

Laboratorio di Fisica - A.A. 2020/2021

Docenti: A. Garfagnini - M. Lunardon

Effetto Zeeman

Cerrone Vanessa

1200361

vanessa.cerrone@studenti.unipd.it

Cigagna Simone

1193992

simone.cigagna@studenti.unipd.it

Lai Nicolò

1193976

nicolo.lai@studenti.unipd.it

1 Introduzione

L'effetto Zeeman normale è un fenomeno fisico che consiste nella separazione delle righe di emissione di un atomo eccitato in presenza di un campo magnetico esterno \vec{B} . L'interazione con il campo è riconducibile a onde elettromagnetiche emesse da dipoli oscillanti, per cui il moto orbitale dell'elettrone può essere scomposto in un moto oscillatorio lungo la direzione di \vec{B} ($\Delta m = 0$) e un moto rotatorio destrogiro o levogiro attorno a \vec{B} ($\Delta m = \pm 1$). Nell'esperienza si analizza tale effetto nell'atomo di Neon, studiando la riga spettrale a 585.3 nm data dalla transizione $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, cioè tra stati con spin $S = 0$ e $\Delta L = \Delta J = 1$.

Si utilizza lo spettrometro *Zeeman 2* e come sorgente di luce una lampada al Neon a scarica a bagliore alimentata in corrente continua: le incertezze sulle dimensioni dei componenti, in particolare della lamina di Lummer, e degli altri dati di costruzione sono trascurabili rispetto alle incertezze statistiche, mentre l'incertezza relativa sul valore del campo magnetico \vec{B} risulta essere dell'1%.

Ai fini dello studio dell'effetto Zeeman, in Sez. 2 verrà effettuata una breve analisi dello spettro emissivo del Neon volta a ricercare la riga di interesse a 585.3 nm. Successivamente, in Sez. 3 si verificherà che il potere risolvante dell'apparato sia sufficientemente alto da poter rivelare la separazione dei livelli energetici. Tale separazione verrà poi studiata in dettaglio in Sez. 4 tramite la stima del fattore di Landè. Infine, in Sez. 5 verranno analizzati qualitativamente gli effetti dovuti all'orientazione del campo magnetico esterno, sia in assenza di un filtro polarizzatore, sia in due diverse configurazioni di quest'ultimo.

2 Spettro di emissione del Neon

Si vuole inizialmente studiare lo spettro emissivo del Neon per individuare correttamente la riga a 585.3 nm, corrispondente alla transizione di interesse.

Lo spettro viene acquisito con il CCD posizionato orizzontalmente, a campo magnetico spento, e in assenza della lamina di Lummer. Per l'acquisizione dello spettro, si utilizza un tempo di integrazione pari a 100 ms.

Si effettua poi una calibrazione dell'asse orizzontale, convertendo così il numero di pixel relativi al CCD in lunghezze d'onda. A tale scopo, si predispone una regressione lineare delle lunghezze d'onda delle principali righe spettrali del Neon in funzione del numero di pixel corrispondenti ai picchi rivelati dal detector.

In Fig.1 viene rappresentato lo spettro di emissione con l'asse orizzontale calibrato: si osservano evidenti transizioni nella regione 580 – 680 nm, in particolare la riga più intensa a 640.2 nm e la riga di interesse per l'esperienza a 585.3 nm. Si vuole far notare, infine, che in presenza di un campo magnetico esterno lo spettro rimane invariato a meno dell'intensità della radiazione rivelata, che aumenta significativamente.

3 Potere risolvante dell'apparato

Il potere risolvante R dell'apparato sperimentale si definisce come

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1)$$

dove, nel caso di interesse, $\lambda = 585.3 \text{ nm}$ e $\Delta\lambda$ corrisponde alla larghezza a metà altezza (in nanometri) dei picchi di interferenza causati dal prisma presente nell'apparato. Per prima cosa, quindi, sarà necessario convertire la larghezza dei picchi da pixel del CCD a nanometri: ponendosi nell'approssimazione di luce radente vale:

$$\Delta\lambda_{r.u.} \simeq \frac{\lambda^2}{2d} \approx 0.049 \text{ nm} \quad (2)$$

Tale quantità corrisponde alla distanza approssimata tra due picchi di interferenza, espressa in nanometri, e dipende

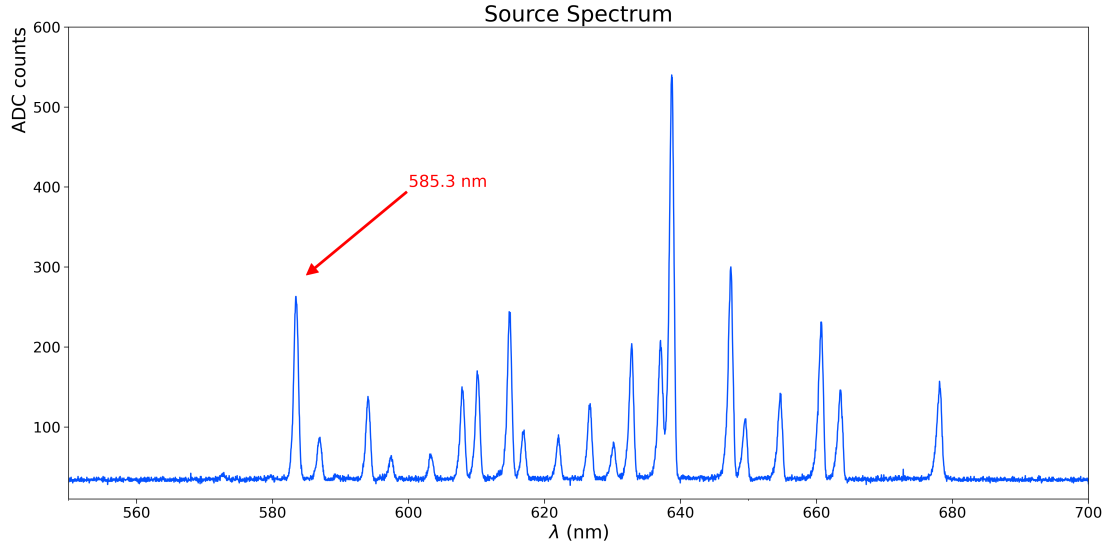


Fig. 1. Spettro emissivo del Neon con asse orizzontale calibrato

quindi sia dalla lunghezza d'onda della riga λ sia dallo spessore della lamina di Lummer d.

Conoscendo quindi $\Delta\lambda_{r.u.}$ è possibile ricavare la larghezza a metà altezza, espressa in nanometri, dei picchi di interferenza secondo

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\lambda_{r.u.}}{\Delta x_{r.u.}} \cdot \Delta x \quad (3)$$

dove $\Delta x_{r.u.}$ corrisponde alla distanza tra due picchi espressa in pixel e Δx rappresenta la larghezza a metà altezza dei picchi espressa in pixel.

Si procede quindi restringendo l'intervallo di acquisizione ad un intorno della riga evidenziata in Fig. 1: viene quindi ruotato il CCD in posizione verticale e viene inserita la lamina di Lummer. Il tempo di integrazione scelto per l'acquisizione è di 800 ms. Si sottolinea inoltre che il campo magnetico rimane spento.

Il risultato dell'acquisizione corrisponde allo spettro bidimensionale raffigurato in Fig. 2 (a sinistra). A destra invece viene presentata la proiezione sull'asse orizzontale di tale istogramma. In particolare, gli istogrammi rappresentati in Fig. 2 sono ottenuti sottraendo il rumore di fondo: nella figura a sinistra, infatti, si nota chiaramente la presenza della riga di emissione.

Per calcolare ora le grandezze di interesse, quali la spaziatura tra picchi e la loro larghezza a metà altezza, si considera la proiezione dello spettro sull'asse verticale, evidenziando in questo modo le frange di interferenza causate dal prisma dell'apparato. Per evitare di ottenere un campione di misure statisticamente dipendenti di $\Delta x_{r.u.}$ e Δx (e di conseguenza di $\Delta\lambda$ ed R, calcolate a partire dalle prime) si sceglie di suddividere i picchi di interferenza in triplette contigue. In questo modo, la spaziatura tra i picchi viene calcolata come media

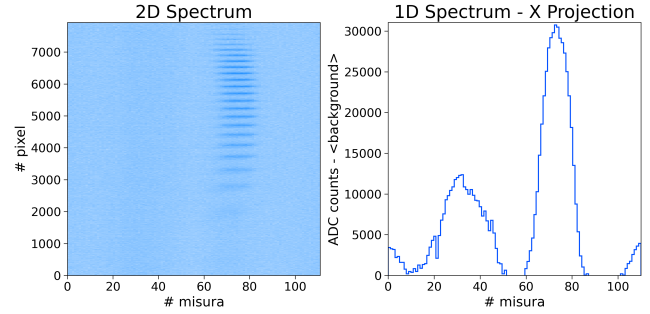


Fig. 2. Spettro bidimensionale B_{off} (a sinistra) e proiezione sull'asse orizzontale (a destra)

aritmetica della distanza tra i due picchi esterni della tripletta rispetto a quello centrale. Infine, la larghezza a metà altezza viene misurata unicamente per il picco centrale. Come si può notare in Fig. 3, in particolare nel riquadro in alto a sinistra, tutti i picchi vengono fittati da una funzione gaussiana: la spaziatura tra i picchi viene calcolata utilizzando il centroide delle gaussiane esterne mentre la FWHM del picco centrale si misura a partire dal valore massimo del fit. Si ottiene, così facendo, un campione di 6 misure di $\Delta x_{r.u.}$ e Δx tra loro statisticamente indipendenti. Si procede dunque al calcolo di $\Delta\lambda$ secondo Eq. 3, ottenendo infine un campione di poteri risolvanti R calcolati seguendo Eq. 1. Per fornire una stima unica che sia rappresentativa dell'intero apparato si decide di effettuare la media aritmetica delle misure di R, ottenendo così un potere risolvante pari a

$$R = (4.71 \pm 0.10) \cdot 10^4 \quad \frac{\sigma_R}{R} \approx 2\%$$

Risulta quindi che il potere risolvante dell'apparato sia sufficiente da poter rivelare la separazione delle righe dovuta all'effetto Zeeman.

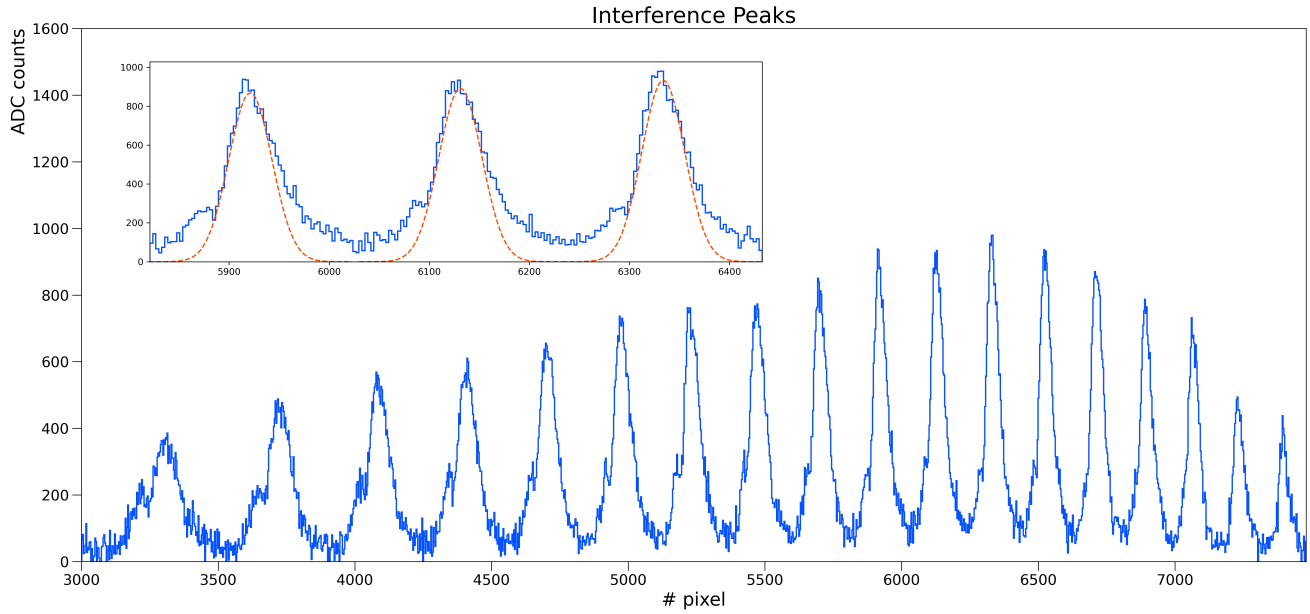


Fig. 3. Proiezione sull'asse verticale dello spettro bidimensionale B_{off}

Prima di studiare nel dettaglio l'effetto Zeeman e la sua manifestazione, si preferisce soffermare l'attenzione ancora brevemente sul grafico in Fig. 3 relativo alle frange di interferenza. Inizialmente, si vuole far notare che la forma dei picchi è notevolmente variabile in relazione alla posizione di rivelazione sul CCD. Si è dunque scelto di effettuare fit gaussiani per estrapolare la posizione del centroide e la larghezza per ottenere delle misure di tali quantità più uniformi tra loro al variare della posizione. Così facendo, infatti, la stima del potere risolvibile risulta essere più precisa di qualche unità percentuale rispetto ad una stima ricavata considerando il massimo e la larghezza dei picchi stessi (che risultano essere quantità molto variabili e spesso il massimo del picco non è rappresentativo del centroide della distribuzione). Inoltre, dal grafico si può notare un accentuato effetto di aberrazione, dovuto alle lenti presenti nell'apparato. Come meglio evidenziato nel grafico in Fig. 4, questo effetto consiste nella diminuzione progressiva della distanza tra picchi consecutivi e della loro larghezza. In particolare, la spaziatura tra frange di interferenza (a sinistra) segue perfettamente un andamento polinomiale di terzo grado (fit in arancione), mentre la loro larghezza (a destra) segue piuttosto fedelmente un trend lineare. A causa di questo effetto molto influente sulle misure necessarie per il calcolo del potere risolvibile, si è deciso di ricavare un campione di R e successivamente di calcolarne la media, piuttosto che mediare direttamente i set di dati relativi alle prime. Siccome l'effetto di aberrazione influenza sia la distanza sia la larghezza in modo sufficientemente simile, la struttura di Eq. 3 porta ad una compensazione soddisfacente di questo fenomeno: il campione di poteri risolvibili, infatti, risulta essere composto da misure casualmente oscillanti e non è stato identificato nessun trend rilevante. Si può quindi concludere che la stima fornita per R sia robusta e, a meno di approssimazioni, rappresentativa dell'effettivo potere risolvibile dell'apparato.

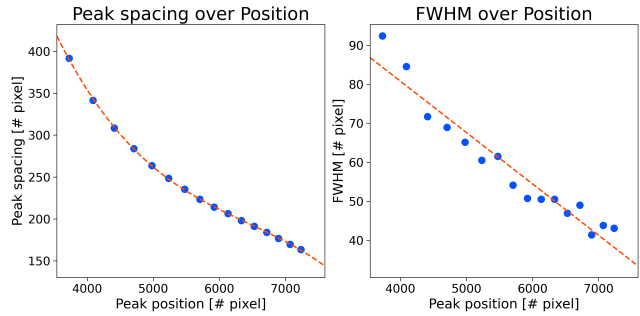


Fig. 4. Spacing trend

4 Fattore di Landè

Il fattore di Landè si ricava dalla relazione:

$$g_L = -\frac{\Delta E_{zee}}{\mu_B m_j B} \quad (4)$$

dove μ_B è il magnetone di Bohr.

Si analizzano i dati con il campo magnetico acceso e osservando la radiazione parallelamente a \vec{B} . Poiché un dipolo non emette lungo la direzione che individua, i termini polarizzati circolarmente corrispondenti a $\Delta m = \pm 1$ hanno intensità maggiore dei termini corrispondenti a $\Delta m = 0$. Perciò la transizione centrale è soppressa e si osservano solo le due laterali, separate da $\delta\lambda = 2\Delta\lambda_{zee}$, dove $\Delta\lambda_{zee}$ rappresenta lo splitting Zeeman. La presenza del campo magnetico induce una separazione energetica pari a

$$\Delta E_{zee} = \frac{hc}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda_{zee} \quad (5)$$

5 Campo magnetico ortogonale alla radiazione

Si analizzano i dati acquisiti ruotando il campo magnetico, cioè osservando la radiazione emessa in direzione or-

togonale a \vec{B} . In questo caso, i termini associati a $\Delta m = 0$ presentano polarizzazione lineare, mentre quelli relativi a $\Delta m = \pm 1$ sono polarizzati circolarmente in senso orario o antiorario. Ci si aspetta quindi di osservare un tripletto, cioè la formazione di tre righe equispaziate visibili nella direzione di propagazione trasversa al campo. Successivamente, si inserisce un filtro polarizzatore di fronte alla lente condensante, che viene impiegato in due configurazioni, non note a priori. Se il polarizzatore fa passare prevalentemente la componente della luce polarizzata parallelamente alla direzione del campo, allora si osserva una sola riga; se invece, ruotando il filtro, questo fa passare la componente della luce con polarizzazione ortogonale al campo, allora la transizione centrale viene soppressa e si osservano solamente i due picchi laterali. Conseguentemente ci si aspetta che l'intensità della radiazione sia significativamente ridotta con l'inserimento del filtro polarizzatore. In ?? è riportata la proiezione sull'asse y dello spettro bidimensionale, nelle tre configurazioni precedentemente descritte. Si nota che, in generale, l'apparato non permette di risolvere sufficientemente bene le transizioni: questo è particolarmente evidente in assenza del filtro, in quanto non è possibile distinguere i tre picchi di interferenza distinti che ci si aspetterebbe. Inoltre, si osserva che nella prima configurazione lo spettro è caratterizzato dalla presenza di un unico picco, mentre nella seconda da un doppietto: da ciò si deduce che nel primo caso il polarizzatore è posto lungo la direzione del campo, mentre nella seconda è ruotato di 90 gradi.