

Informes de Laboratori d'electromagnetisme

Grup A6

Isaac Baldi García (1667260)
Víctor Bosch González (1676373)
Eira Jacas García (1666616)
Miguel Ordejón de Prada (1710966)

Maig de 2025

Índex

1	Pràctica 2	3
1.1	Introducció	3
1.2	Mètode Experimental	4
1.3	Presentació i discussió de resultats	5
1.3.1	Dependència de la força mangètica amb la intensitat de corrent	5
1.3.2	Dependència de la força mangètica amb la distància de separació entre fils	6
1.3.3	Camp magnètic terrestre	8
1.4	Conclusions	9
2	Pràctica 6	10
2.1	Introducció Teòrica	10
2.2	Mètode Experimental	13
2.3	Resultats i discussió	14
2.3.1	Desviació electroestàtica	14
2.3.2	Desviació magnetoestàtica	15
2.3.3	Desviació electromagnètica	17
2.4	Conclusions	18
3	Pràctica 7	19
3.1	Introducció	19
3.2	Mètode experimental	20
3.3	Resultats experimentals	22
3.3.1	Mesura del camp de les espires	22
3.3.2	Mesura del camp de les bobines	23
3.4	Conclusions	27

A	Annex	29
A.1	Resultats experimentals	29
A.1.1	Resultats experimentals Pràctica 2	29
A.1.2	Resultats experimentals Pràctica 6	29
A.1.3	Resultats experimentals Pràctica 7	30
A.2	Imatges	31
A.3	Càlcul d'incerteses	31
A.4	Regressions lineals	32
A.5	Mètode dels mínims quadrats	33

Pràctica 2

Força entre corrents

Resum

En aquesta pràctica estudiem la força magnètica entre dos fils amb corrent elèctric de mateixa intensitat, en concret, analitzem la seva relació amb la magnitud d'intensitat dels fils i la dependència amb la distància que els separa. També s'aprofita el muntatge experimental per mesurar la component horitzontal del camp magnètic terrestre. Les dades experimentals es tracten mitjançant el mètode dels mínims quadrats per obtenir paràmetres que es poden comparar amb valors teòrics. Aquests presenten diferències prou significatives respecte els nostres resultats tot i estar-se dins l'interval d'incertesa, el que creiem que és degut a la gran complexitat del mètode experimental emprat.

1.1 Introducció

En aquesta pràctica tenim per objectiu estudiar la força magnètica que es genera entre dos fils pels quals es fa passar corrent elèctric. També, aprofitarem el muntatge experimental per a mesurar la component normal del camp magnètic terrestre.

La força magnètica entre dos fils finits de corrent es calcula a través de la llei de Biot-Savart. Però tenint que la separació entre els fils de corrent és molt menor a la longitud d'aquests, podem arribar a considerar que el camp magnètic que rep un dels fils és el generat per un altre fil infinit situat a una distància d'ell.

Aquesta aproximació ens facilita molt més els càlculs ja que podem trobar el camp magnètic generat per un fil infinit amb la llei d'Ampère, que ens dona com a resultat la següent expressió:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (1.1)$$

I que la força magnètica que rep el fil d'una longitud L és

$$\vec{F} = I \oint d\vec{l} \times \vec{B}(\vec{r}) \quad (1.2)$$

Ens resultat que la força magnètica (el mòdul) té l'expressió següent:

$$F = \frac{\mu_0 I^2 L}{2\pi r} \quad (1.3)$$

Per mesurar la força magnètica entre dos fils de corrent i la seva dependència amb la intensitat de corrent que hi circula i amb la distància de separació entre ells utilitzarem una balança. Aquesta permet saber

quan el sistema està en equilibri, és a dir, quan la força magnètica generada pels fils és compensada per una altra força d'igual direcció però sentit contrari.

Aquesta altra força, que ha de ser fàcilment parametrizable, pot correspondre a la força gravetat associada al fil superior. La qual mesurarem a través de les masses conegudes que col·locarem sobre la cassola que té aquest fil.

També pot correspondre a la força de torsió del sistema que conté el fil superior. La qual es pot mesurar a través de l'angle de gir resultant del fil superior al rebre la força magnètica.

La força gravetat segueix la següent equació

$$F_{grav} = mg \quad (1.4)$$

I la força de torsió

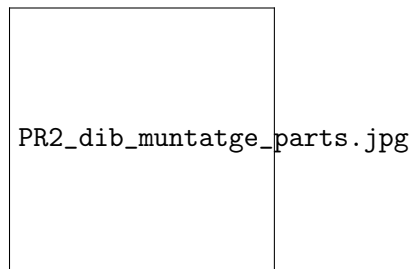
$$F_{tor} = k\theta \quad (1.5)$$

1.2 Mètode Experimental

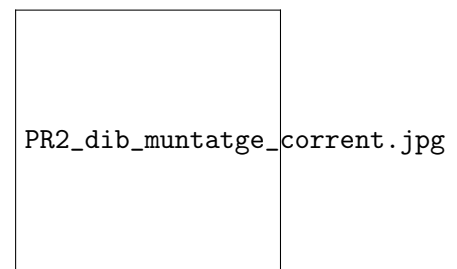
La balança de corrent està formada per un marc rectangular per on hi circula un corrent, gr. Aquest es troba sustentat pel fil de torsió i es troba sotmès a un equilibri entre la força del contrapes i la força entre fils.

Per tal d'afavorir el moviment del rectangle conductor, les connexions entre el marc i la font de corrent es fan usant gal·li fos. Els motius pels quals s'usa el gal·li són la seva baixa temperatura de fusió (29.76°C) i al seu preu econòmic. El metall fos permet la mobilitat del marc i proporciona una connexió continua i gairebé sense presentar fricció. S'obren els pots de gal·li i es connecta el transformador de corrent de 9 V per fondre'l.

A continuació, es posen en contacte els pots de gal·li amb el marc rectangular, que té unes petites puntes sobresortint que entren perfectament en l'obertura de cada pot de gal·li. També es connecta el transformador amb el fil inferior, per a que aquest també tingui corrent circulant-hi.



(a) Parts de la balança usada en l'experiment.



(b) Connexions per a fer circular corrent pels fils de la balança.

Figura 1.1: Muntatge de la balança usada

La importància de la presa de mesures en aquesta pràctica recau en la calibració de la balança. Primerament, es col·loca la balana de tal forma que els cables siguin paral·lels al camp magnètic terrestre, seguint la direcció que ens indica la brúixola. Així, es pot eliminar la contribució del camp magnètic terrestre, que alteraria els resultats.

En segon lloc ajustem les potes de tal manera que la bombolla quedi al centre de l'espai disponible que te per moure's, fet que indica que està completament paral·lela al pla z . A continuació, ens assegurem que el dial de torsió del marc rectangular està al zero.

Finalment, es mou el contrapès fins que la balança estigui estable i després es mou el cursor de marques, que conté uns imants per disminuir l'oscil·lació de l'aleta d'amortiment fins que ens quedin alineades amb la marca de l'aleta.

Després de fer una mesura, la balança pot quedar descalibrada (l'aleta d'amortiment no queda alineada amb el cursor de marques). Si aquest és el cas, cal tornar a calibrar la balança de nou.

Un cop la balança calibrada, la pràctica es divideix en 3 parts. En la primera part, es fan girar els cargols 5 voltes completes de tal forma que se separen els cables 5 mm més. A continuació es posa la massa de 5 mg i es connecta la font de corrent continu augmentant la intensitat fins que s'equilibra la balança. Es repetirà el mateix procés per a les diferents masses, augmentant-les de 5 mg en 5 mg.

En la segona part de la pràctica, es posa la massa de 5mg sobre la cassoleta i es gira el dial fins que la balança torni a l'equilibri. Seguidament es repeteix el procés per les masses de 10, 15, 20 i 25 mg i a continuació es van separant els fils a I constant (girant les rodets que desplacen el fil inferior) per a trobar el valor de μ_o .

Finalment, en la tercera part de la pràctica es rota el sistema 90 graus per així detectar la component normal del camp magnètic terrestre. A continuació, es desconnecta la intensitat del cable inferior i pel superior es fa circular la major intensitat possible. Finalment, es gira el dial fins a equilibrar la balança.

Per saber si el sistema es troba en equilibri cal fixar-nos en que les 3 línies, les dues del cursor de marques i la de l'aleta d'amortiment es trobin perfectament alineades.

A la pràctica, l'aleta d'amortiment mai es quedava en una posició sense moviment. Així doncs, prenem com sistema en equilibri vàlid per a la mesura quan l'aleta patia la mínima oscil·lació possible, d'amplitud constant (igual desplaçament amunt i avall).

1.3 Presentació i discussió de resultats

1.3.1 Dependència de la força magnètica amb la intensitat de corrent

En la primera part de la pràctica volem estudiar la relació que hi ha entre la intensitat que circula per un fil i la força que aquest rep a causa d'un altre fil pel que hi circula la mateixa intensitat.

S'ha mesurat la intensitat necessària perquè circular pel fil perquè la força magnètica i la força gravitatòria de la massa de la balança estiguin en equilibri. S'ha fet la mesura per a 5 masses diferents, començant per 5 mg, i augmentant-la de 5 en 5 mg a cada nova mesura. Per a cada massa s'han realitzat 3 mesures de la intensitat i se n'ha fet el promig.

Per comprovar la dependència s'ha representat la força en funció del quadrat de la intensitat i s'ha fet una regressió lineal. Els valors obtinguts es mostren gràficament a la Fig. ??:

R2_egrI2vsF.png

Figura 1.2: El quadrat de la intensitat en funció de la Força.

La regressió té un coeficient de correlació de $R^2 = 0,98$. A doncs, que la força que un fil que transporta una intensitat I rep a causa d'un altre fil que transporta la mateixa intensitat compleix la lineal proporcional: $F \sim I^2$.

El pendent de la recta de regressió ens permet trobar un valor aproximat de μ_0 . A partir de l'Eq. (1.3) es dedueix que el pendent m serà $m = \frac{2\pi d}{\mu_0 L}$. Aïllant μ_0 s'obté $\mu_0 = (0,413 \pm 0,091)10^{-6} Tm/A$, que difereix bastant (tot i tenir el mateix ordre de magnitud) del valor real que hem pres, de $4\pi 10^7 Tm/A = 1,2610^6 Tm/A$.

Podem veure que el valor teòric no es troba dins l'interval d'incerteses considerat pel valor experimental i per tant els resultats no són compatibles. La incertesa instrumental associada a les mesures com per exemple la diferència de massa real respecte el marcat en les etiquetes i el que s'ha utilitzat per fer les regressions fa augmentar la discrepància entre els resultats.

1.3.2 Dependència de la força magnètica amb la distància de separació entre fils

En aquest segon apartat analitzarem com depèn la força magnètica amb la distància de separació entre fils per on circula corrent.

Ho farem aconseguint mantenir en equilibri la força magnètica amb la força de torsió. Així doncs, primer cal obtenir la constant de torsió del fil. Es fixa una intensitat de $(5,00 \pm 0,01)A$ i es representen les dades de la força en funció de l'angle. Posteriorment es realitza una recta de regressió que ens permet trobar el valor de la constant k .



Figura 1.3: Força en funció de l'angle de torsió.

La força que s'obté de la regressió és:

$$F(\theta) = (3,73 \pm 0,10) \cdot 10^{-6} \theta \quad (1.6)$$

Cal remarcar que la regressió lineal posseeix una ordenada a l'origen llunyana al zero $((-1,75 \pm 0,50)10^{-5})$. Tot i que aquesta ordenada d'origen no és menyspreable enfront els valors de la força, **els resultats experimentals avalen que es pot no tenir en compte**. Aquesta ordenada d'origen pot haver aparegut a causa d'una imprecisa cal·libració de la balança, ja que es feia a ull. A més a més, el fet que la constant sigui positiva és un bon indicatiu, perquè la força ha d'augmentar linealment amb l'angle de torsió.

A continuació, mantenint fixa la intensitat anterior, es va variant la distància entre ambdós fils de corrent per calcular el valor de la permeabilitat magnètica μ_0 .

Es representen els resultats obtinguts en la Fig. 1.4 on es grafica la força respecte $1/r$:



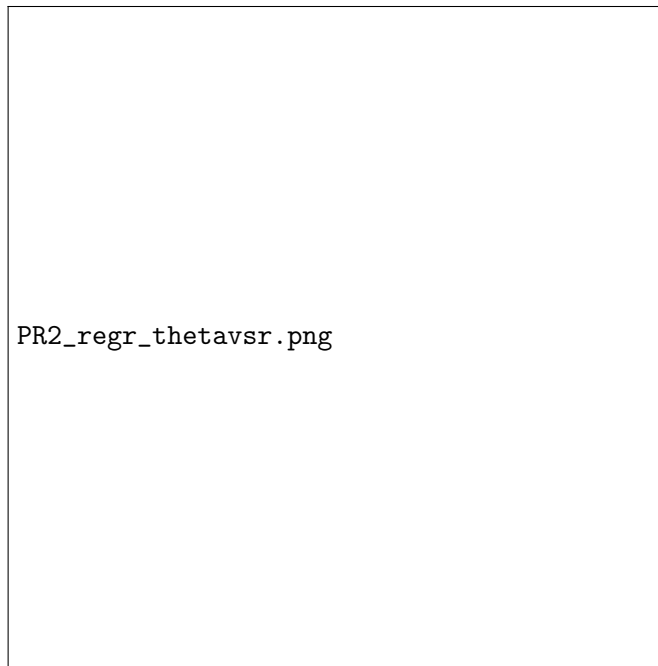


Figura 1.4: Força en funció de l'invers de la distància de separació entre fils de corrent.

La regressió té un coeficient de correlació de $R^2 = 0,76$. Aplicant la relació (1.6) a l'equació que acabem de trobar i operant, s'obté que el valor de μ_o ve donat per l'equació $\mu_o = \frac{2m}{LI^2}$ on m correspon al pendent de la regressió lineal.

Aplicant el valor experimental s'obté que: $\mu_o = (0,525 \pm 0,058) \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$. Tot i que el resultat tampoc és compatible amb l'esperat, sí és molt similar al resultat experimental de l'apartat anterior (tenint en compte els seus intervals d'incertesa, sí són compatibles) .

De nou, cal considerar que la discrepància és deguda la complexitat en la mesura de les dades. Un error tan gran pot ser degut a factors que han influït en la mesura i que no s'han pogut tenir en compte en el càlcul de la incertesa, com ara petites vibracions de la taula o una calibració imprecisa de la balança. De fet, tenir aquesta mateixa discrepància en els dos càlculs de la permeabilitat magnètica al buit pot ser un indicatiu que la balança no estava ben calibrada, per això les dependències entre magnituds són correctes però els valors calculats no. Tanmateix, el resultat és força proper al valor real.

Per millorar l'experiment i que els resultats numèrics fossin més propers al teòric caldria considerar que la posició d'equilibri es devia trobar desplaçada del zero. També es podria recalibrar la balança de nou per no seguir arrossegant aquest error. Això és el que vam realitzar abans de començar la mesura del camp magnètic terrestre en la secció que ve a continuació.

1.3.3 Camp magnètic terrestre

En aquesta última part de la pràctica es pretén mesurar la component horitzontal del camp magnètic terrestre. Per fer-ho, s'ha girat el dispositiu 90° de manera que sigui el camp de la Terra qui faci la força sobre el fil de corrent (recordem que fins ara el teníem paral·lel al camp de la Terra perquè aquest no

fes cap força sobre el fil). D'aquesta manera, mesurant la força que rep el fil es podrà trobar de quina magnitud és el camp causant d'aquesta força.

Per a una intensitat determinada, la força que rep el fil ve donada per l'equació (2.2), i simplement aïllant el camp es podria trobar el seu valor.

Fixant la intensitat a $(8,00 \pm 0,01) A$, trobem el valor de l'angle que permet tornar a deixar a equilibrar la balança, és a dir, igualem la força que rep el fil degut al camp magnètic amb la de torsió. La torsió obtinguda experimentalment és de $(19,5 \pm 2,3)$.

Aprofitant el resultat de la constant de torsió trobada en la Sec. 1.3.2, podem trobar que la força magnètica que s'ha obtingut és de $F = (7,28 \pm 0,1) 10^{-5} N$.

De l'Eq (1.2), podem aïllar B i obtenir que la component horitzontal del camp magnètic de la Terra al laboratori de la Universitat Autònoma, és $B = (3,08 \pm 0,59) 10^{-5} T$. El valor real que hem agafat és de $B = 2,53 10^{-5} T$ ¹. Per tant, com el valor experimental es troba dins l'interval d'incerteses, és compatible amb el resultat esperat.

Només hem pogut estudiar la component horitzontal del camp magnètic terrestre perquè la component vertical d'aquest és perpendicular al conductor i per tant la balança que tenim no permet fer la seva mesura.

També podem observar que el fet d'haver desplaçat la balança, ens ha obligat a recalibrar aquesta de nou. Això pot haver influït en què els resultats de càlcul del camp magnètic sí continguin el valor teòric en el seu interval d'incerteses.

1.4 Conclusions

En vista dels resultats es comprova que la dependència en I^2 i en $1/r$ de la força magnètica, efectivament és lineal, tal com predien les equacions trobades per un sistema de fils paral·lels pels quals circula una mateixa intensitat.

També s'ha obtingut experimentalment el valor de μ_0 de dues maneres diferents, obtenint en ambdós casos valors que discrepen amb el valor teòric acceptat però similars entre ells.

Concluïm doncs, que el mètode experimental és prou bo tot i els errors que té associats. No obstant, veïem que el calibratge inicial de balança és molt determinant en els resultats numèrics, en el nostre cas, s'hauria de tenir en compte que el punt d'equilibri de la balança es trobava fora del zero o es podria haver recalibrat la balança de nou abans de començar a fer les mesures de cada part de l'experiment.

La component horitzontal del camp magnètic terrestre a la Universitat Autònoma és de $B_{T_{norm}} = (3,08 \pm 0,59) \cdot 10^{-5} T$ que conté dins del seu rang d'incertesa el valor teòric mesurat a Salamanca (el qual utilitzem de referència).

¹Valor obtingut d'un document de la R.S.E.F. on s'havia mesurat la component horitzontal del camp magnètic a Salamanca

Pràctica 6

Feixos de raigs catòdics

Resum

En aquesta pràctica s'estudia el comportament d'un feix de raigs catòdics sota un camp elèctric i un camp magnètic amb l'objectiu de determinar les propietats de les partícules que els conformen. Concretament, analitzant les desviacions del feix dels raigs sota aquests camps s'obté la relació entre la càrrega i la massa de les partícules que ens permet determinar que són electrons.

2.1 Introducció Teòrica

En aquesta pràctica estudiarem com es desvia el feix de raigs catòdics sota el camp elèctric generat per un condensador i el camp magnètic generat per unes bobines de Helmholtz. A través de les equacions d'aquests, podrem determinar propietats de les partícules que conformen els raigs. Concretament, els objectius que ens plantejem són:

- * Caracteritzar el camp elèctric generat pel condensador no ideal que usem a l'experiment a través d'un factor experimental.
- * Determinar i explicar el comportament dels raigs catòdics sota el camp elèctric i el camp magnètic. Estudar-ho per diferents intensitats i potencials aplicats als generadors de camp.
- * Determinar, amb dos mètodes diferents, de què estan fets els raigs catòdics trobant la relació entre la càrrega i la massa de les seves partícules.

Primerament, estudiarem la desviació del feix degut a un camp elèctric perpendicular a la velocitat; aplicant una diferència de potencial V_p entre dues plaques plano-paral·leles. Degut a què la distància entre plaques d ($= 54$ mm) és de l'ordre del tamany d'aquestes, no podem considerar el sistema com un condensador de plaques plano-paral·leles ideal amb un camp uniforme $E = V/d$. En comptes, seguirem considerant-lo uniforme però modificarem l'expressió mitjançant una constant k que tindrà en compte els efectes de vorada i que trobarem experimentalment.

$$E = \frac{kV_p}{d} \quad (2.1)$$

Si les partícules de les quals està format els raigs catòdics (de massa m) tenen càrrega elèctrica q , aquestes es desviaran cap a un dels dos elèctrodes; al càtode si són negatives i a l'ànode si són positives. I la trajectòria que seguiran serà una paràbola parametritzada per l'Eq. (2.2), ja que el camp és uniforme i en direcció y .

$$x = v_0 t \quad y = -\frac{qEt^2}{2m} \quad (2.2)$$

On v_0 és la velocitat en direcció x que tenen inicialment les partícules al sortir del filament. Donat que un cop emeses les partícules, aquestes es veuen accelerades degut al voltatge aplicat V_a ; per conservació de l'energia, la velocitat ha de ser:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = qV_a \quad (2.3)$$

Tot i això, no es pot veure el moviment d'una partícula individual en funció del temps, sinó que es veu una corba formada per moltes partícules en diferents moments de la trajectòria. L'expressió d'aquesta corba com una funció de x ($y = f(x)$) s'obté combinant les Eqs. (2.1), (2.2) i (2.3):

$$y = \frac{kV_px^2}{4dV_a} \quad (2.4)$$

Per últim, queda determinar experimentalment la constant k a partir del pendent m de la recta de regressió lineal de y en funció de x^2 i de l'equació (2.4):

$$k = \frac{4mdV_a}{V_p} \quad (2.5)$$

Per calcular el radi de corvatura i posteriorment la relació $\frac{q}{m}$ de les partícules dels raigs catòdics necessitem caracteritzar la trajectòria de les partícules carregades sota un camp magnètic uniforme. En l'experiment, el camp d'inducció magnètica està generat per unes bobines de Hemholtz que aproximadament produeixen el camp uniforme

$$\vec{B} = \frac{32\pi nI}{5\sqrt{5}r} \times 10^{-7} \quad \hat{z} \quad \text{Wb/m}^2. \quad (2.6)$$

Per altra banda, la llei de Lorentz dicta que una partícula carregada negativament sota un camp d'inducció magnètica, \vec{B} , pateix una força

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.7)$$

En el nostre cas, \vec{v} és perpendicular a \vec{B} i, per tant, les partícules dels raigs catòdics seguiran una trajectòria circular d'equació

$$R = \frac{x^2 + y^2}{2y}. \quad (2.8)$$

On R és el radi del cercle i hem agafat el centre de coordenades a l'inici del tub de raigs catòdics i l'eix X del sistema paral·lel a la direcció de sortida dels raigs.

Ara, per calcular la relació entre la intensitat de corrent de les bobines de Helmholtz i el radi de corvatura de les partícules cal igualar la força centrípeta a la força de Lorentz, i obtenim

$$Bqv = \frac{mv^2}{R} \quad (2.9)$$

que combinada amb l'Eq. (2.6) ens dona la relació entre el radi i la intensitat de corrent

$$R = K\frac{1}{I} \quad \text{on} \quad K = \frac{mv5\sqrt{5}r}{32\pi n} \times 10^7. \quad (2.10)$$

Tenint en compte l'Eq. (2.9) i la llei de la conservació de l'energia mecànica, $qV_a = \frac{1}{2}mv^2$, s'obté

$$\frac{q}{m} = \frac{2V_a}{B^2 R^2} \quad (2.11)$$

que ens permetrà calcular la relació $\frac{q}{m}$ de les partícules.

Una altre manera de calcular la relació càrrega/massa de les partícules dels raigs catòdics és igualant forces elèctriques i magnètiques. Fent-ho, arribem a la següent equació:

$$qE = qvB \quad (2.12)$$

Amb la que es troba que la velocitat vindrà donada pel quocient:

$$v = \frac{E}{B} \quad (2.13)$$

Podem obtenir el radi de la trajectòria circular deguda només a la desviació magnètica com hem explicat prèviament.

De les Eqs (2.12), (2.9) es pot deduir l'equació que emprem en la secció 2.3.3 per a calcular la relació càrrega/massa a partir de les nostres dades experimentals:

$$\frac{q}{m} = \frac{E}{RB^2} = \frac{kV_p}{dK^2 I^2 R} \quad (2.14)$$

2.2 Mètode Experimental

El procediment experimental seguit ha constatat de diversos passos que estan explicades detalladament al guió de la pràctica. Primerament, s'ha aplicat una diferència de potencial al tub de raigs catòdics i s'ha fet visible el feix lluminós dels raigs. Tot seguit s'ha estudiat la desviació d'aquest feix al aplicar diferents valors de camp elèctric (generat per un condensador planoparal·lel) o magnètic (generat per unes bobines de Hemholtz) ambdós uniformes i perpendiculars. Per poder determinar punts de la trajectòria del feix de raigs catòdics, hem fotografiat el raig usant un dispositiu mòbil i cobrint-nos amb un material opac per tal de tenir més contrast. Posteriorment, aquestes fotografies han estat processades digitalment.

En el cas del camp magnètic, per poder estudiar la relació entre el radi de corbatura del feix i la intensitat de corrent de les bobines de Helmholtz, s'ha fotografiat el raig per les següents intensitats: $0.1A, 0.2A, 0.3A, 0.4A, 0.5A, 0.6A, 0.7A, 0.8A$. Igualment, per determinar la relació entre el radi de corbatura i el potencial aplicat hem usat els següents potencials: $2kV, 3kV, 4kV$ i $5kV$.

En aquest punt, mitjançant un dispositiu mòbil s'han fotografiat els diferents casos. Aleshores, s'ha processat cada imatge, ja a ordinador, amb un programa d'edició que permet ajustar les mesures del feix mitjançant els propis píxels de les fotografies comparats amb les marques de la regla. Es a dir, comptant aquests píxels i convertint-los a centímetres. Aquest doncs, ha estat el procediment seguit: triar a consciència diversos punts del feix i donar-ne la posició (x,y) més exacta possible, sempre sent possibles errors degut al processat de la fotografia o al desplaçament de píxels. Més precisament, s'ha aplicat una grid (cuadrícula) sobre els espais compresos entre cada marca de la regla, coincidint amb cada variació de 1 cm, per cada eix. Així, per cada una de les imatges s'ha establert una conversió píxel/cm. S'inclou un exemple gràfic (2.1) a continuació:

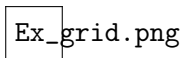


Figura 2.1: Imatge modificada després de l'aplicació de la grid corresponent amb la seva relació px/cm: 152/1 i 153/1.

Llavors, per cada un dels punts s'ha determinat la posició dins la grid comptant els píxels de separació amb la frontera del quadrat corresponent, i finalment, s'han convertit a centímetres. Amb aquests resultats, s'ha estudiat la desviació de la trajectòria; fet crucial pel desenvolupament de la prova, doncs les partícules del feix es poden identificar segons aquest comportament.

2.3 Resultats i discussió

2.3.1 Desviació electroestàtica

En subministrar una diferència de potencial a les plaques s'observa com el raig es desvia cap al càtode². Per tant, les partícules de les què està compost els raigs catòdics tenen una càrrega negativa.

Per comprovar que les trajectòries es tracten de paràboles hem fet una regressió de les y en funció de les x^2 , com es mostra a la figura (2.2). Aquestes tenen els següents coeficients de correlació ³: $r^2 = 0.9777$, 0.9973 , 0.9940 , 0.9832 . Confirmant que les partícules segueixen una trajectòria parabòlica.



Figura 2.2: Regressió de y en funció de x^2 de la desviació deguda al camp elèctric

A la taula 2.1 podem observar els diferents valors que pren k ⁴ en funció del potencial entre plaques V_p ,

²Les imatges de la desviació electroestàtica (Fig.(A.1)) es troben a l'annex (A.2)

³Les regressions lineals en detall es troben a l'annex ??

⁴El càlcul de les incerteses es mostra a l'anex A.3

obtinguts a partir del pendent d'aquestes regressions lineals juntament amb l'Eq. (2.5). Observem que la k no és constant i que augmenta amb la diferència de potencial. Fent una regressió lineal entre V_p i k obtenim que hi ha una relació lineal entre els dos amb un coeficient de correlació $r^2 = 0.9737$ i una equació de la recta: $k = 0.453 \cdot 10^{-3} V^{-1} \cdot V_p + 0.45$.

V_p (V)	k
(1000 ± 200)	(0.87 ± 0.64)
(2000 ± 200)	(1.35 ± 0.22)
(3000 ± 200)	(1.94 ± 0.25)
(4000 ± 200)	(2.17 ± 0.26)

Taula 2.1: Resultats experimentals de les constants k del condensador per cada valor del potencial V_p .

2.3.2 Desviació magnetoestàtica

Després de comprovar a la Secció 2.3.1 que les partícules dels raigs catòdics tenen càrrega negativa, n'estudiarem la interacció amb el camp magnètic, substancialment uniforme, generat per unes bobines de Hemholtz. Al aplicar el camp, com era d'esperar, hem observat que els raigs es corbaven i ens hem disposat a estudiar les dependències d'aquesta corba i el seu radi amb la intensitat del corrent de les bobines i amb el potencial dels raigs catòdics.

Per calcular el radi de la trajectòria de les partícules dels raigs catòdics en funció de la intensitat de corrent de les bobines hem usat l'Eq. (2.8) que defineix el radi com el pendent de la recta de regressió entre $x^2 + y^2$ i $2y$. A la Fig. (2.3) hem representat una selecció d'aquestes regressions i ja podem veure com a mesura que augmenta la intensitat, el pendent de la recta, és a dir el radi de les partícules, disminueix.

regressio_1.png

Figura 2.3: Regressió per diverses intensitats de les bobines de Helmholtz de $x^2 + y^2$ en front $2y$ on y i x són punts de la trajectòria dels raigs catòdics. La pendent de les rectes és el radi de corvatura de la trajectòria.

Aplicant diverses intensitats a les bobines de Helmholtz hem obtingut els radis de corvatura de la Taula A.5 que es pot trobar a l'annex conjuntament amb el càlcul d'incerteses. Amb aquestes dades (excloent l'última dada ja que té massa incertesa a causa de l'amplada del feix dels raigs) hem construït la gràfica de la Fig. (2.4) on es mostra que la variació del radi corvatura és lineal amb la variació de la inversa de la intensitat. Al fer la regressió lineal del radi en funció de l'inversa de l'intensitat hem obtingut la recta

$$y = x(0.03976 \pm 0.0006) + (0.0002 \pm 0.0016) \quad (2.15)$$

amb un coeficient de determinació de $r^2 \approx 0,99$. Per tant, la relació és certament lineal tot verificant la predicció de l'Eq.(2.9) ja que a més a més, l'ordenada a l'origen inclou el zero. El radi de corvatura és inversament proporcional a la intensitat a causa de què al augmentar la intensitat de les bobines de Helmholtz el camp d'inducció magnètica augmenta provocant que les partícules rebin més força centrípeta què alhora provoca que el radi de la trajectòria disminueixi. Per calcular el radi de la trajectòria de les

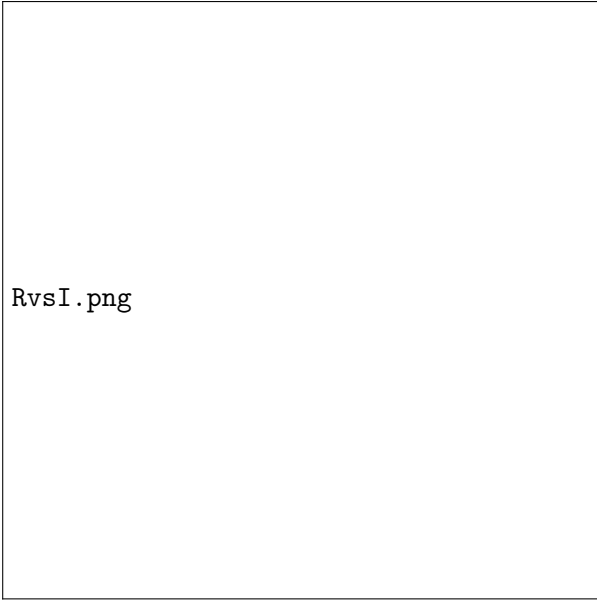


Figura 2.4: Regressió de R en funció de $1/I$ excloent l'últim punt que perd la tendència.



Figura 2.5: Regressió dels punts experimentals de R^2 en funció de V_a . Veiem que la relació és clarament lineal.

partícules dels raigs catòdics en funció del potencial d'acceleració d'aquestes usem l'Eq. (2.8) que defineix el radi com el pendent de la recta de regressió entre $x^2 + y^2$ i $2y$. Alicant diferents potencials a les bobines de Helmholtz s'obtenen els radis de corvatura de la Taula A.4 que es troba a l'annex. Amb aquestes dades hem construït la gràfica de la Fig. (2.5) on es mostra que la variació de R és quadràtica amb la variació de V_a . Al fer la regressió lineal de R^2 respecte V_a hem obtingut la recta

$$y = x(2.93 \times 10^{-6} \pm 0.27 \times 10^{-6}) + (2.28 \times 10^{-3} \pm 9.8 \times 10^{-4}) \quad (2.16)$$

amb un coeficient de determinació $r^2 = 0.98$. Per tant, la relació és certament lineal (quadràtica respecte R) i corrobora l'Eq. (2.11).

Finalment, amb l'Eq. (2.11) hem obtingut la relació $\frac{q}{m}$ de les partícules dels raigs catòdics

$$\boxed{\frac{q}{m} = (-4.16 \pm 0.88) \times 10^{11} \frac{\text{C}}{\text{Kg}}}$$

Per fer-ho hem calculat la regressió lineal ajustada entre $2V_a$ i $B^2 R^2$. Així, hem obtingut la recta $y = (4.16 \pm 0.38)x - (1412.64 \pm 791.71)$ amb un coeficient de determinació de $r^2 \approx 0.98$. El pendent d'aquesta recta ens ha donat el valor de $\frac{q}{m}$ i després hem afegit l'incertesa instrumental al resultat. La linealitat dels punts indica que els nostres resultats concorden amb la teoria ja que com veiem a l'Eq. (2.11) la relació ha de ser lineal. Per altra banda, el valor tabulat⁵ de la relació $\frac{q}{m}$ dels electrons és de $\frac{q}{m} = (-1.76 \times 10^{11} \pm 5.5 \times 10^2) \frac{\text{C}}{\text{Kg}}$ que com podem veure no és compatible amb el nostre resultat però sí que coincideix en ordre de magnitud. Això pot ser per diversos motius com que, com es veu a la Secció ?? el camp magnètic generat per les bobines de Helmholtz no és del tot uniforme o que el feix dels raigs catòdics té un gruix considerable que fa molt difícil l'obtenció dels punts experimentals.

⁵Valor obtingut de la pàgina del NIST: "The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty".

2.3.3 Desviació electromagnètica

En aquest tercer apartat ens interessem la relació càrrega/massa de les partícules dels raigs catòdics per a comprovar que aquesta coincideix amb la de l'electró.

Tenint en compte el que ja hem pogut observar en els apartats anteriors: la desviació parabòlica a l'aplicar un camp elèctric \vec{E} i desviació circular a l'aplicar el camp d'inducció magnètica \vec{B} , el que ens interessa en aquest tercer apartat és aplicar els dos camps a la vegada de tal manera que de les dues deflexions estiguin al mateix pla però en amb direccions oposades de manera que aconseguim que la trajectòria dels raig catòdics no es vegi desviada.

Primerament, hem trobat el valor de la diferència de potencial aplicat entre les plaques amb el qual la desviació de la trajectòria rectilínia paral·lela a l'eix de les abscisses és mínima. En concret hem hagut d'aplicar una diferència de potencial $V_p = (0,85 \pm 0,20) \text{ kV}$ per compensar un camp magnètic generat per bobines amb intensitat de $I = (0,10 \pm 0,01) \text{ mA}$ i un potencial $V_a = 3 \text{ kV}$ per a l'acceleració de les partícules dels raigs catòdics.

Fixant aquests valors de potencial i d'intensitat, posteriorment es suprimeix el camp elèctric \vec{E} per poder mesurar el radi de la trajectòria que deguda només de la desviació magnètica d'igual manera que en la secció 2.3.2.

Amb aquestes dades hem obtingut el radi de la trajectòria pel mètode dels mínims quadrats, on aquest venia donat pel pendent de la recta de regressió lineal.

Essent la recta en qüestió:

$$y = (0,244 \pm 0,033)x + (-2,0 \pm 1,3) \times 10^{-4} \quad (2.17)$$

amb un coeficient de determinació $r^2 = 0.96$ i donant un resultat de $R = (0.243 \pm 0.039) \text{ m}$.

La constant del condensador k , amb valor $(1,06 \pm 0,28) \text{ V}^{-1}$ la qual té en compte els efectes de vorada de les plaques, la hem obtingut com hem fet prèviament a la secció 2.3.1.

D'altra banda la constant de les bobines de Hemholtz K ve determinada per la geometria d'aquestes, com s'explica en la secció 2.3.2.

Per últim, un cop hem trobat la relació càrrega-massa q/m^6 podem comparar-la amb la relació e/m , on e correspon a la càrrega d'un electró i m a la seva massa.

$$\boxed{\frac{q}{m} = (-3,8 \pm 1,7) \cdot 10^{11} \text{ C/Kg.}}$$

Tot i que coincideix en ordre de magnitud, observem que el nostre resultat q/m queda lluny del resultat que esperàvem. De fet, el valor trobat no arribar a ser compatible amb l'esperat ja que no l'inclou en el seu rang d'incerteses.

Cal notar que la trajectòria mesurada és perfectament rectilínia tot i haver-se considerat així per poder fer els càlculs. No queda com la trajectòria que podem observar quan no hi ha aplicat ni camp elèctric ni

⁶El càlcul de les incerteses associades a aquest resultat es presenten en l'annex A.3

camp magnètic, la qual s'apropa molt més a la linealitat constant al llarg del feix.

Això és degut a la no uniformitat que s'ha suposat en el tractament matemàtic tant del camp elèctric com del camp magnètic. Per una banda el condensador no és ideal, ja que les plaques són petites, lluny de poder-se considerar infinites però és cert que aquests efectes de vorada ja els tenim en compte al calcular la seva k mitjançant la regressió lineal. D'altra banda, el solenoide emprat no és ideal tampoc, ja que la seva longitud no és molt més gran que el radi. Això implica que el camp en l'interior sigui de magnitud més gran com més aprop de l'eix central de la bobina ens trobem. Aquest és l'efecte que podem observar en les imatges, podem veure com la trajectòria dels raigs catòdics presenta més desviació deguda al camp magnètic quan passa pel centre del solenoide.

2.4 Conclusions

A partir de l'experimentació amb els raigs catòdics, s'han obtingut resultats que confirmen el comportament esperat dels electrons sota la influència de camps elèctrics i magnètics.

En aplicar una diferència de potencial en les plaques del condensador, s'ha observat que el feix de partícules es desvia en la direcció contrària al camp elèctric. Al travessar una regió amb un camp magnètic uniforme, la trajectòria del feix canvia a una corba amb un radi que té dependència inversament proporcional amb el quocient càrrega/massa (q/m) i amb la intensitat del camp magnètic.

Així doncs, s'ha verificat que els feixos tractats, els raigs catòdics, estan compostos per partícules carregades negativament i que efectivament, són electrons. Tanmateix, fixant-nos en les diferències numèriques trobades al comparar els nostres resultats amb els esperats, podem concloure que el disseny experimental és prou bo per a estudiar la relació càrrega/massa de les partícules dels raigs catòdics però no suficientment exacte.

Pràctica 7

Camps magnetics despires i bobines

Resum

3.1 Introducció

En aquesta pràctica estudiarem el camp d'inducció magnètica B generat per diferents geometries (espires i bobines). Els objectius que ens plantegem són:

- * Comprovar experimentalment la llei de Biot-Savart. Estudiant el camp generat per unes espires al seu centre i les dependències amb el radi i el nombre d'espires. I estudiant el camp generat dins d'una bobina.
- * Determinar experimentalment la permeabilitat magnètica del buit μ_0 .
- * Comprovar el principi de superposició estudiant diversos sistemes d'espires i bobines amb la mateixa geometria, però amb un major nombre de voltes.

Per tal d'assolir aquests objectius, primer cal saber quina és la llei de Biot-Savart i quins camps resulten d'ella per a espires i bobines.

La llei de Biot-Savart és:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3r' \quad (3.1)$$

Aplicant-la per obtenir el camp al centre d'una espira i en l'eix d'una bobina, tenim respectivament:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 IN}{2R} \hat{z} \quad (3.2)$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 IN}{2L} \left(\frac{x - L/2}{\sqrt{R^2 + (x - L/2)^2}} - \frac{x + L/2}{\sqrt{R^2 + (x + L/2)^2}} \right) \hat{z} \quad (3.3)$$

On I és la intensitat que circula, N és el nombre de voltes que té l'espira o bobina, R és el radi de l'espira o bobina i L és la longitud de la bobina.

3.2 Mètode experimental

Muntatge experimental: Per dur a terme els experiments, hem muntat el circuit que es mostra en la Fig (3.1). On l'espira o bobina es troba connectada al generador que subministrarà corrent continu i connectada en sèrie a un amperímetre. És important que l'escala de l'amperímetre estigui en 10A i no deixar la intensitat circulant durant massa temps perquè treballarem amb intensitats altes. Alhora, la sonda Hall estarà connectada al teslàmetre i estarà agafada per un suport que permeti moure-la i orientar-la amb facilitat.

Al encendre el teslàmetre, cal esperar a que aquest s'estabilitzi el màxim possible al voltant d'un valor; tot i això, el valor sempre oscil·larà al voltant de ± 2 mT. Seguidament, ajustar el zero. És possible que durant la realització de l'experiment el teslàmetre es descalibri; en aquest cas, cal tornar a ajustar el zero. Al realitzar mesures amb el teslàmetre, la sonda ha de estar completament alineada amb el camp que es vol mesurar, ja que només mesura la component del camp B paral·lel a aquesta.

A l'hora de fer el muntatge per mesurar el camp de les espises, col·loquem l'espira a un suport mòbil com el de la sonda, de manera que la sonda i l'espira es troben a la mateixa alçada, i la connectem al generador. A l'hora de mesurar el camp d'inducció generat per l'espira, la punta de la sonda s'ha de trobar al centre de l'espira. La punta de la sonda es trobarà just al centre si la distància entre la sonda i qualsevol punt de l'espira és igual al radi de l'espira. Alhora, la sonda estarà alineada amb el camp quan es trobi totalment perpendicular al pla de l'espira.

El muntatge per mesurar el camp de les bobines consistirà en la regla graduada, la sonda en el suport mòbil i les bobines, elevades per uns blocs de fusta, i connectades al generador. Segons la sonda vagi entrant en la bobina, mesurarem la distància recorreguda per saber en quin punt es troba la punta de la sonda relativa al origen. Escollim l'origen just quan la punta de la sonda es troba a l'extrem de la bobina (la part de plàstic); de manera que la posició de la punta de la sonda serà la distància relativa menys la distància des d'on comencen els cables fins on comença la bobina (plàstic). Per mesurar el camp d'inducció amb la major precisió possible, ens assegurem que la punta de la sonda es troba en l'eix de la bobina a ull (ja que no és possible fer-ho amb el regle com abans); mirant des d'un extrem de la bobina, evitant al màxim possible l'efecte paral·lax. Com que la sonda ha de entrar sencera dins de la bobina, aquesta ja estarà alineada.

Per tal de mesurar únicament el camp generat per les espises o bobines i no cap camp extern. Farem dues mesures del camp però amb la intensitat circulant en sentit oposat. Així, obtenim que el camp generat serà la semidiferència de les dues mesures.

$$B_{semidif} = \frac{B_+ - B_-}{2} \quad (3.4)$$

D'aquesta manera, qualsevol camp extern que pugui haver-hi (que no variarà en invertir el sentit del corrent), es cancel·larà al fer la resta. És important, pel bon manteniment del generador, cada cop que invertim el corrent; baixar la intensitat a zero, apagar el generador, canviar els cables i tornar a encendre el generador.

Obtenció de resultats: A l'hora d'estudiar el camp generat per una espira (o conjunt d'espises) analitzarem la dependència del camp amb els paràmetres de l'espira mitjançant regressions lineals i el seu coeficient r^2 .

La primera dependència que estudiarem serà amb el radi; aquesta, segons la llei de Biot-Savart, ha de ser



Figura 3.1: Muntatge Experimental

inversament proporcional. D'aquesta manera, la regressió lineal serà la següent:

$$B = \frac{m}{R} + n \quad (3.5)$$

Per realitzar la regressió, prendrem mesures en tres espires diferents amb radis R : 3cm , 4.25cm i 6.75cm . I amb la resta de paràmetres fixats: $I = 1\text{A}$ i $N = 1$.

La segona dependència que estudiarem serà amb el nombre de voltes que té el conjunt d'espises; aquesta, pel principi de superposició, ha de ser proporcional. D'aquesta manera, la regressió lineal serà la següent:

$$B = mN + n \quad (3.6)$$

Per realitzar la regressió, prendrem mesures en tres conjunts d'espises amb diferent nombre d'espises N : 1, 2 i 3. I amb la resta de paràmetres fixats: $I = 1\text{A}$ i $R = 6.75\text{cm}$.

A partir d'aquestes regressions, a més de confirmar la relació entre el camp i el radi i el nombre d'espises, calcularem la permeabilitat magnètica del buit μ_0 comparant les dues rectes de regressió fetes anteriorment i l'expressió teòrica del camp magnètic:

Comparant les Eqs (3.2), (3.5).

$$\begin{aligned} m &= \frac{\mu_0 I N}{2} \\ \mu_0 &= \frac{2m}{I N} \end{aligned} \quad (3.7)$$

I comparant les Eqs (3.2), (3.6)

$$\begin{aligned} m &= \frac{\mu_0 I}{2R} \\ \mu_0 &= \frac{2Rm}{I} \end{aligned} \quad (3.8)$$

3.3 Resultats experimentals

3.3.1 Mesura del camp de les espises

En la Fig (3.2) es mostren les dades obtingudes experimentalment del camp d'inducció B enfront de l'invers del radi de les espises $1/R$ (en blau) juntament amb el valor teòric que haurien de tenir (en verd) seguint l'Eq (3.2); es pot observar com les dades experimentals i teòriques són compatibles. Juntament amb les dades experimentals, la figura presenta una recta de regressió lineal amb un coeficient de correlació ⁷ $r^2 = 0.9994$ i amb l'equació:

$$B = (2.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-6} \text{m} \cdot T * \frac{1}{R} + (-3 \pm 28) \cdot 10^{-6} T \quad (3.9)$$

El coeficient de correlació és suficientment elevat com per confirmar una relació lineal entre el camp B i l'invers del radi $1/R$. Alhora, l'ordenada a l'origen de l'Eq (3.9) és $(-3 \pm 28) \cdot 10^{-6} \text{T}$ essent compatible amb zero; això ha de ser així per què quan $1/R$ és zero, és a dir R tendeix a infinit, és com si no hi

⁷Les regressions lineals en detall es troben a l'annex A.4

hagués cap espira i, per tant, no ha d'haver-hi cap camp. Per tant, confirmem que el camp és inversament proporcional al radi.

Finalment, a partir de la pendent de la recta de regressió de l'Eq (3.9) i l'Eq (3.7) obtenim la μ_0 :

$$\mu_0 = (1.35 \pm 0.55) \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$$

El resultat de la permeabilitat magnètica del buit μ_0 obtingut a partir de la regressió és compatible amb el valor tabulat de $\mu_0 = 1.25664 \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$ (REFERÈNCIA DEL VALOR).

En la Fig (3.3) es mostren les dades obtingudes experimentalment del camp d'inducció B enfront del nombre d'espires N del conjunt (en blau) juntament amb el valor teòric que haurien de tenir (en verd) seguint la fórmula (3.2); es pot observar com les dades experimentals i teòriques són compatibles. Juntament amb les dades experimentals, la figura presenta una recta de regressió lineal amb un coeficient de correlació de $r^2 = 0.9987$ i amb una equació:

$$B = [(4.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-5} * N + (-3 \pm 22) \cdot 10^{-6}] T \quad (3.10)$$

El coeficient de correlació és suficientment elevat com per confirmar una relació lineal entre el camp B i el nombre d'espires N . Alhora, l'ordenada a l'origen de la recta (3.10) és $(-3 \pm 22) \cdot 10^{-6} T$ essent compatible amb zero i el pendent d'aquesta és $(4.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-5} T$ compatible amb el valor del camp d'inducció B per a una única espira $3.723 \cdot 10^{-5} T$; això ha de ser així pel principi de superposició: fent que els camps de les espiras individuals es sumin; però, com que són espiras iguals i es troben prou a prop, el camp total és el nombre d'espires multiplicat pel camp que genera una única espira, i quan no hi ha espiras el camp ha de ser zero. Per tant, confirmem que el camp és proporcional al nombre d'espires.

Finalment, a partir de la pendent de la recta de regressió de l'Eq (3.10) i l'Eq (3.8) obtenim la μ_0 :

$$\mu_0 = (1.35 \pm 0.34) \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$$


El resultat de la permeabilitat magnètica del buit μ_0 obtingut a partir de la regressió és compatible amb el valor tabulat de $\mu_0 = 1.25664 \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$.

Mitjançant tots dos mètodes obtenim un valor de la permeabilitat μ_0 que és compatible amb el valor tabulat. Per tant, tots dos mètodes són vàlids per trobar la permeabilitat. Però, donat que la incertesa del segon mètode és menor, considerem que aquest és millor per mesurar la permeabilitat μ_0 .

3.3.2 Mesura del camp de les bobines

En la Fig (3.4) podem veure com el camp d'inducció mesurat proper al centre de la bobina (2.285 ± 0.014)mT és compatible amb el camp teòric 2.298 mT. Però, els valors mesurats en els extrems de la bobina són significativament més baixos que els valors teòrics. Això pot ser degut a què no vàrem mesurar exactament a l'eix de la bobina: on en el centre té, aproximadament, el mateix valor, però cap als extrems el camp decau més ràpidament. (REFERENCIAR LA INFO O FER NOSALTRES LA SIMULACIÓ)

Aquest error es deu a que el nostre mètode per saber si la sonda es troba a l'eix (descriu a la secció 3.2) és poc exacte. Un mètode més exacte seria mesurar amb el regle la distància entre la part de la sonda que

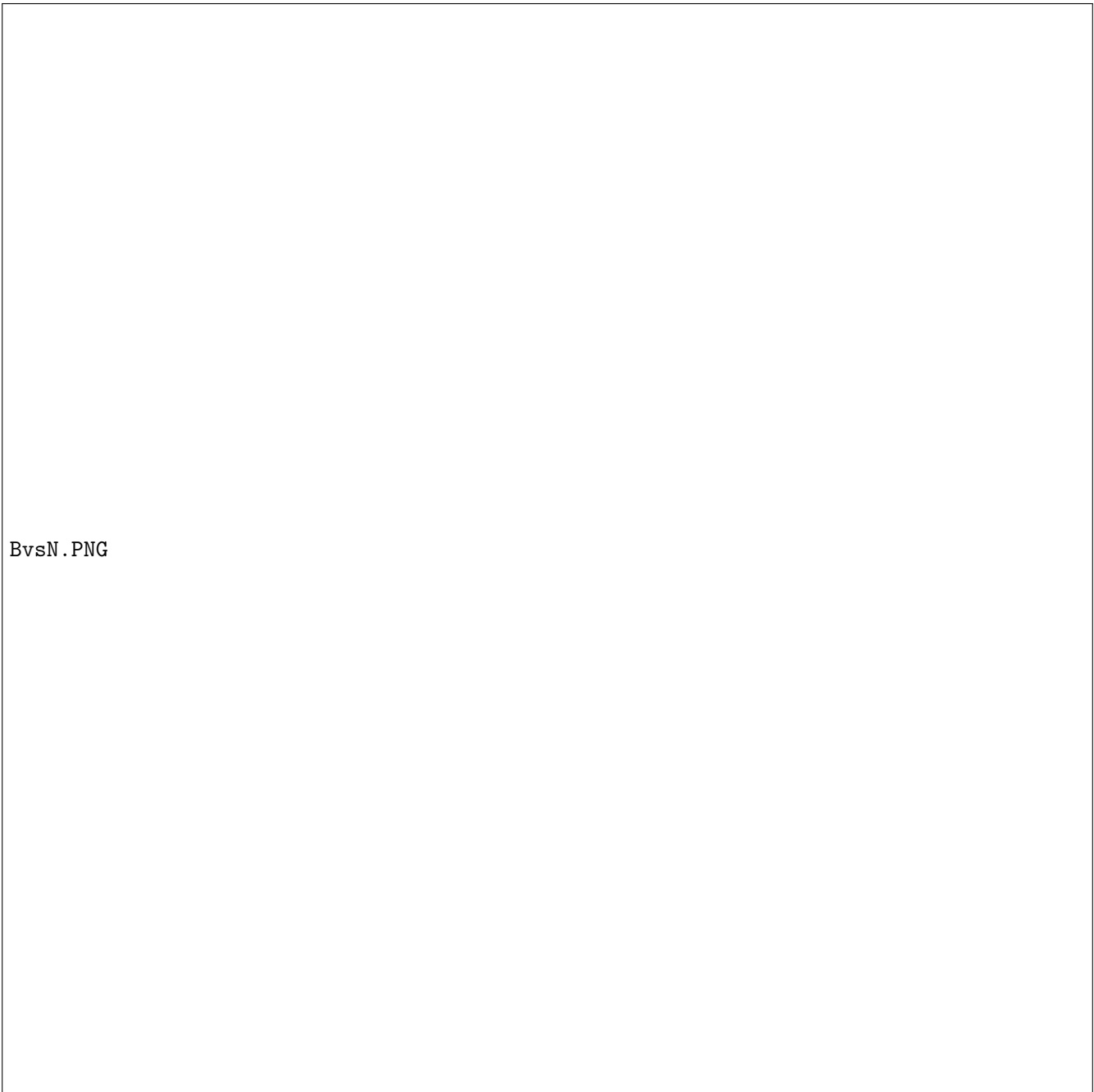


BvsR.PNG

Figura 3.2: Regressió lineal del camp generat B per una espira en el seu centre en funció del invers del seu radi R , comparat amb els valors teòrics.

està fora de la bobina i l'exterior de la bobina i, si aquesta es troba a un radi de distància, la part de la sonda mesurada es trobarà en l'eix. I, com que la sonda ha d'estar alineada amb el camp d'inducció, tota la sonda es trobarà en l'eix.

En la Fig (3.5) podem veure com el camp d'inducció mesurat al voltant dels 6 a 12 cm de les bobines és de $(0.590 \pm 0.014)\text{mT}$, $(1.180 \pm 0.014)\text{mT}$ i $(2.335 \pm 0.014)\text{mT}$, és compatible amb el camp teòric 0.591 mT, 1.184 mT i 2.338 mT, respectivament. Però a l'inici, el valor mesurat és significativament menor i



BvsN.PNG

Figura 3.3: Regressió lineal del camp generat B per a un conjunt de N espires en funció del nombre d'espires N , comparat amb els valors teòrics.

al final, significativament més gran. Aquesta desviació respecte del valor teòric pot ser deguda a què no vàrem començar a mesurar en l'origen.

Per tal de comprovar aquesta hipòtesi, hem realitzat el mètode dels mínims quadrats ⁸ per trobar si hi ha un origen on tots els punts experimentals són compatibles. Al aplicar-ho, trobem que per a les tres

⁸El mètode dels mínims quadrats es troba explicat a l'annex A.5

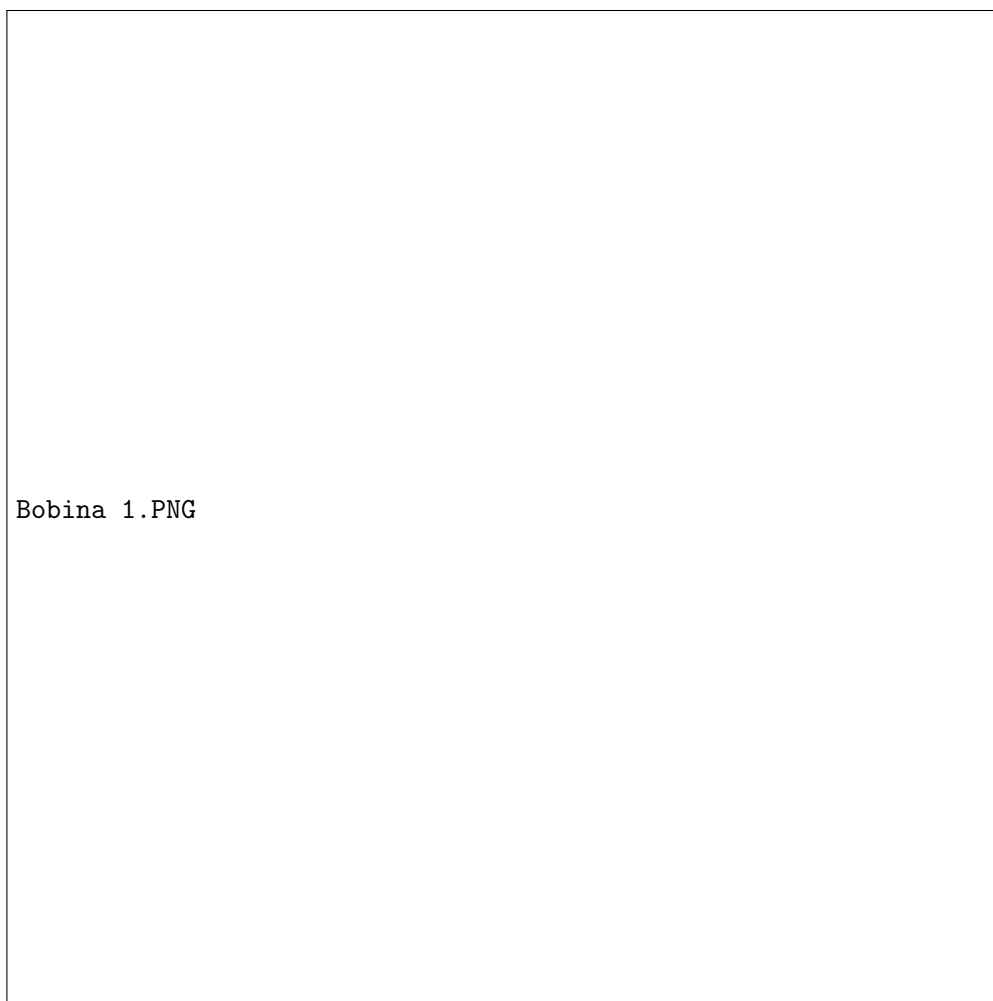


Figura 3.4: Camp d'inducció B en l'eix d'una bobina (33mm de diàmetre, 16 cm de longitud i 300 voltes) en funció de la posició x . Punts experimentals i valor teòric.

bobines el nostre origen es trobava 8 mm desplaçat cap a fora. En la Fig (3.6), on es mostren les dades experimentals i teòriques tenint en compte aquest desplaçament de 8 mm, es veu que totes les dades experimentals de les tres bobines són compatibles amb els valors teòrics, excepte el punt a 7.5 cm de la bobina de 300 voltes, que és considerablement menor.

Donat que amb el desplaçament de 8 mm del origen tots els punts, excepte un, són compatibles, confirmem que aquest és el motiu de la desviació entre l'experiment i la teoria. Aquest error es deu a que el nostre mètode per trobar l'origen de la bobina (descriu a la secció 3.2) és poc exacte. Un mètode més exacte és usar bobines d'un plàstic transparent, de manera que l'origen seria el punt on la punta de la sonda es troba just entrant en els cables; les demés posicions se seguirien trobant amb el mètode de la distància relativa, ja que els cables seguirien essent opacs. Un altre mètode més exacte és posar un petit sensor de proximitat a la punta de la sonda i tapar un dels extrems de la bobina; de manera que el sensor mesura la distància de la punta a la tapa i la posició de la punta és aquesta distància menys la distància de la tapa a l'inici dels cables.

D'altra banda, comparant el valor del camp entre elles (bobines de dimensions iguals i diferent nombre

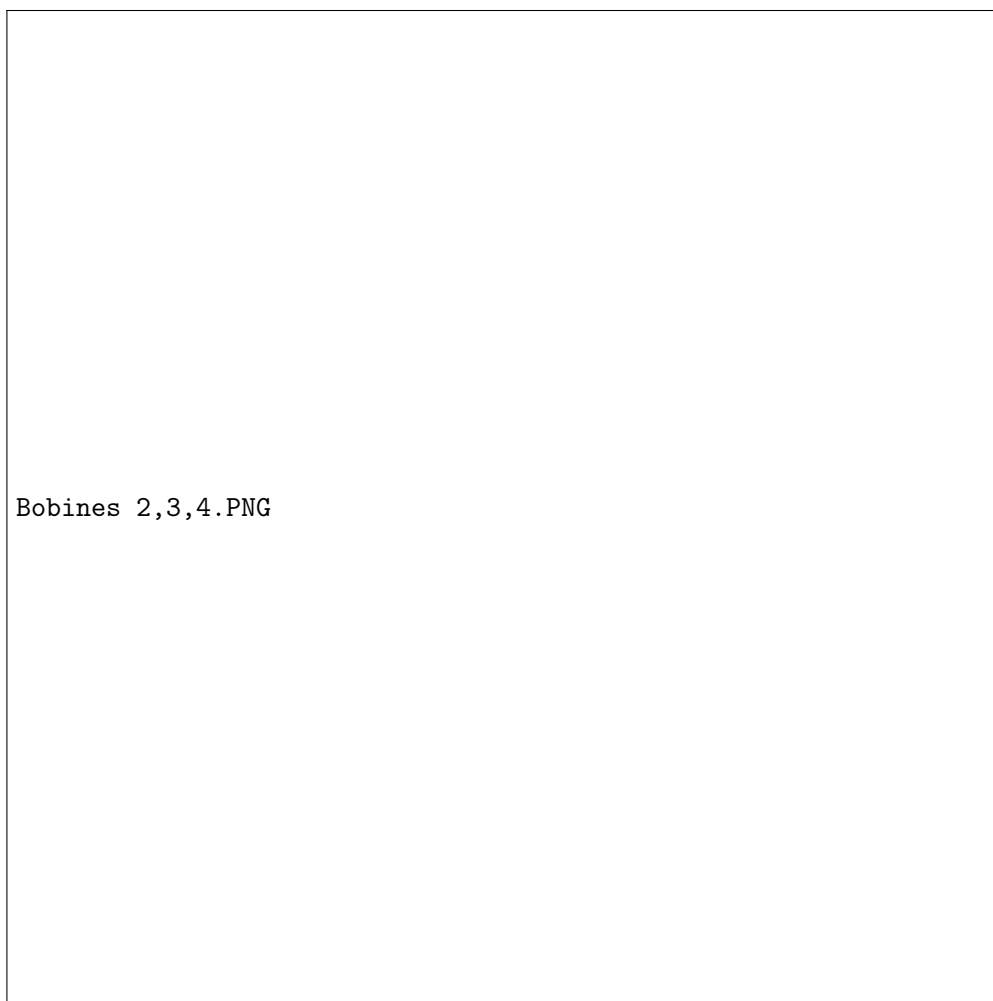


Figura 3.5: Camp d'inducció B en l'eix de tres bobines diferents (26mm de diàmetre i 15.8 cm de longitud) en funció de la posició x . Punts experimentals i valor teòric.

de voltes), fent el quocient entre els camps per a cada bobina en cada punt, trobem que el camp per 300 voltes és aproximadament el doble que el de 150 i aquest, alhora, és aproximadament el doble que el de 75 ⁹. Pel que veiem, el camp generat per una bobina és proporcional al nombre de voltes. Confirmant el principi de superposició.

3.4 Conclusions

En aquesta pràctica hem estudiat el camp d'inducció magnètica generat per espires i bobines de diferents radis i nombre de voltes.

En primer lloc, hem estudiat les dependències amb el radi i el nombre de voltes del camp d'inducció generat per una espira en el seu centre. Obtenint que el camp és proporcional al nombre de voltes i inversament proporcional al radi de l'espira. Concordant amb el resultat teòric obtingut a partir de la llei

⁹Els valors del camp i els quocients es troben a l'annex A.1.3 a la Taula A.8

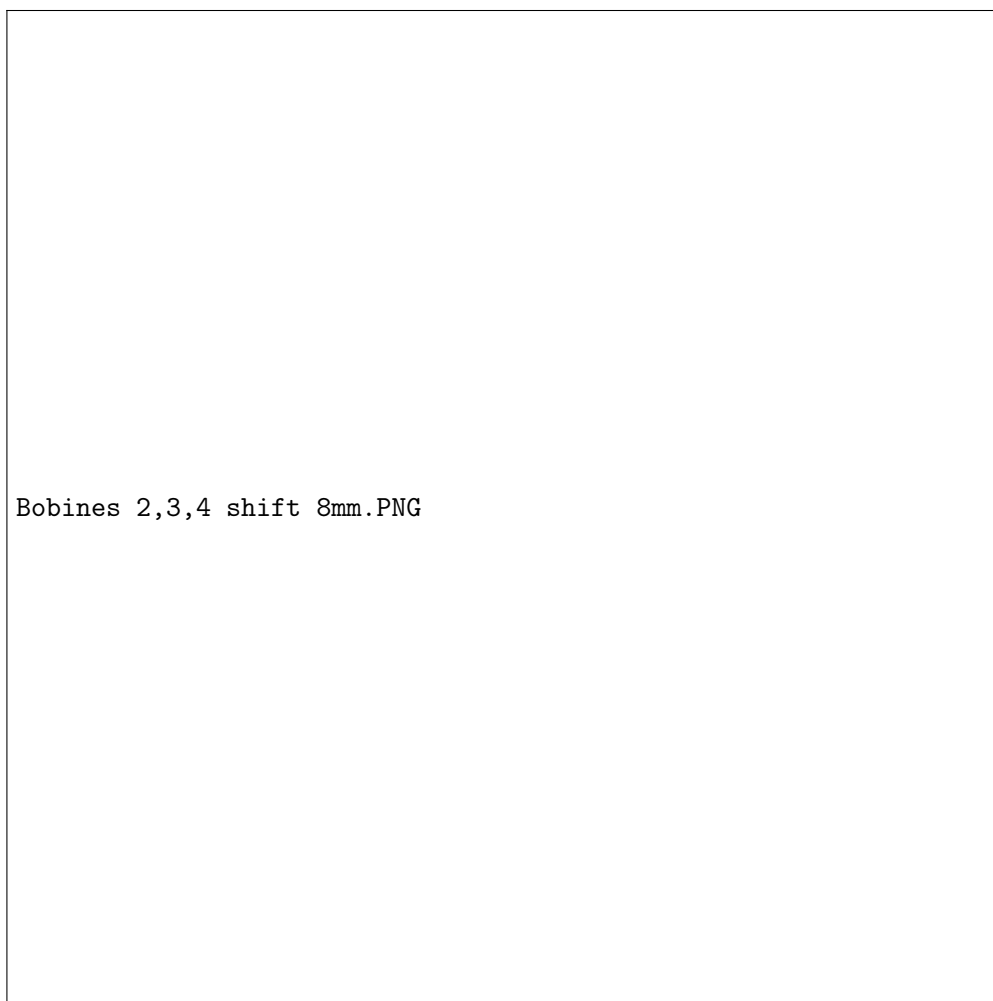


Figura 3.6: Camp d'inducció B en l'eix de tres bobines diferents (26mm de diàmetre i 15.8 cm de longitud) en funció de la posició x . Punts experimentals i valor teòric amb l'origen desplaçat.

de Biot-Savart. A més, comparant les dependències obtingudes amb la fórmula experimental hem obtingut dos valors de la permeabilitat magnètica del buit $\mu_0 = (1.35 \pm 0.55) \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$ i $\mu_0 = (1.35 \pm 0.34) \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$, tots dos compatibles amb el valor tabulat de $\mu_0 = 1.25664 \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$.

En segon lloc, hem estudiat el camp generat per diferents bobines al llarg del seu eix. Obtenint perfils del camp d'inducció que en el centre són compatibles amb el resultat teòric, però que en els extrems no ho són. Deduïm que aquests errors es deuen a una metodologia inexacta. A més, comparant els perfils obtinguts per tres bobines de la mateixa geometria però amb diferent nombre de voltes, observem que els camps d'inducció són proporcionals al nombre de voltes; resultat compatible amb el principi de superposició.

Annex

A.1 Resultats experimentals

A.1.1 Resultats experimentals Pràctica 2

Taula A.1: Taula d'intensitats de corrent (A) en funció de la massa (mg)

Massa (mg)	5 ± 0.4	10 ± 0.4	15 ± 0.4	20 ± 0.4	25 ± 0.4
I (A)	2.71 ± 0.01	4.38 ± 0.01	5.21 ± 0.01	6.23 ± 0.01	7.70 ± 0.01
	2.66 ± 0.01	4.2 ± 0.012	5.13 ± 0.01	6.44 ± 0.01	7.58 ± 0.01
	2.71 ± 0.01	4.10 ± 0.01	5.47 ± 0.01	6.38 ± 0.01	7.81 ± 0.01

Taula A.2: Taula d'angles (θ) en funció de la massa (mg)

Massa (mg)	Angle (θ)
5 ± 0.4	17 ± 1
10 ± 0.4	31 ± 1
15 ± 0.4	45 ± 1
20 ± 0.4	58 ± 1
25 ± 0.4	69 ± 1

Taula A.3: Taula d'angles (θ) en funció de la distància de separació entre fils (mm)

Distància separació (mm)	4 ± 1	6 ± 1	8 ± 1	10 ± 1
Angle (θ)	64 ± 1	47 ± 1	41 ± 1	30 ± 1
	60 ± 1	48 ± 1	39 ± 1	31 ± 1

A.1.2 Resultats experimentals Pràctica 6

Vp (kV)	x (cm)	y (cm)
0.85 ± 0.20	1.00 ± 0.10	0.00 ± 0.10
	2.00 ± 0.10	0.02 ± 0.10
	3.00 ± 0.10	0.10 ± 0.10
	4.00 ± 0.10	0.21 ± 0.10
	5.00 ± 0.10	0.32 ± 0.10

Taula A.6: Resultats experimentals de la trajectòria amb valor de potencial (fixa camp \vec{E}) entre les plaques constant.

Va (V)	R (m)
(2000 ± 200)	(0.0880 ± 0.0077)
(3000 ± 200)	(0.107 ± 0.011)
(4000 ± 200)	(0.120 ± 0.014)
(5000 ± 200)	(0.128 ± 0.015)

Taula A.4: Resultats experimentals dels radis de la trajectòria per cada valor de potencial d'acceleració.

I(A)	R (m)
(0,800 ± 0,010)	(0,0494 ± 0,0037)
(0,700 ± 0,010)	(0,0570 ± 0,0048)
(0,600 ± 0,010)	(0,0685 ± 0,0051)
(0,500 ± 0,010)	(0,0808 ± 0,0082)
(0,400 ± 0,010)	(0,0983 ± 0,0089)
(0,300 ± 0,010)	(0,1298 ± 0,016)
(0,200 ± 0,010)	(0,201 ± 0,034)
(0,100 ± 0,010)	(0,26 ± 0,10)

Taula A.5: Resultats experimentals dels radis de la trajectòria per cada valor d'intensitat de corrent.

Vp (kV)	I (A)	x (cm)	y (cm)
0.85 ± 0.20	0.10 ± 0.01	2.00 ± 0.10	0.01 ± 0.10
		3.00 ± 0.10	0.23 ± 0.10
		4.00 ± 0.10	0.35 ± 0.10
		5.00 ± 0.10	0.47 ± 0.10
		6.00 ± 0.10	0.65 ± 0.10

Taula A.7: Resultats experimentals de la trajectòria amb valors d'intensitat de corrent (fixa camp \vec{B}) i potencial entre les plaques (fixa camp \vec{E}) constants.

A.1.3 Resultats experimentals Pràctica 7

x(cm)	B ₇₅ (mT)	B ₁₅₀ (mT)	B ₃₀₀ (mT)	B ₁₅₀ /B ₇₅	B ₃₀₀ /B ₁₅₀
0.0 ± 0.1	0.150 ± 0.014	0.255 ± 0.014	0.530 ± 0.014	1.7	2.1
1.5 ± 0.1	0.460 ± 0.014	0.925 ± 0.014	1.785 ± 0.014	2.0	1.9
3.0 ± 0.1	0.560 ± 0.014	1.120 ± 0.014	2.185 ± 0.014	2.0	2.0
4.5 ± 0.1	0.590 ± 0.014	1.165 ± 0.014	2.275 ± 0.014	2.0	2.0
6.0 ± 0.1	0.590 ± 0.014	1.175 ± 0.014	2.285 ± 0.014	2.0	1.9
7.5 ± 0.1	0.590 ± 0.014	1.190 ± 0.014	2.245 ± 0.014	2.0	1.9
9.0 ± 0.1	0.590 ± 0.014	1.180 ± 0.014	2.335 ± 0.014	2.0	2.0
10.5 ± 0.1	0.595 ± 0.014	1.165 ± 0.014	2.340 ± 0.014	2.0	2.0
12.0 ± 0.1	0.585 ± 0.014	1.165 ± 0.014	2.320 ± 0.014	2.0	2.0
13.5 ± 0.1	0.580 ± 0.014	1.145 ± 0.014	2.290 ± 0.014	2.0	2.0
15.0 ± 0.1	0.545 ± 0.014	1.055 ± 0.014	2.140 ± 0.014	1.9	2.0
16.5 ± 0.1	0.320 ± 0.014	0.595 ± 0.014	1.460 ± 0.014	1.9	2.5

Taula A.8: Resultats experimentals del camp d'inducció B en funció de la posició x de tres bobines de 75, 150 i 300 voltes, mesurat al eix.

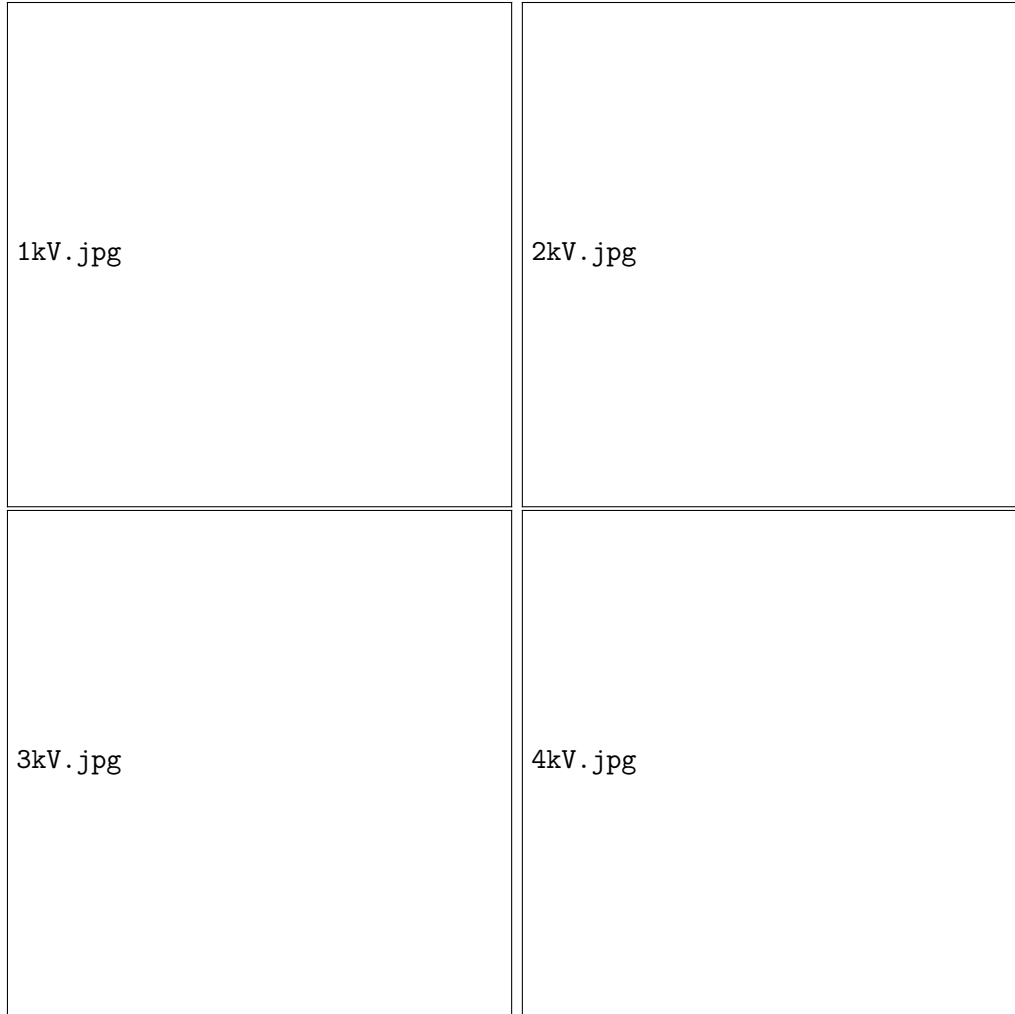


Figura A.1: Desviació del raigs en presència del camp elèctric generat per les plàques. (a) 1kV, (b) 2kV, (c) 3kV, (d) 4kV

A.2 Imatges

A.3 Càlcul d'incerteses

Incertesa estadística de la mitja d'un conjunt de mesures: La fórmula per trobar l'incertesa estadística d'un conjunt de mesures és:

$$u^2 = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (\text{A.1})$$

on x_i són les variables mesurades, $\langle x \rangle$ la seva mitjana i N el nombre de variables mesurades.

Incertesa total: Per obtenir l'incertesa total d'una mesura a partir de les incerteses estadístiques i instrumentals usem:

$$u_{Total}^2 = u_{ins}^2 + u_{est}^2 \quad (\text{A.2})$$

Propagació d'errors: Per trobar les incerteses de magnituds dependents d'altres magnituds mesurables hem usat l'equació de propagació d'incerteses

$$u_y^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 u_{x_i}^2 \quad (\text{A.3})$$

on y és la magnitud dependent i x_i les variables mesurables.

Incertesa instrumental Pràctica 7: Com a incertesa de qualsevol longitud mesurada hem agafat $u_d = 10^{-3}m$, que és la distància mínima que les regles podien mesurar. Per les incerteses de les intensitats i camps d'inducció no hem agafat el valor mínim que podien mesurar l'amperímetre i teslametre perquè tots dos no donaven un valor fix; hem agafat el rang de valors on oscil·lava la mesura $u_I = 10^{-3}A$ i $u_B = 2 \cdot 10^{-5}T$.

Incertesa equacions Pràctica 7:

L'incertesa de l'Eq (3.4) :

$$u_{B_{\text{semi}dif}} = \frac{u_{B,ins}}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.4})$$

L'incertesa del invers de qualsevol magnitud x :

$$u_{\frac{1}{x}} = \frac{u_x}{x^2} \quad (\text{A.5})$$

L'incertesa de μ_0 de l'equació (3.7):

$$u_{\mu_0}^2 = \left(\frac{2}{IN} \right)^2 u_m^2 + \left(\frac{2m}{I^2 N} \right)^2 u_I^2 \quad (\text{A.6})$$

L'incertesa de μ_0 de l'equació (3.8):

$$u_{\mu_0}^2 = \left(\frac{2R}{I} \right)^2 u_m^2 + \left(\frac{2m}{I} \right)^2 u_R^2 + \left(\frac{2Rm}{I^2} \right)^2 u_I^2 \quad (\text{A.7})$$

A.4 Regressions lineals

Per fer regressions lineals que tenen en compte les incerteses individuals de cadascun dels punts, hem utilitzat el mètode de mínims quadrats ponderats (weighted least squares).

Donada una funció $f(x, \vec{\beta})$ a ajustar (en el cas d'una regressió lineal $f(x) = mx + n$):

$$f(x, \vec{\beta}) = \sum_{j=1}^m \beta_j \phi_j(x) \quad (\text{A.8})$$

On β_j són els paràmetres a ajustar i ϕ_j són funcions de x (en el nostre cas $\phi_1 = x$, $\beta_1 = m$ i $\phi_2 = 1$, $\beta_2 = n$)

$$\hat{\beta} = (X^T W X)^{-1} X^T W \vec{y} \quad (\text{A.9})$$

$$M^\beta = (X^T W X)^{-1} \quad (\text{A.10})$$

On $\hat{\beta}$ és l'estimador de β , M^β la matriu de variància dels estimadors, d'on els elements de la diagonal són la desviació estàndard al quadrat dels estimadors i, per tant, l'incertesa és l'arrel quadrada dels elements de la diagonal. W és la matriu (diagonal) de ponderació, X és la matriu de les variables independents i \vec{y} el vector de la variable dependent.

$$W_{ii} = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.11})$$

$$X_{ij} = \phi_j(x_i) \quad (\text{A.12})$$

Obtenim el coeficient de determinació R^2 mitjançant la fórmula:

$$R^2 = 1 - \frac{SS_{res}^\omega}{SS_{tot}^\omega} \quad (\text{A.13})$$

$$SS_{tot}^\omega = \sum_i^n (\omega_i (y_i - \bar{y}))^2 \quad (\text{A.14})$$

$$SS_{res}^\omega = \sum_i^n (\omega_i (y_i - \hat{y}_i))^2 \quad (\text{A.15})$$

on \bar{y} és la mitjana dels valors de y i \hat{y} és el valor predit per l'estimació.

A.5 Mètode dels mínims quadrats

El mètode dels mínims quadrats es basa en optimitzar els paràmetres λ_i d'una funció $f(x; \lambda_1, \dots, \lambda_n)$ de tal manera que l'error quadràtic ϵ^2 entre el valor experimental $y(x)$ i el predit per la funció $f(x)$ sigui el mínim.

$$\epsilon^2 = \sum_j (y_j - f_j)^2 \quad (\text{A.16})$$

És a dir, quan les derivades parcials de l'error respecte als paràmetres siguin zero.

$$\frac{\partial}{\partial \lambda_i} \epsilon^2 = 0, \quad \forall \lambda_i \quad (\text{A.17})$$