulació usant l'aplicació Radia, on s'ha tractat els blocs horitzontals segons el model d'inhomogeneïtats. La primera abasta des d'entreferro mínim fins a  $\sim 10$  mm, i la segona mostra els resultats pels tres entreferros més grans:  $\sim 15$ ,  $\sim 20$  i  $\sim 30$  mm.

Paràmetre	entreferro [mm]							
	6.65 exp.	6.65 simul.	7.85 exp.	7.85 simul.	8.85 exp.	8.85 simul.	9.85 exp.	9.85 simul.
Període mitjà (pols) [mm]	21.342	21.316	21.342	21.302	21.345	21.301	21.349	21.296
Període mitjà (anàlisi Fourier) [mm]	21.343	21.318	21.347	21.325	21.350	21.331	21.353	21.336
Camp màxim horitzontal [T]	0.0015	0.0002	0.0011	0.0002	0.0009	0.0001	0.0008	0.0001
Camp màxim vertical [T]	0.3667	0.3666	0.3048	0.3076	0.2616	0.2656	0.2246	0.2292
Camp màxim longitudinal [T]	0.3894	0.3653	0.3213	0.3067	0.2746	0.2649	0.2350	0.2286
Camp horitzontal efectiu [T]	0.0013	0.0002	0.0010	0.0001	0.0009	0.0001	0.0007	0.0001
Camp vertical efectiu [T]	0.3696	0.3674	0.3063	0.3078	0.2625	0.2656	0.2252	0.2292
$K_{ef}$ (anàlisi Fourier)	0.7367	0.7314	0.6106	0.6128	0.5232	0.5287	0.4488	0.4562
$K_{ef_{fit}}$ (als pols)	0.7363	0.7316	0.6097	0.6129	0.5221	0.5289	0.4477	0.4564
$K_{ef_{fit}}$ (punt a punt)	0.7366	0.7317	0.6099	0.6130	0.5223	0.5290	0.4478	0.4564
Error de fase (als pols)	0.90°	0.62°	0.64°	0.51°	0.51°	0.42°	0.41°	0.35°
Error de fase (punt a punt)	0.72°	0.51°	0.48°	0.41°	0.36°	0.34°	0.28°	0.28°
Pic de camp vertical [T]	0.3672	0.3668	0.3052	0.3077	0.2619	0.2657	0.2249	0.2293
1ª integral de camp, $I_x$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]	-8.3	-6.9	-10.3	-6.4	-12.1	-6.1	-10.4	-5.7
1ª integral de camp, $I_y$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]	9.4	6.5	7.6	6.6	6.6	6.7	9.9	6.8
2a integral de camp, $II_x$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}^2$ ]	-14.4	-8.8	-15.3	-8.6	-16.4	-8.5	-15.5	-8.3
2a integral de camp, $II_y$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}^2$ ]	173.5	192.3	170.0	189.8	167.0	187.6	166.0	185.4

Taula 10.4: *Característiques magnètiques i òptiques del segment d'ondulador construït per a aquesta tesi. En color vermell els valors experimentals i en blau els esperats a partir de la simulació amb Radia.*

Els valors de la primera integral són els mesurats amb el banc de fil basculant (vegeu figura 10.18), mentre que la resta de paràmetres s'han determinat a partir de les mesures amb el banc Hall i forçant que concordin amb la primera integral, ja que el fil basculant és el nostre patró de referència per als camps integrats.

Respecte al període, hem seguit el criteri, ja comentat, de descartar els pols situats a més d'1  $\sigma$  del valor mitjà, sempre i quan estiguin dins dels dos primers o dos darrers períodes. El pic de camp vertical és el valor mitjà del perfil de camp als pols mentre que el camp màxim ve donat per la diferència entre el màxim i el mínim, dividit per 2.

Comparant els resultats experimentals amb els simulats, observem un acord raonable en el paràmetre  $K_{ef}$  (obtenim un acord del 99% tant avaluant als pols com avaluant a tots els punts d'emissió). Obtenim també una bona concordança en la primera i segona integral de la component vertical de camp, ja que les diferències no són significatives. Per altra banda, la diferència en els valors de l'error de fase són menyspreables per a entreferros superiors al mínim.

Les integrals  $I_x$  i  $II_x$  associades a la component  $B_x$  s'allunyen lleugerament dels valors esperats tot i que, en tractar-se d'un camp residual, les diferències en termes d'amplitud de camp són molt petites. Quant a la determinació del període, ja hem vist que el càlcul basat en la posició dels pols coincideix amb l'extret de l'anàlisi de Fourier. La diferència amb les simulacions, on òbviament no hi han errors de muntatge, està al voltant de les  $40 \mu\text{m}$ .

Els resultats pels 3 entreferros més grans es mostren a la taula 10.5:

Paràmetre	entreferro [mm]					
	14.85 exp.	14.85 simul.	19.85 exp.	19.85 simul.	29.85 exp.	29.85 simul.
Període mitjà (pols) [mm]	21.332	21.289	21.335	21.304	21.364	21.332
Període mitjà (anàlisi Fourier) [mm]	21.367	21.362	21.380	21.386	21.404	21.427
Camp màxim horitzontal [T]	0.0003	0.0000	0.0002	0.0000	0.0001	0.0000
Camp màxim vertical [T]	0.1060	0.1097	0.0505	0.0525	0.0116	0.0121
Camp màxim longitudinal [T]	0.1101	0.1093	0.0522	0.0522	0.0119	0.0119
Camp horitzontal efectiu [T]	0.0003	0.0000	0.0002	0.0000	0.0001	0.0000
Camp vertical efectiu [T]	0.1061	0.1096	0.0505	0.0525	0.0117	0.0121
$K_{ef}$ (anàlisi Fourier)	0.2115	0.2183	0.1007	0.1045	0.0233	0.0241
$K_{ef_{\text{fit}}}$ (als pols)	0.2110	0.2184	0.1011	0.1048	0.0260	0.0253
$K_{ef_{\text{fit}}}$ (punt a punt)	0.2110	0.2184	0.1011	0.1048	0.0259	0.0253
Error de fase (als pols)	0.16°	0.12°	0.07°	0.04°	0.04°	0.01°
Error de fase (punt a punt)	0.10°	0.09°	0.05°	0.03°	0.03°	0.01°
Pic de camp vertical [T]	0.1062	0.1097	0.0506	0.0525	0.0117	0.0121
1ª integral de camp, $I_x$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]	-10.4	-4.3	-11.4	-3.3	-10.6	-2.1
1ª integral de camp, $I_y$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]	10.4	7.6	11.3	8.5	10.8	9.9
2a integral de camp, $II_x$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}^2$ ]	-15.5	-7.5	-15.8	-6.8	-14.1	-5.8
2a integral de camp, $II_y$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}^2$ ]	153.5	173.6	141.1	161.3	116.0	137.0

Taula 10.5: *Característiques magnètiques i òptiques del segment d'ondulador construït per a aquesta tesi.*

Concloem que el model de simulació de l'acoblament, mòdul a mòdul, de tota l'estructura magnètica –muntada per realitzar les funcions d'ondulador–, i basat en el model d'inhomogeneïtats, prediu raonablement bé els paràmetres més rellevants com els camps integrats, els errors de fase o la deflexió i trajectòria del feix d'electrons, ja que s'aproxima (dins de les imperfeccions del muntatge manual del dispositiu) als valors experimentals obtinguts amb un banc d'efecte Hall i amb una bobina de fil basculant.

**Pitjor configuració magnètica** Tal i com hem esmentat al començament del §10.1, els mòduls es van ordenar de dues maneres: minimitzant i maximitzant l'error de fase, prenent per a tal fi els valors mínims i màxims de la funció de cost (9.24).

Un cop mesurat l'ondulador en la seva configuració òptima, es va procedir a desmuntar els mòduls de la base d'alumini i a tornar-los a muntar en la nova configuració. Es va testejar l'alineament de la base, i es va controlar el muntatge dels mòduls seguint el procediment descrit a la pàgina 232.

El tractament de dades és exactament el mateix que el descrit fins ara. Presentem, doncs, els resultats globals a la taula 10.6.

De manera semblant al que vam observar en el primer muntatge, els resultats del model són comparables als valors experimentals. Recordem que l'objectiu de tornar a muntar-lo en una nova configuració, la pitjor configuració, respon a la necessitat d'avaluar l'error de fase i, en aquest cas, la simulació no discrepa excessivament de la mesura.

La proximitat de valors trobada entre la millor i la pitjor ordenació és una conseqüència de la curta longitud de l'ondulador. Per a un ondulador més llarg, la diferència seria més gran. Amb només 40 cm d'ondulador, dels quals només s'han aprofitat 30 cm per determinar l'error de fase, aquest no pot variar massa.

Paràmetre	entreferro [mm]			
	6.65 (exp.)	6.65 (model)	6.65 (exp.) millor cas	6.65 (model) millor cas
Període mitjà (pols) [mm]	21.336	21.299	21.342	21.316
Període mitjà (anàlisi Fourier) [mm]	21.364	21.314	21.343	21.318
Camp màxim horitzontal [T]	0.0013	0.0005	0.0015	0.0002
Camp màxim vertical [T]	0.3683	0.3666	0.3667	0.3666
Camp màxim longitudinal [T]	0.3913	0.3652	0.3894	0.3653
Camp horitzontal efectiu [T]	0.0011	0.0004	0.0013	0.0002
Camp vertical efectiu [T]	0.3713	0.3673	0.3696	0.3674
$K_{ef}$ (anàlisi Fourier)	0.7401	0.7313	0.7367	0.7314
$K_{ef_{fit}}$ (als pols)	0.7399	0.7311	0.7363	0.7316
$K_{ef_{fit}}$ (punt a punt)	0.7399	0.7312	0.7366	0.7317
Error de fase (als pols)	2.31°	2.42°	0.90°	0.62°
Error de fase (punt a punt)	2.04°	1.15°	0.72°	0.51°
Pic camp vertical [T]	0.3685	0.3667	0.3672	0.3668
1 <sup>a</sup> integral de camp, $I_x$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]	-8.3	-8.0	-8.3	-6.9
1 <sup>a</sup> integral de camp, $I_y$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}$ ]	10	6.5	9.4	6.5
2 <sup>a</sup> integral de camp, $II_x$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}^2$ ]	-7.6	-10	-14.4	-8.8
2 <sup>a</sup> integral de camp, $II_y$ [ $\mu\text{T}\cdot\text{m}^2$ ]	169.4	225.1	173.5	192.3

Taula 10.6: *Característiques magnètiques i òptiques de la branca d'ondulador en la configuració que maximitza l'error de fase.*





# Capítol 11

## CONCLUSIONS

Hem vist en el darrer capítol que el model d'inhomogeneïtats que hem fet servir per simular l'ondulador serveix per predir les mesures experimentals. A continuació llistem les principals conclusions a les que hem arribat en aquesta tesi:

- El conjunt d'instruments de mesura utilitzats s'ha caracteritzat experimentalment i se n'ha fet un acurat estudi d'errors. Això ha servit per assolir un grau de precisió molt alt en les mesures magnètiques posteriors.
- Els errors comesos en les mesures amb les bobines Helmholtz s'han minimitzat seguint el procediment de mesurar els blocs magnètics en dues posicions oposades, girant els blocs al voltant de l'eix de les bobines. D'altra banda, s'ha obtingut el factor de calibratge de la nostra bobina, establint-lo en 43.6732, és a dir, un senyal de  $\sim 1/43.6732 = 0.0228973\text{V}\cdot\text{s}$  és equivalent a 1 T.
- Les components minoritàries de la magnetització corresponen, aproximadament, a un 1-2% de la component majoritària, i estan dintre de les especificacions de fabricació.
- S'ha determinat experimentalment la dependència amb la temperatura de les sondes Hall (a 1 T) utilitzades en aquesta tesi:  $V_H(T) = 1.21141 - 0.0027 \cdot T + 2.332 \cdot 10^{-6} \cdot T^2$ . Aquesta expressió ens diu que els sensors canvien la seva sensibilitat magnètica en 2.5 mT/°C en el si d'un camp d'inducció d'1 T.
- S'ha millorat el calibratge dels sensors Hall: mesura en el rang de [-20, 20] mT,

calibratge del sensor  $V_z$ , mesura del  $V_{off}$  amb una cambra de buit magnètic, distància entre les sondes avaluant el paràmetre de maxwellitat, de manera que la mesura absoluta del camp d'inducció magnètic té un error menor que  $2 \cdot 10^{-4}$  T.

- S'han comparat els dos mètodes de mesura amb el banc Hall: punt a punt i “al vol”, i s'ha determinat la seva equivalència.
- El nivell de soroll de les sondes també s'ha mesurat experimentalment obtenint un valor per a tots tres sensors de  $\pm 5 \mu V$ . En unitats de camp, equival a  $5 \cdot 10^{-6}$  T aproximadament.
- Pel que fa a la mecànica del banc, les mesures amb un làser de seguiment indiquen desviacions màximes de la trajectòria del banc de  $30 \mu m$  en sentit transversal, i unes vibracions màximes en els eixos X i Y de  $\pm 10 \mu m$ , i negligibles en l'eix longitudinal.
- S'ha determinat la següent equivalència per al fil basculant:  $1 V \cdot s \approx 8.33 T \cdot m$ .
- S'ha optimitzat la tensió del fil fixant-lo en 12.7 N per al conjunt de 15 voltes, o sigui, 86 g/fil.
- S'ha mesurat experimentalment el diàmetre intern de la bobina (4.36 mm) i la seva *fletxa* en tenir forma de catenària. El valor obtingut de 1.68 mm coincideix amb el teòric de 1.7 mm a partir de les mesures de la tensió del fil.
- Hem estimat un error relatiu de  $2.5 \cdot 10^{-3}$  en la mesura de les integrals de camp amb el fil basculant. La repetibilitat d'aquest banc s'ha estimat en  $2 \mu T \cdot m$  i  $4 \mu T \cdot m$  per a la component vertical i horitzontal del camp, respectivament.
- Respecte el conjunt d'imants, hem constatat experimentalment que tots satisfan les dimensions físiques amb les toleràncies exigides.
- Els imants tipus **V** són més petits que els tipus **H**. Aquest resultat s'extrau tant de les mesures amb el peu de rei com de les del rellotge comparador i està relacionat amb l'estratègia de fabricació.
- Els xamfrans no estan tallats tots de la mateixa manera: com més petit és el bloc, més gran és el xamfrà i, per tant, més gran és l'error en l'estimació del volum.
- El peu de rei i el rellotge comparador són adequats per mesurar els blocs imantats, i l'estudi, fent ús de peces de ceràmica calibrades, indiquen errors per sota de les

toleràncies exigides en el procés de fabricació dels propis blocs:  $-20 \mu\text{m}$ . S'ha constatat que per a dimensions al voltant de 20 mm ambdós instruments mesuren exactament igual.

- Els volums dels blocs magnètics obtinguts fent ús d'una balança de precisió, i aplicant la densitat estàndard del NdFeB, coincideixen amb les dades subministrades pel fabricant.
- La repetibilitat de l'utilatge a l'hora de muntar i desmuntar un singlet dins d'un mateix capçal és, tenint en compte l'error associat al fil fix tibant, de  $0.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . Per tant, l'error de mesura prové més de l'error intrínsec del fil fix tibant ( $\approx 0.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ ) que no pas d'aquesta eina.
- El primer procés d'optimització, basat en les dades de les bobines Helmholtz, ha servit per a l'elecció i muntatge dels conjunts de tres imants: triplets. La metodologia emprada per a aquesta fi, consistent en minimitzar les components minoritàries globals utilitzant l'algorisme del “recuit simulat”, ha resultat adequada d'acord amb les integrals de camp mesurades posteriorment amb el fil fix tibant.
- Respecte a la caracterització del fil fix tibant, s'ha realitzat un exhaustiu estudi d'errors i s'ha trobat una repetibilitat  $\approx 0.2 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ . La desviació estàndard màxima la trobem a la zona dels xamfrans dels blocs, en tractar-se de la zona on la integral de camp varia més ràpidament i, per tant, on resulta més fàcil cometre errors.
- Els errors mecànics associats a la taula lineal són, en el pitjor dels casos, menors de  $95 \mu\text{m}$ , mentre que la manca de linealitat del moviment és  $< 50 \mu\text{m}$ .
- Observem una certa dependència amb quina de les 4 posicions de la taula lineal es fa servir per mesurar els mòduls, amb una desviació estàndard de  $0.7 - 0.8 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per al conjunt de 20 mesures realitzades per triplet, quan es mesuren en una única orientació magnètica. Quan amitjanem les dues orientacions, “up” i “down”, la desviació estàndard disminueix al voltant de  $0.3 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .
- S'ha estudiat l'efecte del sistema de pins d'acer sobre les mesures, constatant que no exerceixen cap influència magnètica a la zona central o d'interès dels blocs.
- La mesura de les integrals de camp amb el banc de fil fix tibant s'ha optimitzat aplicant el mètode descrit al §7, consistent en mesurar els singlets i triplets en dues

posicions oposades i amitjar els resultats. Per poder obtenir aquest valor mitjà hem aplicat l'algorisme Simplex per trobar el punt de gir real dels imants. L'error en la determinació dels “punts de gir” de  $I_y^{Sud}$  a cada posició és menor que  $2 \mu\text{m}$ . Aquests valors s'han aplicat a les mesures dels singlets i triplets.

- L'estudi sobre els errors angulars comesos en aquest banc indiquen que l'angle amb més influència en les mesures és el gir al voltant de l'eix Y (segons la definició dels eixos que hem seguit en aquesta tesi), que introdueix un error de  $5.5 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per grau.
- El rang de valors de les integrals de camp de tots els mòduls cau dins del rang de  $-40$  a  $40 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .
- Les integrals de camp obtingudes directament, i assumint un muntatge ideal, a partir de les magnetitzacions mitjanes (bobines Helmholtz) discrepen notablement amb les mesurades a prop de la superfície dels blocs.
- Hem dissenyat tres models diferents per simular les integrals de camp generades per cadascun dels 20 singlets i 19 triplets d'aquesta tesi: model de blocs homogenis basat en les mesures amb les bobines Helmholtz, model de blocs homogenis basat en la rotació geomètrica dels blocs, i model basat en inhomogeneïtats magnètiques amb rotacions angulars. Per a cadascun d'aquests models hem comparat els resultats experimentals obtinguts amb el fil fix tibant amb els resultats de la simulació.
- L'error comès aplicant el model de magnetitzacions homogènies és de  $2.9 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  i  $5.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per als singlets i triplets, respectivament.
- L'error comès aplicant el model de rotacions geomètriques és de  $1.7 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  i  $3.4 \mu\text{T}\cdot\text{m}$  per als singlets i triplets, respectivament.
- Hem determinat els errors angulars introduïts en el muntatge dels blocs dins dels capçals. El valor mitjà d'aquests angles és  $< 0.1^\circ$ . El valor màxim és  $< 0.5^\circ$ , en el cas dels singlets (eix X), i  $< 0.8^\circ$  (tots dos angles, X i Y) en els triplets.
- Amb un model en què els imants estan formats per diverses parts, i tenint en compte els errors angulars, es pot entendre i reproduir la signatura magnètica mesurada amb el fil fix tibant amb un error rms de  $0.6 \mu\text{T}\cdot\text{mm}$ . En el cas dels mòduls de tres imants, la diferència rms obtinguda és de  $1.7 \mu\text{T}\cdot\text{m}$ .

- Les magnetitzacions totals (magnetitzacions “volumètriques”) del “model d’inhomogeneïtats” són consistents amb els resultats de les bobines Helmholtz, amb una discrepància d’1%. Aquest fet és molt important perquè dona al model un sentit físic realista i no es tracta només d’un artefacte matemàtic, ja que no hem afegit ni restat moments magnètics als blocs per tal d’ajustar els valors de les integrals de camp simulades a les dades experimentals, és a dir, el nombre de moments magnètics determinat a partir de les mesures amb les bobines Helmholtz roman invariant.
- El model d’inhomogeneïtats s’ha aplicat amb èxit a l’assemblatge de mòduls per construir un segment d’ondulador i permet reproduir el muntatge pas a pas.
- El seguiment del muntatge pas a pas ha permès realitzar un estudi sobre l’efecte de la susceptibilitat magnètica en l’agrupació de mòduls. El resultat d’aquest estudi el podem resumir així: el principi de superposició el podem aplicar per calcular la integral de camp d’agrupacions de mòduls magnètics *PPM* a partir de les signatures individuals de cada mòdul, sempre que la distribució de camp tingui una simetria ben definida al llarg de l’eix longitudinal. En el cas de tenir un arranjament no simètric, les desviacions respecte al principi de superposició estan dominades pel valor de la component perpendicular de la susceptibilitat magnètica,  $\chi_{\perp}$ , del material. S’ha ajustat el valor de  $\chi_{\perp}$  en el nostre material basant-nos en les mesures amb el fil basculant.
- Els valors de les integrals de camp simulades amb Radia i les mesurades amb el fil basculant coincideixen raonablement bé. Els errors de fase són molt semblants per a gaps superiors als 7-8 mm.
- La resta de paràmetres avaluats, característics de qualsevol ondulador, donen resultats molt ajustats als predits en el model d’inhomogeneïtats.
- Pel que fa a la minimització de l’error de fase, aquest paràmetre presenta una bona correlació, per a errors de fase petits, amb la funció de cost emprada per a l’ordenament dels mòduls.



# Índex de figures

1.1	<i>Estructura magnètica d'un dispositiu d'inserció de 4 blocs d'imants permanents per període (<math>\lambda_{ID}</math>). La trajectòria del feix d'electrons ve definida per l'eix Z. La component principal de la imantació ve representada per fletxes i l'efecte conjunt és que el camp magnètic varia sinusoïdalment al llarg de l'eix longitudinal. . . .</i>	14
1.2	<i>Classificació dels dispositius d'inserció segons la tecnologia de fabricació. . . .</i>	15
1.3	<i>Corbes d'histèresi BH i MH per a imants ideals de terres rares. . . . .</i>	18
1.4	<i>Densitat d'energia en funció del camp magnètic. . . . .</i>	18
1.5	<i>Procés de fabricació d'imants permanents per sinterització. . . . .</i>	20
1.6	<i>Dispositiu d'inserció usant tecnologia híbrida. . . . .</i>	21
1.7	<i>Direcció del flux magnètic en el cas d'un ondulator PPM i d'un ondulator híbrid.</i>	22
1.8	<i>Comparativa del camps vertical en un ondulator PPM –en vermell– i amb un híbrid –gràfica blava–. Les corbes han estat generades a partir de les equacions (1.4) i (1.5). . . . .</i>	23
1.9	<i>Sistema de referència de laboratori. . . . .</i>	25
1.10	<i>Comparació del con de radiació sincrotró originat per un imant dipolar (<math>1/\gamma</math>), un oscil·lador i un ondulator. . . . .</i>	27
1.11	<i>Interferència de dos fronts d'ona en un ondulator. . . . .</i>	28
1.12	<i>En un ID ideal la primera i segona integral de camp són nul·les. . . . .</i>	35
1.13	<i>Efecte d'un ondulator sobre la trajectòria d'un electró, tant en el pla horitzontal (vermell) com en el vertical (blau). Les línies gruixudes corresponen al valor mig de les oscil·lacions per període. Aquestes gràfiques han estat calculades a la divisió de “Dispositius d'Inserció” del sincrotró Alba amb les dades del camp magnètic generat per un ondulator real tipus PPM, construït amb blocs de SmCo.</i>	35
1.14	<i>Trajectòria horitzontal per al cas simètric. . . . .</i>	37
1.15	<i>Trajectòria horitzontal per al cas antisimètric. . . . .</i>	37

1.16	<i>Ondulador simètric.</i>	38
1.17	<i>Ondulador antisimètric.</i>	38
1.18	<i>Camp magnètic pel cas simètric.</i>	38
1.19	<i>Camp magnètic pel cas antisimètric.</i>	38
2.1	<i>El procés de construcció de l'ondulador es fa per parts. Primer els blocs magnètics es distribueixen en mòduls d'1 o 3 imants. Després, aquests mòduls es muntten de manera alternada (singlet-triplet-singlet...) fins a completar l'estructura magnètica final.</i>	46
3.1	<i>Esquema d'una bobina Helmholtz.</i>	56
3.2	<i>Sistema de bobines Helmholtz del sincrotró Alba.</i>	56
3.3	<i>Aspecte de la interfície gràfica d'adquisició de dades. Els tres gràfics superiors corresponen a les mesures de <math>V_x</math>, <math>V_y</math> i <math>V_z</math> respectivament. Les tres gràfiques inferiors corresponen a les mateixes components amb l'imant girat <math>180^\circ</math> respecte l'eix de les bobines.</i>	59
3.4	<i>Error en el posicionament dels blocs.</i>	60
3.5	<i>Fil fix tibant al sincrotró Alba.</i>	63
3.6	<i>Principi de funcionament del fil fix tibant vist des del sistema de referència de l'imant.</i>	64
3.7	<i>Làser de seguiment (FARO, model Xi V2) juntament amb la sèrie de punts que defineixen la taula lineal.</i>	66
3.8	<i>Mapa de barres mostrant el nivell de planària de la taula lineal. La desviació màxima és de <math>95 \mu\text{m}</math>.</i>	66
3.9	<i>Diagrama vectorial indicant la trajectòria de la taula lineal al llarg de l'eix X.</i>	67
3.10	<i>Imatge de la taula lineal al llarg de l'eix X, on es pot apreciar el rebaix a la part exterior.</i>	69
3.11	<i>Configuracions magnètiques per mesurar les integrals de camp en les dues orientacions possibles.</i>	71
3.12	<i>Esquema de la reflexió de les integrals verticals de camp <math>I_y^{\text{Sud}}</math>. A La figura inferior dreta la reflexió es realitza respecte el punt mig de les coordenades, i donarà com a resultat una mitjana incorrecta. A la figura superior, el punt de gir s'ha determinat matemàticament per tal de minimitzar l'error comès en amitjar les integrals.</i>	72



3.13	<i>Integral vertical de camp del bloc—prova mesurat en configuració Nord, en blau, i en configuració Sud (ja invertida), en vermell.</i>	73
3.14	<i>Diferència entre <math>I_y^{Nord}</math> i <math>I_y^{Sud}</math> en una de les tres mesures realitzades amb el bloc vertical en la posició 1 de la taula lineal. En vermell identifiquem el punt on s'han invertit les coordenades de <math>I_y^{Sud}</math>.</i>	75
3.15	<i>Resultats del test de repetibilitat. <math>x_p</math> correspon a la posició del punt de simetria, i <math>\delta I_y(x)_{ave}</math> és la desviació estàndard entre les mesures Nord i Sud.</i>	76
3.16	<i>Distància entre posicions relatives.</i>	76
3.17	<i>Signatura dels quatre triplets analitzats. D'esquerra a dreta: T1, T2, T3 i T4.</i>	77
3.18	<i>Configuracions magnètiques per mesurar les <math>I_y(x)</math> dels triplets.</i>	78
3.19	<i><math>\delta I_y(x)</math> per cada triplet en cadascuna de les 4 posicions del banc, mesurant en configuració Nord.</i>	79
3.20	<i>DE en configuració Nord, prenent les mesures mitjanes de cada posició.</i>	80
3.21	<i>Valor mitjà de <math>\delta(I_y^{Nord} - I_y^{Sud})</math> del conjunt de 5 mesures per triplet i posició.</i>	82
3.22	<i><math>I_y^{Nord} - I_y^{Sud}</math> per a cada triplet en cadascuna de les posicions de mesura de la taula lineal. En tots el casos s'ha representat el valor mitjà de les cinc mesures.</i>	83
3.23	<i>DE que s'obté en amitjanar les dues configuracions magnètiques mesurant els quatre triplets al llarg de la taula lineal.</i>	84
3.24	<i>DE en amitjanar les dues configuracions magnètiques mesurant els quatre triplets per a totes les posicions relatives.</i>	85
3.25	<i>DE que s'obté amitjanant les dues configuracions magnètiques del bloc vertical, per totes les posicions relatives. Hem superposat el bloc per poder comparar les mesures amb les seves dimensions transversals (50 mm <math>\approx</math> 20 punts d'adquisició).</i>	86
3.26	<i>Integrals verticals de camp en les tres configuracions: sense desalineament (símbols vermells), angle <math>\alpha &gt; 0</math> (blau), <math>\alpha &lt; 0</math> (magenta).</i>	87
3.27	<i>Efecte net de les rotacions a l'espai sobre les integrals de camp.</i>	87
3.28	<i>Error comès en amitjanar les mesures Nord i Sud en funció de l'angle <math>\beta</math> que sosté el bloc respecte l'eix Y.</i>	88
3.29	<i>Dades experimentals de la corba M-H de l'aliatge F-114.</i>	89
3.30	<i>Models per determinar la possible influència dels pins de posicionament sobre les integrals de camp mesurades amb el fil fix tibant. S'han comparat dos models: un únic bloc magnètic i el mateix bloc amb el sistema de pins. Per simplificació no hem dibuixat el capçal, que és d'alumini.</i>	90

3.31	<i>Efecte dels pins sobre la integral vertical de camp quan mesurem en una sola polaritat.</i>	90
3.32	<i>Efecte dels pins sobre el valor mitjà de les integrals verticals de camp en les dues configuracions magnètiques.</i>	90
3.33	<i>Esquema del fil basculant del laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba.</i>	93
3.34	<i>Esquema del procés de mesura del fil basculant vist de front. Les posicions <b>i</b> i <b>f</b> corresponen a les posicions inicial i final de cada escombratge.</i>	94
3.35	<i>Esquema de la mesura amb el fil basculant.</i>	97
3.36	<i>Detall del fil basculant del laboratori de mesures magnètiques al sincrotró Alba.</i>	97
3.37	<i>Test de repetibilitat dut a terme amb un segment d'ondulador planar.</i>	100
3.38	<i>Forma del fil basculant mesurat amb un nivell òptic. <b>D</b> correspon al diàmetre de la bobina i <b>s</b> a la fletxa de la catenària que dibuixa el fil.</i>	101
3.39	<i>Efecte Hall clàssic.</i>	105
3.40	<i>Secció transversal de la cambra de buit magnètic.</i>	107
3.41	<i>Conjunt de peces que formen la cambra.</i>	107
3.42	<i>Cambra de buit magnètic del laboratori de mesures magnètiques del sincrotró Alba.</i>	107
3.43	<i>Banc d'efecte Hall del sincrotró Alba.</i>	109
3.44	<i>Placa amb 3 sensors d'efecte Hall.</i>	110
3.45	<i>Dimensions dels sensors Hall GH-700 usats en aquesta tesi.</i>	111
3.46	<i>Braç amb el capçal de les sondes Hall.</i>	112
3.47	<i>Dependència del voltatge Hall amb la temperatura dels sensors per a un camp de <math>B = 1T</math>, segons mesures pròpies.</i>	112
3.48	<i><math>V_H</math> mesurat amb una sonda Hall versus la densitat de flux magnètic mesurada amb una sonda RMN. Es pot apreciar el buit en el rang de camp que no és mesurable amb sondes RMN.</i>	114
3.49	<i>Imant de calibratge.</i>	118
3.50	<i>Sondes RMN #2 i #3.</i>	118
3.51	<i><math>V_H</math> de la sonda X versus la densitat de camp mesurada amb una sonda RMN. Els valors de camp propers a zero s'han mesurat amb el magnetòmetre de saturació.</i>	119
3.52	<i>Rotació que se li aplica al capçal per a dur a terme el calibratge de la sonda <math>V_x</math>.</i>	119
3.53	<i>Peces de baquelita dissenyades per posar el capçal inclinat a dins de l'imatge de calibratge.</i>	120
3.54	<i>Angles que presenta el capçal respecte els eixos de coordenades del capçal.</i>	120

3.55	<i>Esquema del procés matemàtic que hem emprat per avaluar la funció de cost “maxwellitat”. <math>B_{interp}</math> correspon als valors interpolats del camp magnètic mesurat, a partir dels quals calculem les derivades a cada punt de la malla. Posteriorment, interpolem el valor d’aquestes derivades assumint uns certs desplaçaments de l’àrea sensible de cada sonda. . . . .</i>	127
3.56	<i>Posició de tots els dispositius dins de l’imant de calibratge. . . . .</i>	129
3.57	<i>Caracterització de la qualitat del camp d’inducció magnètica de l’imant a 1 T. . . . .</i>	129
3.58	<i>Esquema del procediment per caracteritzar la trajectòria banc Hall. . . . .</i>	130
3.59	<i>Trajectòria transversal del banc Hall segons el sistema de referència del làser de seguiment. . . . .</i>	132
3.60	<i>Trajectòria vertical del banc Hall segons el sistema de referència del làser de seguiment. . . . .</i>	132
3.61	<i>Vibracions del banc en els tres eixos segons el sistema de referència del làser de seguiment. . . . .</i>	133
3.62	<i>Quadrats sòlids: rms de les tres components del camp magnètic de les mesures “al vol” en direcció Z+. Quadrats buits: valors rms per a les corresponents mesures “punt a punt”. . . . .</i>	134
3.63	<i>Error rms de les components del camp magnètic obtingudes restant les mesures “al vol” en direcció Z+ (símbols sòlids) i en direcció Z- (símbols buits) amb les mesures “punt a punt”. . . . .</i>	135
3.64	<i>Maxwellitat calculada per a diferents volums (<math>1\text{mm}^3</math>, <math>2\text{mm}^3</math>, <math>3\text{mm}^3</math>, <math>4\text{mm}^3</math>... per a un desplaçament de la component <math>B_x</math> en la direcció transversal.) . . . . .</i>	137
3.65	<i>Els 4 tipus de blocs respecte el sistema de coordenades del laboratori. . . . .</i>	139
3.66	<i>Dimensions de les peces calibrades mesurades amb el peu de rei (barres vermelles) i el rellotge comparador (en gris). . . . .</i>	141
3.67	<i>Dimensions del bloc magnètic mesurat amb el peu de rei (en color vermell) i el rellotge comparador (en gris). . . . .</i>	141
3.68	<i>Pes del bloc magnètic HS018 respecte la seva orientació dins la bàscula. . . . .</i>	144
4.1	<i>Histograma de les dimensions del conjunt total de blocs. Dades en vermell corresponen al peu de rei, dades en gris són del rellotge comparador. . . . .</i>	150
4.2	<i>Correlació entre els volums estimats a Alba i segons les dades del fabricant. . . . .</i>	151

5.1	<i>Correlació entre la magnetització total <math>M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2}</math> original, i la normalitzada segons les mesures d'un bloc de referència (HN002), en el cas dels imants tipus HN.</i>	154
5.2	<i>Histograma de les components minoritàries, <math>M_x</math> i <math>M_y</math> dels imants-H. Els valors de <math>\mu_0 M_j</math> venen donats en mT. En taronja, les nostres mesures i, en blanc, les dades de fàbrica.</i>	155
5.3	<i>Comparació de les components minoritàries <math>M_x</math> i <math>M_y</math> dels imants-H entre les dades del fabricant (la referència) i les mesures realitzades al laboratori de la UAB.</i>	156
5.4	<i>Histograma de les components minoritàries, <math>M_x</math> i <math>M_z</math> dels imants-V. Els valors de <math>\mu_0 M_j</math> venen donats en mT. En taronja, les nostres mesures i, en blanc, les dades de fàbrica.</i>	157
5.5	<i>Comparació de les components minoritàries <math>M_x</math> i <math>M_z</math> dels imants-V entre les dades del fabricant (la referència) i les mesures realitzades al nostre laboratori.</i>	157
5.6	<i>Histograma de la component majoritària <math>M_z</math> dels imants-H i <math>M_y</math> dels imants-V. En taronja, les nostres mesures i, en blanc, les dades de fàbrica.</i>	158
5.7	<i>Correlació de la component majoritària <math>M_z</math> dels imants-H i <math>M_y</math> dels imants-V entre les dades del fabricant i les mesures realitzades al laboratori de dispositius d'inserció del sincrotró Alba.</i>	159
5.8	<i>Component majoritària del test de repetibilitat aplicat al primer bloc <b>HN</b>. La figura de la dreta mostra les variacions respecte el valor mitjà en percentatge.</i>	160
6.1	<i>Els singlets i triplets es munten en capçals dissenyats per agrupar i fixar blocs magnètics.</i>	164
6.2	<i>Eina especial per col·locar els imants dins dels capçals.</i>	164
6.3	<i>Esquema del muntatge de la cara posterior de l'eina.</i>	165
6.4	<i>Col·locació d'un capçal tipus triplet a l'eina d'assemblatge.</i>	165
6.5	<i>Integral vertical de camp pel conjunt de 20 mesures del singlet utilitzat pel test de repetibilitat de l'eina d'assemblatge.</i>	166
6.6	<i>Desviació estàndard de les mesures d'integral de camp tot desmuntant i tornant a muntar el bloc dins del capçal.</i>	166
6.7	<i>Triplet format per dos pols, en vermell, i un bloc <b>HS</b> al mig.</i>	168
6.8	<i>Camp vertical generat pel triplet ideal definit magnèticament a l'equació (6.2).</i>	168
6.9	<i>Valor de la funció de cost per cadascun dels triplets.</i>	175

7.1	<i>Integrals verticals de camp dels 20 imants <b>HN</b>, en la seva posició inicial dins dels capçals.</i> . . . . .	178
7.2	<i>Integrals verticals de camp dels triplets.</i> . . . . .	180
8.1	<i>Desviació rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes. Els símbols sòlids corresponen als blocs orientats en posició “up” mentre que els símbols buits fan referència als mateixos blocs girats 180° (“down”).</i> . . . . .	188
8.2	<i>Valor rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes en el cas dels triplets. Els resultats a partir de les nostres mesures estan representats en magenta i, els resultats obtinguts a partir de les dades del proveïdor, en color blau.</i> . . . . .	188
8.3	<i>Integral vertical de camp de tots els singlets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d’ajust generades amb el model de simulació, en vermell. Les línies verticals delimiten la dimensió transversal dels blocs.</i> . . . . .	189
8.4	<i>Integral vertical de camp de tots els triplets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d’ajust generades amb el model de simulació, en vermell.</i> . . . .	190
8.5	<i>Angles teòrics trobats per al conjunt de 20 singlets amb el Simplex.</i> . . . . .	192
8.6	<i>Valor rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes mesurades amb les bobines Helmholtz i girant els blocs segons els angles ajustats a les mesures del fil fix tibant. En color violeta mostrem també les dades de la figura 8.1, corresponent al model de magnetitzacions mitjanes.</i> . . . . .	192
8.7	<i>Conjunt de blocs que formen un triplet, girats de manera que no se superposin i mantinguin les seves distàncies relatives, alhora que toquin la base del capçal.</i> . . .	193
8.8	<i>Angles teòrics trobats per al conjunt de 19 triplets amb el Simplex.</i> . . . . .	194
8.9	<i>Desviació rms de la diferència punt a punt entre les integrals de camp mesurades i les simulades aplicant les magnetitzacions mitjanes mesurades amb les bobines Helmholtz i girant els blocs segons els angles ajustats a les mesures del fil fix tibant.</i>	194
8.10	<i>Integral vertical de camp de tots els singlets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d’ajust generades amb el model de rotacions(en vermell).</i> . . .	195

8.11	<i>Integral vertical de camp de tots els triplets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model de rotacions(en vermell). Les línies negres verticals corresponen a les dimensions transversals dels blocs. . . .</i>	196
8.12	<i>Model de bloc individual dividit en tres parts (esquerra), i model de triplet amb el bloc horitzontal <b>HS</b> dividit en tres parts (dreta). . . . .</i>	197
8.13	<i>Error rms de la integral vertical de camp simulada per al conjunt de singlets. . .</i>	198
8.14	<i>Error rms de la integral vertical de camp simulada per al conjunt de triplets. . .</i>	198
8.15	<i>Correlació entre les components <math>M_x</math> (símbols vermells) i <math>M_y</math> (símbols blaus) del model de simulació dels singlets i les dades experimentals. . . . .</i>	199
8.16	<i>Integral vertical de camp de tots els singlets mesurades amb el fil fix tibant (en blau) i les corbes d'ajust generades amb el model d'inhomogeneïtats (en vermell).</i>	200
8.17	<i>Integral vertical de camp de tots els triplets mesurades amb el fil fix tibant (en color blau) i les corbes d'ajust generades amb el model d'inhomogeneïtats, en vermell. . . . .</i>	201
9.1	<i>Evolució de la fase òptica en una distància de <math>\pm 20</math> mm a banda i banda del centre d'un ondulator no ideal. . . . .</i>	205
9.2	<i>Determinació de l'error de fase calculant la fase òptica i el valor de la interpolació lineal (línia vermella) a la posició teòrica dels pols. . . . .</i>	207
9.3	<i>Diferència entre la posició real i teòrica dels pols. . . . .</i>	208
9.4	<i>Integral de camp global generada per al conjunt de mòduls aplicant el principi de superposició. Les línies discontinües indiquen la regió d'interès, compresa en <math>\pm 12</math> mm aproximadament. . . . .</i>	214
9.5	<i>Contribució del conjunt de singlets a la <math>I_y</math> global. En total, s'han invertit la meitat dels singlets. . . . .</i>	214
9.6	<i>Contribució del conjunt de triplets a la <math>I_y</math> global. . . . .</i>	214
9.7	<i>Correlació entre el valor de la funció de cost i l'error de fase. . . . .</i>	216
9.8	<i>Distribució gaussiana dels valors de l'error de fase. . . . .</i>	216
9.9	<i>Valor acumulat de la funció de cost al llarg de l'eix de l'ondulator . . . . .</i>	218
9.10	<i><math>I_y</math> acumulada al llarg de l'eix de l'ondulator . . . . .</i>	218
9.11	<i>Desplaçament transversal dels electrons al llarg de l'eix de l'ondulator . . . . .</i>	219

- 10.1 *Simulació amb Radia del segment d'ondulador. Els blocs horitzontals estan dissenyats magnèticament en base al model d'inhomogeneïtats (dividits en 3 parts). Les fletxes indiquen la direcció de la component principal d'imantació pels blocs situats als dos extrems i del bloc central de l'ondulador. . . . . 226*
- 10.2 *Relotge comparador utilitzat per mesurar l'alçada d'un punt respecte el sistema de referència del banc Hall. . . . . 228*
- 10.3 *Fil basculant just a l'eix de l'ondulador. . . . . 229*
- 10.4 *Dibuix de la base d'alumini amb tots els mòduls muntats a sobre. Les peces laterals serveixen per fixar el període al llarg de tot el dispositiu. . . . . 230*
- 10.5  *$I_y(x)$  per al primer mòdul (singlet HN008) mesurat amb el fil basculant i el fil fix tibant (en blau), i el predit segons el model d'inhomogeneïtats (Radia). Les dades venen donades en  $\mu T \cdot m$ . . . . . 234*
- 10.6  *$I_y(x)$  a l'eix de l'ondulador generat pel primer període assembletat. En aquesta configuració magnètica s'aprecia les discrepàncies entre el principi de superposició i les mesures experimentals. . . . . 234*
- 10.7 *Integral de camp simulada d'un arranjament magnètic de 4 blocs arbitraris per diversos valors de les components perpendicular ( $\chi_{par} = 0, \chi_{per}$ ) i paral·lela ( $\chi_{par} = 0, \chi_{per}$ ) de la susceptibilitat  $\chi$ . Dades en  $\mu T \cdot m$ . . . . . 235*
- 10.8 *Diferència entre les corbes  $I_y$  de la figura (10.7) i el cas particular  $\chi_{par} = \chi_{per} = 0$ . Dades en  $\mu T \cdot m$ . . . . . 235*
- 10.9 *Línies de camp magnètic en el cas d'un singlet, un triplet i d'un període complet. 236*
- 10.10  *$\Delta I_y(0)$  a l'eix de l'ondulador comparant les mesures del fil basculant amb el model teòric  $I_y(\text{fil basculant}) - I_y(\text{model})$  i amb les mesures del fil fix tibant,  $I_y(\text{fil basculant}) - I_y(\text{fil fix tibant})$ . . . . . 237*

10.11	<i>Dependència transversal de la integral de camp vertical a l'eix de l'ondulador, muntat mòdul a mòdul. Els tres conjunts de dades corresponen a la mesura realitzada amb el fil basculant ("filbasculant"), a l'estimació resultat d'aplicar el principi de superposició a les dades del fil fix tibant ("princ. superposició"), i al càlcul amb Radia a partir del model d'inhomogeneïtats ("simulació Radia"). Es pot apreciar en el conjunt de figures de la banda esquerra que les mesures amb el fil basculant s'ajusten a les prediccions fetes tenint en compte el principi de superposició. Pel que fa a les simulacions amb radia, les mesures corroboren les simulacions excepte a les vores dels blocs, on els defectes de muntatge provoquen pics no desitjats en la integral de camp. La darrera figura de la dreta mostra un detall a la zona de camp bo (<math>\pm 10</math> mm).</i>	242
10.12	<i>Imatge del braç del banc Hall mesurant el camp local a l'eix de l'ondulador.</i>	244
10.13	<i>Imatge del moviment del banc Hall sobre l'ondulador. Els punts, creus i fletxes negres situats a un lateral dels capçals dels triplets corresponen a la direcció de la imantació de cada bloc.</i>	244
10.14	<i>Camp vertical <math>B_y</math> en funció de la coordenada de l'eix vertical del banc Hall.</i>	245
10.15	<i>Camp vertical <math>B_y</math> teòric en funció de la distància a la superfície de l'ondulador.</i>	245
10.16	<i><math>B_y</math> als pols reals de l'ondulador, mesurat experimentalment i avaluat amb el model teòric per dos entreferros: 6.65 i 6.8 mm. La distància entre pols ens ha servit per fer una estimació del període mitjà.</i>	246
10.17	<i><math>I_y(x)</math> en funció de la distància a la superfície dels blocs.</i>	247
10.18	<i><math>I_{y,x}(x)</math> a l'eix de l'ondulador per a diverses alçades sobre la superfície dels blocs.</i>	247
10.19	<i><math>B_x</math>, <math>B_y</math> i <math>B_z</math> a una distància dels blocs de 3.325 mm (<math>d_{\text{entreferro}}/2</math>), a l'eix de l'ondulador. S'ha amagat la mesura d'anada i tornada.</i>	248
10.20	<i>Anàlisi de Fourier per determinar el període de l'ondulador entre 0 i <math>6/\lambda_0</math>. En color blau tenim representada la part real, en vermell la part imaginària, i en gris el mòdul.</i>	251
10.21	<i>Anàlisi de Fourier per determinar el període de l'ondulador. Els punts negres indiquen la posició de <math>n/\lambda_0</math>, des de <math>n = 1</math> fins a 6. L'escala logarítmica ajudar a destacar el 3è i 5è harmònic.</i>	251
10.22	<i>Magnitud dels camps d'inducció <math>B_x</math> i <math>B_y</math> que s'ha de corregir pel fet de disposar només d'una meitat d'ondulador, fet que ocasiona una component longitudinal del camp molt gran.</i>	252



10.23	<i>Deflexió vertical al llarg del dispositiu obtinguda a partir de les dades del camp local.</i>	253
10.24	<i>Deflexió horitzontal al llarg del dispositiu obtinguda a partir de les dades del camp local.</i>	253
10.25	<i>Desplaçament vertical obtingut a partir de la mesura local del camp.</i>	254
10.26	<i>Desplaçament horitzontal per a un entreferro de 6.65 mm a partir de la mesura local del camp.</i>	254
10.27	<i>Diferència entre la posició teòrica i la posició real dels pols, en el model de simulació.</i>	256
10.28	<i>Error de fase en cadascun dels pols reals de l'ondulador. En negre, els pols descartats a banda i banda del dispositiu.</i>	258

# Índex de taules

1.1	<i>Propietats magnètiques bàsiques del NdFeB i del SmCo.</i> . . . . .	17
3.1	<i>Resultats finals de la caracterització de les bobines Helmholtz. El temps de mostreig és de 20 ms. Tots els valors del voltatge integrat vénen donats en <math>\mu V</math>s.</i> . . .	61
3.2	<i>Paràmetres teòrics del banc fil fix tibant.</i> . . . . .	70
3.3	<i>Configuració estàndard del fil fix tibant.</i> . . . . .	71
3.4	<i>Característiques DC del voltímetre Keithley 2000.</i> . . . . .	99
3.5	<i>Valor mig de la precisió relativa per a diferents configuracions de velocitat i acceleració. Durant la fase d'acceleració, la bobina recorre una distància d'uns 15 mm en els quals no mesura, ja que l'adquisició de dades comença quan el fil es mou a velocitat constant, però hem comprovat estadísticament que l'optimització de la mesura depèn de tots dos paràmetres.</i> . . . . .	100
3.6	<i>Resultats teòrics i experimentals de la fletxa gravitacional del fil basculant.</i> . . .	102
3.7	<i>Errors aleatoris relatius del banc fil basculant.</i> . . . . .	103
3.8	<i>Errors absoluts del banc fil basculant per a cada tipus d'imant analitzat.</i> . . . .	103
3.9	<i>Propietats segons catàleg i segons mesura pròpia dels sensors GH-700 d'efecte Hall basats en el GaAs.</i> . . . . .	110
3.10	<i>Característiques de les sondes RMN del sistema de calibratge dels sincrotró Alba.</i>	117
3.11	<i>Punts òptims trobats a diferents posicions, en mm. Els valors de <math>\delta_z(B_x)</math> i <math>\delta_z(B_z)</math> corresponen a les desviacions respecte dels decalatges "nominals" en la direcció Z.</i>	127
3.12	<i>Característiques tècniques del làser de seguiment FARO Xi V2 en mode interferòmetre, referits a la mesura d'un sol punt en repòs, amb una freqüència d'adquisició de 100 punts/s.</i> . . . . .	131
3.13	<i>Sumari de la repetibilitat del banc Hall en els diferents modes de mesura.</i> . . . .	135
3.14	<i>Errors associats als processos de calibratge i mesura amb el banc d'efecte Hall.</i> .	138

3.15	<i>Valor mig i desviació estàndard de les mesures amb el peu de rei i el rellotge comparador de diferents peces calibrades de referència i d'un bloc imantant. . . .</i>	142
4.1	<i>Valor mitjà i desviació estàndard de les mesures amb el rellotge comparador dels blocs imantats horitzontal i verticalment, on el pic màxim el definim com la diferència entre el valor màxim i el valor mínim. . . . .</i>	149
4.2	<i>Volum dels blocs segons el fabricant i calculat a partir de les dades experimentals. El pes s'ha calculat a partir de la densitat del NdFeB proporcionat per Neorem. .</i>	150
6.1	<i>Configuració òptima per al conjunt de 19 triplets. . . . .</i>	174
10.1	<i>Període determinat experimentalment. . . . .</i>	250
10.2	<i>Harmònics de la component vertical del camp d'inducció magnètic. . . . .</i>	255
10.3	<i>Paràmetres de l'ondulador calculats via anàlisi de Fourier. . . . .</i>	255
10.4	<i>Característiques magnètiques i òptiques del segment d'ondulador construït per a aquesta tesi. En color vermell els valors experimentals i en blau els esperats a partir de la simulació amb Radia. . . . .</i>	260
10.5	<i>Característiques magnètiques i òptiques del segment d'ondulador construït per a aquesta tesi. . . . .</i>	261
10.6	<i>Característiques magnètiques i òptiques de la branca d'ondulador en la configuració que maximitza l'error de fase. . . . .</i>	263



# Bibliografía

- (1996): *Fuente de Alimentación de CC de salida triple HP E3631A. Manual del usuario.* Hewlett Packard. E3631-90414.
- (1997): *Manual Magnet Power Supply 858 System 8000.* Danfysik.
- (1997): *Model 3473-50 150 MM electromagnet User's manual.* GMW.
- (1999): *OPERA 3-D. User's guide.* Vector Field Limited, Oxford.
- (2003): *PT2025 Precision NMR Teslameter.* Metrolab Instruments.
- (2005a): *Model 2000 multimeter. User's manual.* Keithley.
- (2005b): *Test and measurement. Product catalog.* Keithley. ps. 27–28.
- (2006): *Operation manual for Mag-01 and Mag-01 H single axis fluxgate magnetometers with Mag probes B-G.* Bartington Instruments.
- (2006): *PMAC User's manual.* Delta Tau Data Systems, inc. Versió 1.16.
- (2006): *Serie 3500. Reguladores de proceso. Guía del usuario.* Eurotherm.
- (2007): *FARO Laser Tracker XiV2. Specifications and Manuals.* FARO.
- BAHRDT, J. (2011): «Permanent magnets including undulators and wigglers». *Review Literature And Arts Of The Americas*, p. 45. URL <http://arxiv.org/abs/1103.1573>.
- BAHRDT, J.; FRENTRUP, W.; GAUPP, A.; SCHEER, M.; ENGLISCH, U. (2004): «Magnetic field optimization of permanent magnet undulators for arbitrary polarization». *Nuclear Instruments and Methods Section A*, volum 516(2-3): ps. 575–585.

- BECHERI, Fulvio (2006): «Helmholtz coil - user manual». Document intern AAD-LAHelmID-A-0001, ALBA.
- BELTRAN, D. (1998): «Sistema de control para la calibración de las sondas Hall del banco de medidas magnéticas del LLS». Treball de recerca d'enginyeria electrònica, UAB. Director: Dr. Josep Antoni Perlas. Tutor: Dr. Jordi Suñé.
- BELTRAN, D.; CAMPMANY, J.; MOLINS, A.; PERLAS, J. A.; TRAVERIA, M. (2001): «An instrument for precision magnetic measurements of large magnetic structures». *Nuclear Instruments and Methods in physics research A*, volum 459(1): ps. 285–294.
- BERGSMA, F. (2003): «Calibration of Hall sensors in three dimensions». 13th International Magnetic Measurement Workshop. SLAC, Stanford (California), p. 34. CERN. URL <http://fxb.home.cern.ch/fxb/immw13/>.
- (2005): «Progress on the 3D calibration of Hall probes». 14th International Magnetic Measurement Workshop. Ginebra (Suïssa). CERN. URL <http://immw2005.web.cern.ch/immw2005/>.
- CAMPMANY, J.; DE LIMA, M.; MARCOS, J.; MARTÍ, Z.; MASSANA, V. (2007a): «Characterization of the flipping coil bench at the ID laboratory at CELLS». Document intern AAD-LAFlipID-A-0003, ALBA.
- CAMPMANY, J.; MARCOS, J.; MARTÍ, Z.; MASSANA, V. (2007b): «Positioning a hall probe measurement with maxwell equations». Document intern AAD-SR-ID-AN-0172, ALBA.
- CHANG, C. H.; CHEN, J. R.; HWANG, C. S.; FAN, T. C.; YEY, S. (1998a): «Field optimization algorithm for the various variably polarization undulator with changing phase». ps. 2222–2224.
- CHANG, C. H.; HWANG, C. S.; WANG, C.; HSU, I.; FAN, T. C. (1998b): «Magnet sorting algorithms for the srcc epu5.6». *6th European Particle Accelerator Conference*, ps. 2219–2221.
- CHAVANNE, J.; CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.; VAN VAERENBERGH, P. (2000): «Nonlinear numerical simulation of permanent magnets». *Proceedings of EPAC*, ps. 2316–2318. Viena.

- CHAVANNE, J.; ELLEAUME, P.; VAN VAERENBERGH, P. (1997): «Recent developments of insertion devices at the ESRF». *Proceedings of the Particle Accelerator Conference (PAC)*, ps. 3506–3508. Vancouver.
- (1999): «End field structures for linear/helical insertion devices». Dins *18th IEEE Particle Accelerator Conference*, ps. 2665–2667. New York.
- CHAVANNE, J.; LE BEC, G. (2009): «Simulation of NdFeB permanent magnets at low temperature». *Proceedings of PAC*, ps. 327–329. URL <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/PAC2009/papers/mo6pfp085.pdf>, Vancouver.
- CHAVANNE, J.; PLAN, B.; PENEL, C.; VAN VAERENBERGH, P. (2002): «Magnetic design considerations for in-vacuum undulators at ESRF». *Proceedings of EPAC*, ps. 2604–2606. Paris.
- CHUBAR, O.; ELLEAUME, P.; CHAVANNE, J. (1998): «A three-dimensional magnetostatics computer code for insertion devices». *Journal of Synchrotron Radiation*, volume 5(3): ps. 481–484. doi:10.1107/S0909049597013502. URL <http://dx.doi.org/10.1107/S0909049597013502>.
- CIOCCI, F.; DATTOLI, G.; SABIA, E.; SASSI, M. (2007): «Comments on phase error definition for accel undulator factory test». Report tècnic SPARC-FEL-07/001, ENEA.
- CLARKE, J. A. (2004): *The science and technology of undulators and wigglers*. Oxford science publications. Oxford University Press. ISBN 9780198508557. URL <http://books.google.es/books?id=DKhYgCy9YF8C>.
- COLLDELDRAM, C.; MARCOS, J.; MASSANA, V. (2006): «Design and building of a zero magnetic field chamber». Document intern AAD-LAIDHall-A-0008, ALBA.
- COVER, R. A.; RAKOWSKY, G.; BOBBS, B. L.; KENNEDY, P.K. (1995): «Undulator design for synchrotron radiation sources using simulated annealing». *IEEE Journal of Quantum Electronics*, volum 31: ps. 644–672.
- DIVIACCO, B.; BRACCO, R.; MILLO, D.; ZANGRANDO, D. (2002): «Design of a figure-8 undulator for ELETTRA». *Proceedings of EPAC*, ps. 2610–2612. Paris.
- DRAK, M.; DOBRZANSKI, L. A. (2007): «Corrosion of Nd-Fe-B permanent magnets». *Journal of Achievements in Materials and Manufacturing Engineering*, volum 20(1-2).

- ELLEAUME, P. (1989): «Generation of various polarization states from insertion devices: A review». *Rev. Sci. Instrum.*, volum 60(7): ps. 1830–1833.
- HALBACH, K. (1986): «Concepts for insertion devices that will produce high-quality synchrotron radiation». *Nuclear Instruments and Methods Section A*, volum 246(1-3): ps. 77–81.
- HALL, E. H. (1879): «On a new action of the magnet on electric currents». *American Journal of Mathematics*, volum 2: ps. 287–292.
- HENRICHSEN, K. N. (1998): «Overview of magnet measurement methods». *CAS - CERN Accelerator School*, p. 127.
- HUMPHRIES, D.; GOETZ, F.; KOWNACKI, P.; MARKS, S.; SCHLUETER, R. (1995): «A multiple objective magnet sorting algorithm for the advanced light source insertion devices». *Review of Scientific Instruments*, volum 66(2): ps. 1904–1906.
- HUMPHRIES, D.; HOYER, E.; KINCAID, B.; MARKS, S.; SCHLUETER, R. (1994): «Magnet sorting algorithms for insertion devices for the advanced light source». *IEEE Trans. Magn.*, volum 30(4): ps. 2431–2434.
- HWANG, C. S.; LIN, F. Y.; HUANG, T. H.; JAN, G. J.; TSENG, P. K. (1994): «High-precision harmonic magnetic-field measurement and analysis using a fixed angle hall probe». *Rev. Sci. Instrum.*, volum 65(8): ps. 2548–2555. doi:10.1063/1.1144650.
- KIRCHMAYR, H. R. (1996): «Permanent magnets and hard magnetic materials». *Journal of Physics D: Applied Physics*, volum 29(11): ps. 2763–2778. URL <http://www.ingentaconnect.com/content/iop/jphysd/1996/00000029/00000011/art00007>.
- KUNS, K. (2007): «Calculation of magnetic field inside plasma chamber». *UCLA report*, volum 2(3): ps. 1–11. URL <http://plasmalab.pbworks.com/f/bfield.pdf>.
- LI, Y.; FAATZ, B.; PFLUEGER, J. (2007): «Magnet sorting for the xfel hybrid undulator-comparing study». Report tècnic, DESY. doi:<http://pubdb.desy.de/fulltext/getfulltext.php?uid=3633-8264>.
- LIDIA, S.; CARR, R. (1994): «Faster magnet sorting with a threshold acceptance algorithm». *Proceedings of International Conferences on Synchrotron Radiation Ins-*



- trumentation (SRI)*, (SLAC-PUB-6632, SLAC-SSRL-0091, C94-07-18.1). doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.1145808>.
- STAFF LLS (1997): «LLS detailed design report». Design report, Laboratori de Llum de Sincrotró.
- LORRAIN, P.; CORSON, D. (1986): *Campos y ondas electromagnéticos*. quarta edició.
- MARCOS, J. (2005): «Radiation damage on permanent magnets». Document intern AAD-SR-ID-AN-0074, ALBA.
- (2006): «Calibration of a 3-axis Hall probe». Document intern AAD-LAIDHall-A-0003, ALBA.
- (2011): «Estimation of phase errors of pure permanent magnet arrays for its implementation into module sorting algorithms». Document intern, ALBA.
- MARCOS, J.; CAMPMANY, J. (2005): «Specifications to build a fixed stretched wire bench». Document intern AAD-LABIDFSWB-ER-0001, ALBA.
- MARCOS, J.; CAMPMANY, J.; EINFELD, D. (2006*a*): «The study of errors of ALBA fixed stretched wire bench». *Proceedings of EPAC*, volum C060626: ps. 3601–3603.
- (2006*b*): «The study of errors of alba fixed stretched wire bench». *Proceedings of EPAC*, p. 3601. Edinbrough.
- MARCOS, J.; CAMPMANY, J.; MASSANA, V. (2007): «Comparison a Hall probe measurements in point-to-point and on-the-fly measurement modes». Document intern AAD-LAIDHall-A-0005, ALBA.
- MARCOS, J.; MASSANA, V. (2006): «Magnetic field map of the GMW-3473 calibration dipole magnet». Document intern AAD-LAIDHall-A-0007, ALBA.
- MASSANA, V. (2005): «Characterització d'un imant de curvatura combinat mitjançant sondes d'efecte Hall». Projecte F. de Carrera o Tesina de L., UAB. Treball per a l'obtenció de la Suficiència Investigadora. Director: Dr. Josep Campmany.
- MASSANA, V.; MARCOS, J.; CAMPMANY, J. (2011): «Modelization of inhomogeneities in permanent magnet blocks». *Proceedings of IPAC*, ps. 3305–3307. San Sebastián.
- MASSANA, V.; REY, F.; CAMPMANY, J.; PULIDO, E. (2007): «Characterization of the

- hall bench motion at ID laboratory at CELLS». Document intern AAD-LAIDHall-A-0009, ALBA.
- MIYATA, K.; OHASHI, K. (1992): «Adjustment of magnetic field using the mathematical programming method for an undulator». *IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan*, volum 7(6): ps. 463–478.
- ONUKE, H.; ELLEAUME, P. (2003): *Undulators, wigglers and their applications*. Taylor & Francis. ISBN 9780415280402. URL <http://books.google.es/books?id=7v10av0ASPgC>.
- POOLE, M. W.; WALKER, R. P. (1980): «Some limitations on the design of plane periodic electromagnets for undulators and free electron lasers». *Nuclear Instruments and Methods*, volum 176(3): ps. 487 – 495. ISSN 0029-554X. doi:10.1016/0029-554X(80)90374-2. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X80903742>.
- (1981): «Periodic magnets for undulators and free electron lasers: a review of performance features». *IEEE Trans. Magn.*, volum 17(DL-SCI-P-283-A): ps. 1978–1981.
- POPOVIC, R. S. (2004): *Hall effect devices*. Series in Sensors. Institute of Physics, segona edició. ISBN 9780750308557. URL [http://books.google.es/books?id=\\\_H5n-5s05BAC](http://books.google.es/books?id=\_H5n-5s05BAC).
- PRESS, W. H.; FLANNERY, B. P.; TEUKOLSKY, S. A.; ; VETTERLING, W. T. (1992): *Numerical Recipes – The Art of Scientific Computing*. Cambridge: Cambridge University Press, segona edició. URL <http://www.bibsonomy.org/bibtex/209d4615213a03db4e2f709c240537b3a/gregoryy>.
- PYRHÖNEN, J.; JOKINEN, T.; HRABOVCOVÁ, V. (2008): *Design of rotating electrical machines*. Wiley. ISBN 9780470695166. URL [http://books.google.es/books?id=\\\_y3LSh1XTJYC](http://books.google.es/books?id=\_y3LSh1XTJYC).
- RESENDE, X. R.; DIAS, R. M. (2004): «Magnet sorting algorithm applied to the LNLS EPU». *Proceedings of EPAC*, ps. 303–305. Lucerne.
- RUMICHE, F.; INDACOCHEA, J. E.; WANG, M. L. (2008): «Assessment of the effect of microstructure on the magnetic behavior of structural carbon steels using an electromagnetic sensor». *Journal of Materials Engineering and Performance*, volum 17(4): ps.

- 586–593. ISSN 1059-9495. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11665-007-9184-2>, 10.1007/s11665-007-9184-2.
- SASAKI, S.; KOBAYASHI, H.; TAKAO, M.; MIYAHARA, Y.; HASHIMOTO, S. (1995): «Conceptual design of quasi-periodic undulator». *Rev Sci Instr.*, volum 66(2): ps. 1953–1955.
- SCOTT, D. (2004): «Magnet block sorting for variably polarising undulators». p. 3 p.
- TANAKA, T.; KITAMURA, H. (2000): «Effective initial sorting of undulator magnets». *Review of Scientific Instruments*, volum 71(8): ps. 3010–3015. doi:10.1063/1.1304878. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000RScI...71.3010T>.
- TANAKA, T.; SEIKE, T.; KITAMURA, H. (2001): «Undulator field correction by in-situ sorting». *Nuclear Instruments and Methods Section A*, volum 465: ps. 600–605. doi: 10.1016/S0168-9002(01)00616-7.
- TROUT, S. R. (1988): «Use of helmholtz coils for magnetic measurements». *IEEE transactions on magnetics*, volum 24(4): ps. 2108–2111. doi:10.1109/20.3411.
- WALKER, R. P. (1993): «Interference effects in undulator and wiggler radiation sources». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volum 335(1-2): ps. 328–337. ISSN 0168–9002. doi:10.1016/0168-9002(93)90288-S. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029390288S>.
- (1994): «Advanced insertion devices». *Proceedings of EPAC*, ps. 310–314. Londres.
- (1998): «Insertion devices: undulators and wigglers». Dins *Synchrotron radiation and free electron lasers* (Turner S., ed.), CERN Accelerator School, ps. 129–190. CERN.
- (2003): *Bending magnet and wiggler radiation*, capítol 4, p. 112. Dins ONUKI i ELLEAUME (2003). URL <http://books.google.es/books?id=7v10av0ASPgC>.
- ZEUS, M. (2006): *Disseny i caracterització d'un ondulator helicoidal per a la producció de llum de sincrotró, i millores en el seu procés de construcció*. Tesi Doctoral, Universitat Autònoma de Barcelona. Director de tesi: Josep Campmany.
- (2007): «ALBA Helmholtz coils commissioning». Document intern ACD-LAHelmID-A-0003, ALBA.