

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-75/2(R)
7 Gennaio 1975

P. Ginobbi, T. Letardi, E. Montanari, A. Reale, L. Satta e
G. Ubaldini: REALIZZAZIONE DI UN FASCIO DI ELETTRONI
POLARIZZATI MEDIANTE L'EFFETTO FANO.

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN
Casella Postale 70 - Frascati (Roma)

P. Ginobbi^(x), T. Letardi, E. Montanari, A. Reale, L. Satta e G. Ubaldini: REALIZZAZIONE DI UN FASCIO DI ELETTRONI POLARIZZATI MEDIANTE L'EFFETTO FANO. -

PARTE I -

1. - INTRODUZIONE. -

In questi ultimi anni notevole interesse è sorto tra i fisici per la realizzazione di fasci di elettroni polarizzati, per le possibili applicazioni alla fisica atomica e a quella delle alte energie.

In fisica atomica un fascio di elettroni polarizzati può essere usato per lo studio delle interazioni spin-orbita, spin-spin e per ricerche sulla polarizzabilità degli atomi. La diffusione degli elettroni dagli atomi, infatti, può considerarsi come una "diffusione da potenziale" solo per energie superiori a $\sim 0,3$ KeV perchè al disopra di questa energia le analisi teoriche basate su un potenziale statico alla Hartree rendono ben conto dei risultati sperimentali⁽¹⁾.

Ma a più basse energie, dove intervengono effetti di spin e di polarizzazione degli atomi l'informazione sperimentale è del tutto insufficiente, e potrebbe essere ottenuta con fasci di elettroni polarizzati.

Per quello che riguarda le alte energie, possiamo qui accennare ad alcuni dei problemi per i quali un fascio di e^- polarizzato risulterebbe di notevole interesse:

a) elettroproduzione di pioni con targhette di protoni polarizzati o non, e su targhette di deuterio. Con elettroni polarizzati sarebbe possibile infatti determinare i termini di interferenza tra le varie ampiezze che compaiono nella sezione d'urto, e quindi raccogliere un set completo di ampiezze con una semplice variazione dell'angolo azimutale attorno alla direzione del fotone virtuale, cioè in definitiva con un singolo esperimento^(2, 3);

b) fotoproduzione singola di pioni mediante fotoni circolarmente polarizzati. Come è noto, a Frascati si è avuta originariamente la realizzazione di fotoni linearmente polarizzati, per energie non superiori a ~ 500 MeV. Con un fascio di elettroni (longitudinalmente) polarizzati, accelerato nell'elettrosincrotrone⁽⁴⁾ si potrebbero invece ottenere fotoni di bremssstrahlung, circolarmente polarizzati, che avrebbe anche la caratteristica che la polarizzazione circolare cresce con l'energia dei fotoni, raggiungendo il 100% alla testa dello spettro di bremmsstrahlung. La tematica della fotoproduzione di pioni, ad esempio, con fotoni circolarmente

(x) - Istituto di Fisica dell'Università di Roma.

2.

polarizzati, sarebbe nuova e interessante complemento di quella fatta con polarizzazione lineare;

c) fasci intensi di elettroni polarizzati sono stati considerati e sono in corso di realizzazione per l'iniezione a SLAC⁽⁵⁾, da usarsi per la separazione di effetti di interferenza da interazioni deboli ed elettromagnetiche.

Qualche tempo fa è stato proposto da U. Fano⁽⁶⁾ un metodo che prevede l'emissione di elettroni polarizzati nella fotoionizzazione di atomi alcalini con luce circolarmente polarizzata e di opportuna frequenza. In questa nota noi vogliamo riportare i risultati di una verifica dell'effetto Fano, verifica che mentre questa misura era già in corso, è stata fatta indipendentemente da un gruppo di Karlsruhe, anch'essa con risultati positivi⁽⁷⁾.

2. - DEFINIZIONE GENERALE DELLA POLARIZZAZIONE DI UN FASCIO DI ELETTRONI. -

Sarà utile, prima di addentrarci nel problema, richiamare alcune importanti nozioni e definizioni. Poichè le energie cinetiche in gioco (≤ 100 KeV) sono tali che $v < m_e c^2$ potremo limitarci alla teoria non-relativistica dello spin, salvo ad accennare agli aspetti relativistici del problema nell'eventualità che l'energia del fascio sia aumentata.

Come è noto, lo spin dell'elettrone, cioè il suo momento intrinseco, è associato in meccanica quantistica, come ogni osservabile fisica, a un operatore Hermitiano i cui autovalori corrispondono ai possibili risultati fisici di una misura dello spin.

Le proprietà di tali operatori di spin sono determinate da due fondamentali richieste:

a) la grandezza fisica che essi descrivono è un momento angolare, e ciò fissa determinate regole di commutazione a cui le componenti dello spin sono soggette;

b) come richiesto dall'esperienza attraverso precise misure spettroscopiche, la misura della componente dello spin lungo una definita direzione può avere soltanto giusto due valori ($\pm 1/2 \hbar$) e ciò porta gli operatori ad essere matrici 2×2 (matrici di Pauli).

Si sa che gli operatori di spin non possono essere simultaneamente diagonalizzati. Questo fatto, secondo i principi fondamentali della Meccanica Quantistica comporta che, una volta misurata la componente dello spin lungo l'asse z, con il risultato ad esempio $+1/2 \hbar$, la successiva misura della componente S_x o S_y porterebbe con eguale probabilità a $+1/2 \hbar$ o $-1/2 \hbar$.

Tuttavia il valore assoluto dello spin

$$S^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = \frac{3}{4} \hbar^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

e quello di una sola componente possono essere determinati simultaneamente e con precisione.

Gli autostati di tali matrici saranno vettori colonna a due elementi.

Indicando con \vec{e} il versore di una direzione qualunque nello spazio, la componente del vettore \vec{S} lungo \vec{e} è rappresentata dall'operatore

$$\vec{S} \cdot \vec{e}$$

e tale operatore ha ancora come autovalori $\pm 1/2 \hbar$. Le componenti di \vec{S} ortogonali ed \vec{e} non sono definite con precisione anche se il modulo di \vec{S} , $\sqrt{3/2} \hbar$ è determinato.

Passiamo ora a dare la definizione di polarizzazione di un fascio di elettroni.

Tale polarizzazione può essere caratterizzata dal vettore \vec{P} che, per definizione, è il valore medio dell'operatore di spin in unità di \hbar e cioè:

$$\vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle$$

Se il fascio di elettroni è, come si dice in uno "stato puro", cioè tutti gli elettroni del fascio hanno spin; ad esempio lungo l'asse \vec{e} , con autovalore $1/2 \hbar$, allora:

$$\vec{P} = \vec{e}$$

In tal caso si dice che il fascio è polarizzato lungo la direzione del versore \vec{e} .

Il grado di polarizzazione è espresso dal modulo del vettore polarizzazione; $P=1$ significa che il fascio è "totalmente polarizzato".

In generale la polarizzazione è definita dalle tre componenti lungo i tre assi cartesiani: P_x, P_y, P_z

$$P_x = \langle \sigma_x \rangle, \quad P_y = \langle \sigma_y \rangle, \quad P_z = \langle \sigma_z \rangle$$

Per uno stato puro

$$\langle \sigma_x \rangle = e_x, \quad \langle \sigma_y \rangle = e_y, \quad \langle \sigma_z \rangle = e_z$$

Consideriamo ora un fascio di elettroni ciascuno dei quali ha un'orientazione arbitraria dello spin. Immaginiamo che gli elettroni vengano raggruppati in N insiemi tali che elettroni dello stesso insieme siano caratterizzati dall'aver lo stesso stato di spin.

Siamo ora in presenza di uno "stato misto". Non possiamo più in questo caso descrivere tale fascio con una sola autofunzione.

Tuttavia l'autostato di un insieme qualunque può essere espresso in termini di autostati base, che formano un sistema completo ed ortonormale.

Esprimendo, in questo caso, ogni autostato come combinazione lineare di due autostati base (descriventi un elettrone con spin parallelo e rispettivamente antiparallelo all'asse z), potremo scrivere per l'autofunzione $\psi^{(k)}$ dell'insieme K^{mo}

$$\psi^{(k)} = u_1^{(k)} a + u_2^{(k)} b \quad (k = 1, \dots, N)$$

Per un fissato insieme potremo definire il valore medio dell'operatore di spin:

$$\langle \sigma \rangle^{(k)} = (\psi^{(k)}, \sigma \psi^{(k)})$$

Per calcolare il valore medio del vettore polarizzazione per il fascio occorrerà fare una ulteriore media:

$$\vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \langle \sigma \rangle^{(k)}$$

Qui occorrono alcune importanti precisazioni che non sempre si tengono presente quando si trattano questi problemi: quando si parla di "direzione dello spin" si intende più esattamente direzione del momento angolare dello spin dell'elettrone nel sistema di coordinate in cui esso è in quiete.

Finchè ci si limita a fasci di energia non relativistica, come nel nostro caso, non è necessaria alcuna estensione dei concetti precedenti. Ad energia relativistica, tuttavia, la generalizzazione degli operatori di spin di Pauli ha come conseguenza che la polarizzazione misurata nel sistema del laboratorio può essere differente da quella riferita al sistema di quiete dell'elettrone.

Si dimostra, più precisamente, che la componente longitudinale della polarizzazione è la stessa in ambedue i sistemi di riferimento, mentre quella trasversale nel laboratorio è

4.

più piccola che nel sistema di quiete, per un fattore di riduzione pari a $\left(\frac{m_0 c^2}{E_{Tot}}\right) = \sqrt{1 - \beta^2}$.

E' importante a questo punto accennare anche agli effetti che un campo elettrico o magnetico esterni lentamente variabili hanno sul vettore polarizzazione poichè una volta prodotto un fascio di elettroni polarizzati, questi subiscono effetti focalizzanti, accelerazioni ecc. fino a che non raggiungano le energie desiderate.

Uno studio del comportamento dello spin di un elettrone in moto con velocità \vec{v} in un campo elettrico o magnetico esterno porta a prevedere⁽⁸⁾ che nel caso che \vec{v} sia parallelo a \vec{B} o \vec{E} , l'angolo tra \vec{P} e \vec{v} non cambia ma il vettore di polarizzazione precede, per effetto del campo magnetico, attorno alla direzione di \vec{B} con velocità classica di Larmor

$$\omega = \frac{g}{2} \frac{eB}{m\gamma}$$

mentre il campo elettrico ha l'effetto di accelerare soltanto la particella in moto.

Nel caso di campo elettrico o magnetico ortogonali alla traiettoria, e per elettroni non relativistici, un puro campo elettrico non ha alcun effetto (per $g \approx 2$) sulla orientazione dello spin; se un campo magnetico invece provoca una deviazione $\Delta\varphi$ dell'elettrone dalla sua traiettoria iniziale, il cambiamento dell'angolo del vettore polarizzazione rispetto alla tangente alla traiettoria è quasi esattamente uguale a $-\Delta\varphi$.

3. - METODI PER OTTENERE FASCI DI ELETTRONI POLARIZZATI. -

3.1. - Diffusione alla Mott. -

Uno dei metodi utilizzati per ottenere elettroni polarizzati è quello che si basa sulla interazione spin-orbita di elettroni incidenti su nuclei pesanti⁽⁹⁾. Se un elettrone si avvicina a un nucleo di carica Ze , il campo coulombiano del nucleo, fortemente disomogeneo, "è sentito" come un campo magnetico H nel riferimento dell'elettrone fermo, e questo dà origine ad una forza agente sul momento magnetico dell'elettrone stesso.

Da questo breve e semiclassico ragionamento si può capire come la diffusione di elettroni da nuclei pesanti possa essere utilizzata oltre che per creare un fascio di elettroni polarizzati anche per il fenomeno inverso e cioè la misura del grado di polarizzazione di un fascio di elettroni: basta osservare una asimmetria nella diffusione tra destra e sinistra.

Per elettroni di data polarizzazione questa asimmetria aumenta all'aumentare di Z (numero atomico) del materiale diffusore.

La teoria quantistica della dipendenza dello scattering dallo spin degli elettroni, è stata sviluppata da Mott. Perciò il fenomeno descritto prende il nome di "Mott scattering". I risultati della teoria di Mott, che ci riguardano qui, possono essere riassunti come segue, con notazioni ovvie:

a) se il fascio ha una polarizzazione trasversa P_t tale componente della polarizzazione resta immutata dopo la diffusione;

b) se si considera la intensità del fascio diffuso, in un piano perpendicolare a P_t e in direzione $+\theta$ e $-\theta$ rispetto alla direzione incidente si trova:

$$I(\theta) = \bar{I} [1 + P_t S(E, Z, \theta)], \quad I(-\theta) = \bar{I} [1 - P_t S(E, Z, \theta)]$$

dove S è una funzione, nota, detta funzione di Shermann⁽¹⁰⁾, che dipende da E, Z e θ .

L'asimmetria di diffusione è definita da:

$$\delta = [I(\theta) - I(-\theta)] / [I(\theta) + I(-\theta)] = P_t S(E, Z, \theta)$$

c) Se un fascio non polarizzato è diffuso all'angolo θ da una targhetta di numero atomico Z , si ottiene un fascio polarizzato trasversalmente, nella direzione perpendicolare al piano di diffusione, con polarizzazione P_{ot} data da:

$$P_{ot} = S(E, Z, \theta)$$

Valori della funzione S sono stati calcolati da Shermann, per vari valori di energie e per diversi Z e angoli θ .

Una sorgente di elettroni polarizzati mediante diffusione alla Mott ha varie limitazioni. La più importante è quella che la sezione d'urto è piccola per angoli tra 90° e 120° ove si ha un alto grado di polarizzazione, tra il 30% e il 40%. Usando fasci di energia tra 150 e 200 KeV, si ha perciò una bassa intensità per il fascio polarizzato.

3.2. - Fotoionizzazione di fasci atomici. -

Fasci di elettroni polarizzati alquanto intensi sono stati ottenuti facendo passare atomi alcalini attraverso un esopolo magnetico. Nell'apparato realizzato da Baumekock⁽¹¹⁾, in un intenso fascio di atomi di potassio viene selezionato uno stato mediante un esopolo magnetico, con il metodo di Stern-Gerlach.

Gli atomi selezionati vengono poi fatti passare in una regione di campo magnetico longitudinale così intenso da disaccoppiare lo spin dell'elettrone da quello del nucleo.

Contemporaneamente il fascio viene fotoionizzato mediante luce ultravioletta e così gli elettroni estratti (separati dagli atomi) vengono accelerati con polarizzazione longitudinale.

Un "filtro di Wien" trasforma la polarizzazione da longitudinale in trasversa.

Koch hanno ottenuto una polarizzazione $P = 0,55 \pm 0,05$ con un'intensità della sorgente di $\sim 10^7$ elettroni/impulso e una durata dell'impulso di $20 \mu s$. La massima velocità di ripetizione è di 5 Hz con 5×10^7 elettroni/secondo.

3.3. - Reazione di scambio di spin. -

Una sorgente di elettroni polarizzati può realizzarsi mediante una reazione di scambio della polarizzazione per urto elastico tra atomi di idrogeno polarizzati ed elettroni secondo il metodo proposto da J. Krisciokaytis⁽¹²⁾. Con tale metodo è necessario accumulare in un piccolo spazio un sufficiente numero di atomi di idrogeno polarizzati.

Se si immettono allora nel detto volume elettroni prodotti da un normale filamento si avrà in un certo tempo un trasferimento di polarizzazione dagli atomi di idrogeno agli elettroni.

4. - MISURA DELLA POLARIZZAZIONE DI UN FASCIO DI ELETTRONI. -

I più importanti metodi di analisi della polarizzazione di un fascio di elettroni sono:

a) diffusione alla Mott; si presta alla misura della polarizzazione trasversa degli elettroni con energia $30 + 100$ KeV. L'effetto è basato sulla interazione spin-orbita nello scattering da nuclei pesanti, come abbiamo già accennato;

b) diffusione alla Møller: si presta alla misura della polarizzazione per elettroni con energia ≥ 300 KeV, ed è applicabile anche ad elettroni nella regione dai MeV e dei GeV. Lo effetto è basato sulla dipendenza dallo spin della sezione d'urto di scattering degli elettroni su lamine ferromagnetiche magnetizzate;

c) Bremsstrahlung: applicabile ad elettroni polarizzati longitudinalmente di energia ~ 200 KeV. Si basa sul fatto che elettroni polarizzati longitudinalmente producono fotoni polarizzati circolamente. Il grado di polarizzazione circolare viene misurato mediante lo scattering o la trasmissione dei fotoni su ferro magnetizzato.

Tra questi metodi quello più conveniente, nel nostro caso, è quello basato sullo scattering Mott: esso infatti è applicabile ad elettroni di bassa energia, e concettualmente semplice e ben calcolato; viene applicato sistematicamente in moltissimi lavori e quindi sono ben noti gli accorgimenti sperimentali da adottare per ridurre l'errore della misura della polarizzazione.

Come si è già visto la diffusione di elettroni, con polarizzazione trasversa rispetto al moto, da parte di nuclei pesanti è fortemente asimmetrica nel senso che si hanno sul piano di diffusione conteggi diversi agli angoli $+\theta$ o $-\theta$ rispetto alla direzione del moto.

La sezione d'urto differenziale ($d\sigma/d\Omega$) per un fascio di elettroni polarizzati può scriversi⁽⁶⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi - \varphi_0) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 [1 + PS \text{sen}(\varphi - \varphi_0)]$$

ove P è la polarizzazione del fascio; $(d\sigma/d\Omega)_0$ la sezione d'urto per un fascio non polarizzato cioè con $P=0$; θ è l'angolo di scattering e $(\varphi - \varphi_0)$ l'angolo azimutale rispetto ad un certo riferimento φ_0 . S è la accennata funzione di Sherman. Tale funzione dipende da θ , dal valore Z (numero atomico degli atomi componenti la targhetta) e dall'energia delle particelle incidenti. Per quanto già visto, l'angolo migliore sotto il quale si evidenzia maggiormente l'effetto di asimmetria è intorno ai 120° per energie dell'ordine del centinaio di KeV. Dal lavoro originale di Sherman⁽⁷⁾ e dai valori in esso tabulati per la funzione S è possibile ricavare un diagramma in cui sono riportati $(d\sigma/d\Omega)$ ed $S(\theta)$ che risulterà di grande utilità. (v. Fig. 1).

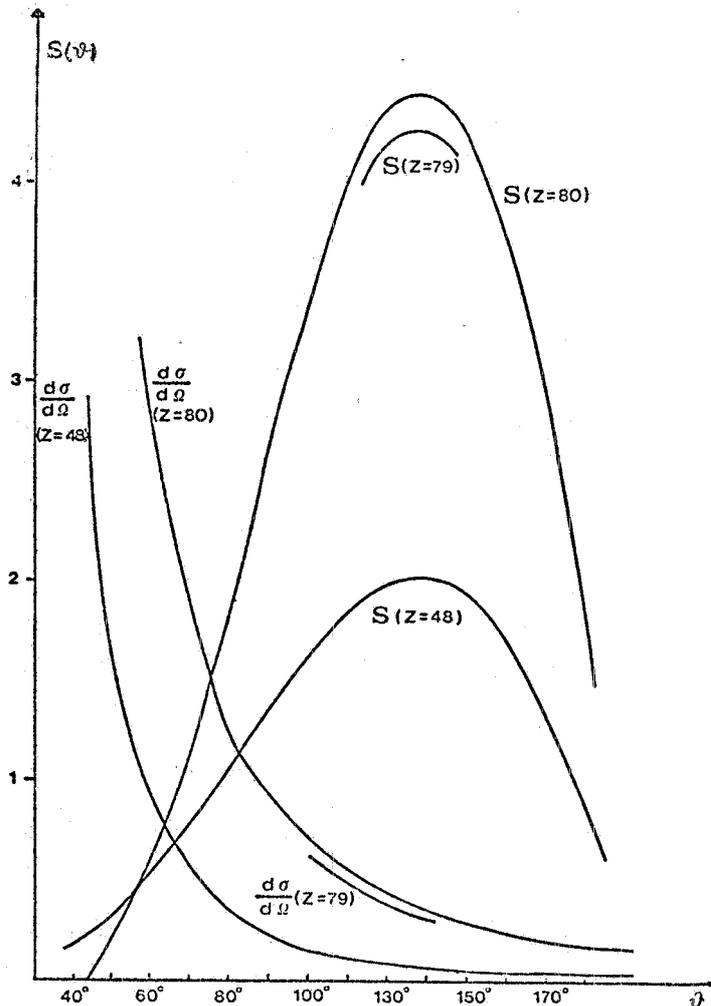


FIG. 1 - Andamento della funzione di Sherman S e della sezione d'urto differenziale ($d\sigma/d\Omega$) al variare di θ , per energia di elettroni incidenti di 120 KeV e per materiali di diverso Z .

I valori tabulati di $d\sigma/d\Omega$ ed S sono per i valori di $Z=13, 48, 80$ (ed è stato necessario una estrapolazione per costruire quelli per $Z=79$ cioè per l'oro, che viene usato nella attuale esperienza come bersaglio diffusore. Se indichiamo ora con L ed R le intensità di elettroni diffusi a sinistra e a destra rispettivamente possiamo definire il rapporto L/R come segue^(x):

$$\frac{L}{R} = \frac{d\sigma/d\Omega(\theta, \pi/2)}{d\sigma/d\Omega(\theta, -\pi/2)} = \frac{1+PS}{1-PS}$$

e la polarizzazione trasversa risulta data da:

$$P = \frac{L-R}{S(L+R)}$$

Si noti la sensibile dipendenza della differenza (L-R) dalla funzione di Sherman, a parità di P.

5. - IL METODO PROPOSTO DA U. FANO: ANALISI TEORICA. -

E' stato proposto da U. Fano⁽⁶⁾ un metodo che prevede l'emissione di elettroni polarizzati nella fotoionizzazione di atomi alcalini (non polarizzati) con luce circolarmente polarizzata di frequenza opportuna.

Tale metodo, si è rivelato assai promettente, sia per quanto riguarda il grado di polarizzazione, che per l'intensità del fascio ottenibile.

Anche con questo metodo, come per le sorgenti a fotoionizzazione di atomi alcalini, per la scelta del metallo alcalino bisogna fare un compromesso tra un alto valore della sezione d'urto per fotoionizzazione ed un basso valore dell'energia di ionizzazione.

Il metallo alcalino che soddisfa questo requisito è il Cesio (che ha una sezione d'urto di fotoionizzazione piuttosto alta $\sigma \approx 1,5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ a 3100 \AA ed una soglia di fotoionizzazione $\sim 4 \text{ eV}$) (v. Fig. 2a).

L'analisi teorica dell'effetto Fano⁽⁵⁾ si può riassumere nei seguenti termini:

Le transizioni ottiche per assorbimento di luce circolarmente polarizzata destra ubbidiscono alle regole di selezione:

$$\Delta l = +1 \qquad \Delta m_j = +1$$

$|m_s, m\rangle$ rappresenti lo stato caratterizzato dalle proiezioni di S ed L lungo l'asse Z coincidente con la direzione di arrivo della luce.

Partendo da due stati $S|m_s = \pm 1/2, 0\rangle$ dell'atomo di Cesio, si possono calcolare le ampiezze di transizione A, B e C alle autofunzioni del continuo, e più precisamente agli stati del continuo

$$|P_{1/2} m'_j = \frac{1}{2}\rangle, \quad |P_{3/2} m'_j = \frac{1}{2}\rangle, \quad |P_{3/2} m'_j = 3/2\rangle$$

rispettivamente.

Si ottiene così dopo integrazione sulle coordinate di spin e indicando con N una conveniente costante di normalizzazione:

$$A = \frac{2}{3} NR_1, \quad B = -\frac{\sqrt{2}}{3} NR_3, \quad C = -\sqrt{\frac{2}{3}} NR_3$$

dove R_1 ed R_3 sono gli elementi di matrice radiali.

E' così possibile calcolare di qui la matrice densità:

(x) - $\varphi_0 \equiv 0$ nel piano contenente lo spin.

8.

$$\begin{vmatrix} R_3^2 |Y_{11}|^2 + \frac{2}{9} (R_3 - R_1)^2 |Y_{10}|^2 & \frac{\sqrt{2}}{9} (R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) Y_{10} Y_{11}^x \\ \frac{\sqrt{2}}{9} (R_3 - R_1) (2R_1 + R_3) Y_{10} Y_{11}^x & \frac{1}{9} (2R_1 + R_3)^2 |Y_{11}|^2 \end{vmatrix}$$

Da questa matrice densità si può ottenere la intensità e la polarizzazione dei fotoelettroni attraverso le relazioni:

$$I(\theta, \varphi) = \text{Tr} \rho, \quad P_i(\theta, \varphi) = \frac{1}{I(\theta, \varphi)} \text{Tr}(\rho \sigma_i)$$

dove le σ_i sono le matrici di Pauli.

Si ottiene così per la distribuzione angolare dei fotoelettroni

$$I(\theta, \varphi) \approx (R_3 - R_1)^2 + \frac{3}{2} (2R_1 + R_3) \text{sen}^2 \theta$$

Come si vede la distribuzione angolare è indipendente dall'angolo azimutale φ .

Per la polarizzazione dei fotoelettroni si ottiene:

$$P_x(\theta, \varphi) = -\frac{2(x-1)\cos\theta \text{sen}\theta \cos\varphi}{2+(x^2-1)\text{sen}^2\theta}, \quad P_y = -\frac{2(x-1)\cos\theta \text{sen}\theta \text{sen}\varphi}{2+(x^2-1)\text{sen}^2\theta},$$

$$P_z = \frac{2+2(x-1)\text{sen}^2\theta}{2+(x^2-1)\text{sen}^2\theta}$$

avendo posto

$$x = (2R_3 + R_1) / (R_3 - R_1)$$

In termini di x l'intensità può risciversi come

$$I(\theta, \varphi) = (R_3 - R_1)^2 [2 + (x^2 - 1) \text{sen}^2 \theta]$$

Da notare che per $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 180^\circ$ otteniamo:

$$P = P_z = 1$$

indipendente da R_1 e R_3 e perciò anche dalla lunghezza d'onda della luce polarizzata, così come dal numero atomico degli atomi alcalini; i fotoelettroni emessi sono sempre completamente polarizzati. Nel caso $R_1 = R_3$ non vi è polarizzazione. In generale $R_1 \neq R_3$ poichè le funzioni d'onda radiali F_1 ed F_3 degli stati P con $j = 1/2$ e $j = 3/2$ sono distinte. Questa distinzione è causata dall'accoppiamento spin-orbita; infatti per stati con $j = 1/2$ il momento angolare e lo spin sono antiparalleli, per quelli con $j = 3/2$ sono paralleli.

Il potenziale spin-orbita è

$$V(r) \approx \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \quad (1. S)$$

Per $j = 1/2$, $V(r)$ è negativo, cioè è un potenziale attrattivo; per $j = 3/2$, $V(r)$ è positivo, cioè il potenziale è repulsivo.

La dipendenza di P da x , con relativa scala delle lunghezze d'onda ed energia dei fotoni incidenti (scala stabilita sotto certe ipotesi di dipendenza di x da λ su cui non entriamo in merito) è riportata in Fig. 2b.

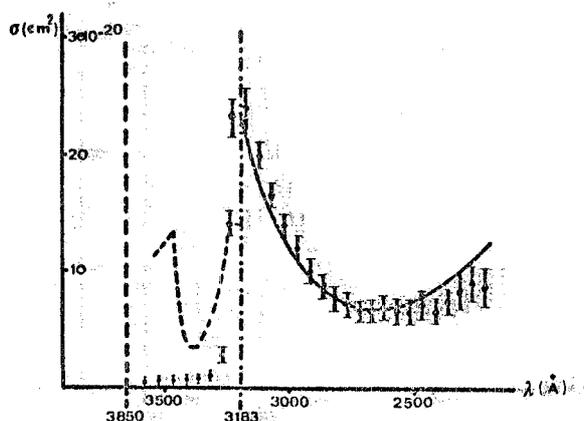


FIG. 2a) - Andamento della sezione d'urto per fotoionizzazione.

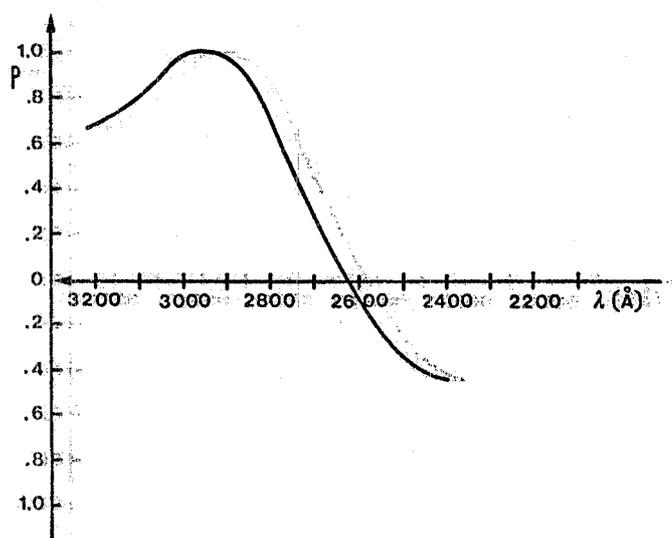


FIG. 2b) - Polarizzazione dei fotoelettroni al variare della lunghezza d'onda.

6. - SCHEMA REALIZZATIVO DI UNA SORGENTE DI ELETTRONI POLARIZZATI BASATO SULL'EFFETTO FANO.

Un disegno indicativo di come potrebbe essere realizzato un dispositivo per ottenere un fascio di elettroni polarizzati basato sull'effetto Fano, è quello riportato in Fig. 3.

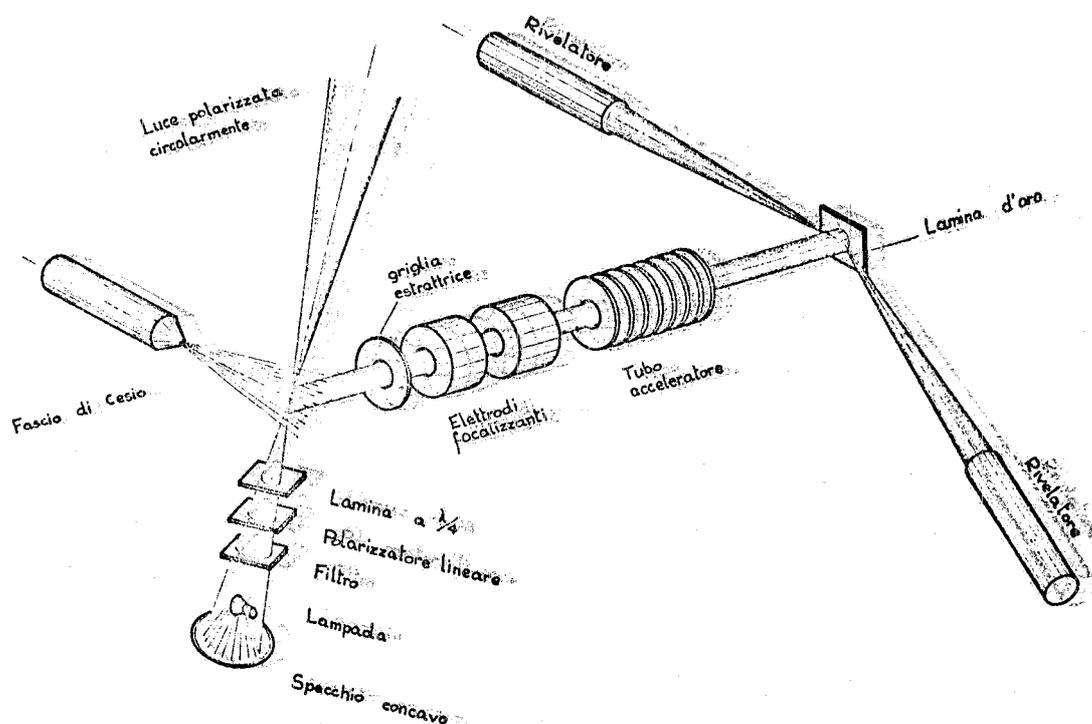


FIG. 3 - Schema dell'apparato sperimentale.

Esso consiste di

- a) un sistema ottico per la produzione di luce circolarmente polarizzata;
- b) una sorgente di atomi alcalini (nel caso nostro, di Cesio);
- c) una camera di ionizzazione e un sistema di estrazione degli elettroni;
- d) un sistema di analisi della polarizzazione degli elettroni accelerati, basato sulla diffusione alla Mott, come già discusso.

Nella II^a parte discuteremo i dettagli costruttivi del sistema da noi realizzato. Qui vogliamo accennare brevemente al principio di funzionamento del metodo e alla funzione delle varie parti dell'apparato.

Il sistema ottico è stato realizzato mediante una lampada (allo Xenon) che emette luce, di cui si seleziona una banda centrata sulla lunghezza d'onda che interessa, corredata di un polarizzatore lineare e di una lamina a $\lambda/4$ che rendono la luce polarizzata circolarmente (vedi Parte II, 2.3).

La sorgente di atomi alcalini è realizzata mediante un fornello per l'evaporazione del Cesio ($t^{\circ} = 200^{\circ} - 500^{\circ}$), con crogiuolo dotato di ugello di Laval per la formazione di un fascio atomico.

La camera di ionizzazione deve essere tenuta con un vuoto di $\sim 10^{-5}$ mm Hg, in modo tale che i cammini liberi medi siano dell'ordine di grandezza delle dimensioni della camera. Questo per evitare la presenza di atomi di Cesio che potrebbero ricombinarsi con quelli del fascio, formando molecole di Cesio, e contribuendo così al fondo di fotoelettroni spuri, o interagire con gli elettroni già polarizzati. Il sistema di estrazione elettrostatico è stato realizzato cercando di massimizzare la sua capacità di eliminazione di elettroni spuri, prodotti prevalentemente dal Cesio depositatosi sulle pareti della camera di ionizzazione o sugli elettrodi stessi. A questo scopo si è utilizzata la stessa tecnica usata da Kessler (l.c.).

Il sistema di analisi consiste di due rivelatori (scintillatori con fototubo) posti a 120° rispetto alle direzioni di arrivo degli elettroni diffusi da un sottilissimo bersaglio di oro, posto nella cosiddetta "camera di Mott" all'uscita del tubo acceleratore.

PARTE II -

1. - LA SORGENTE DI LUCE. -

In questo paragrafo e nei 3 successivi ci occuperemo della sorgente di luce e dei componenti del banco ottico necessari per creare luce polarizzata circolarmente.

Come sorgente è stata usata una lampada OSRAM allo Xenon ad alta pressione (XBO 150 W). Tale lampada, delle dimensioni di 150 mm di lunghezza per 20 mm di larghezza, presenta uno spettro di emissione continuo dall'ultravioletto all'infrarosso.

Riportiamo in Fig. 4 l'andamento spettrale nella banda di frequenza a noi utili.

Ulteriori caratteristiche di tale lampada sono:

- a) scarica di elevata potenza concentrata in uno spazio molto ristretto di ~ 1 mm²;
- b) praticità e prontezza di impiego; infatti una lampada allo Xenon può essere usata sia in alimentazione alternata che continua.

Il flusso luminoso è di circa 3200 lumen con una potenza assorbita di ~ 150 W.

Con funzionamento in continua la tensione di innesco deve superare i 65 V con una intensità di corrente di $\sim 7,5$ A; la tensione a regime è circa 20 V.

2. - OTTICA DEL FASCIO DI LUCE. -

Come si può vedere dalla Fig. 3 il banco ottico oltre a contenere la lampada è fornito di uno specchio a calotta sferica (ϕ della calotta = 20 cm raggio dello specchio $R = 30$ cm, efficienza di raccolta $\epsilon = 5 \times 10^{-2}$), e di un filtro che seleziona la banda di lunghezza d'onda ne-

cessaria per la fotoionizzazione degli atomi di Cesio ($2800 + 3200 \text{ \AA}$). La curva di trasmissione del filtro è riportata in Fig. 5.

Vediamo ora in dettaglio le caratteristiche dei componenti usati.

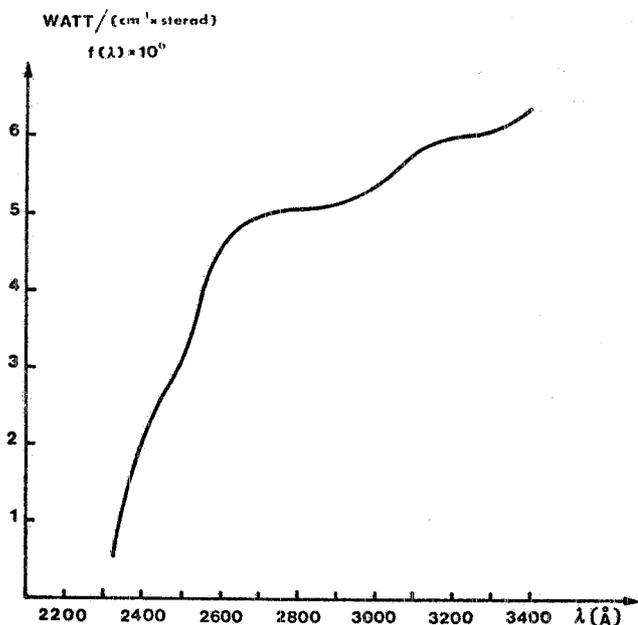


FIG. 4 - Ripartizione spettrale dell'intensità di radiazione relativa della lampada XBO-150 W.

2.1. - Lamina polarizzatrice.

Una lamina polarizzatrice produce luce polarizzata partendo da luce non polarizzata, secondo una direzione di polarizzazione caratteristica della lamina.

Il polarizzatore usato possiede un fattore di trasmissione indicato nella Fig. 6.

Vediamo ora come si possa determinare il grado di polarizzazione circolare della luce, con misure di polarizzazione lineare.

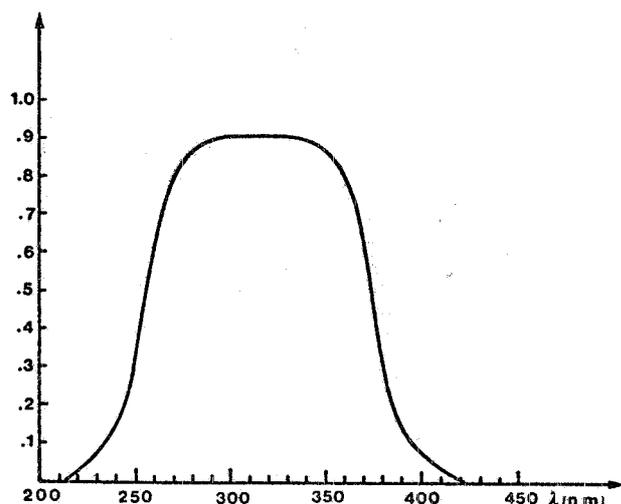


FIG. 5 - Trasmissione del filtro al variare della lunghezza d'onda.

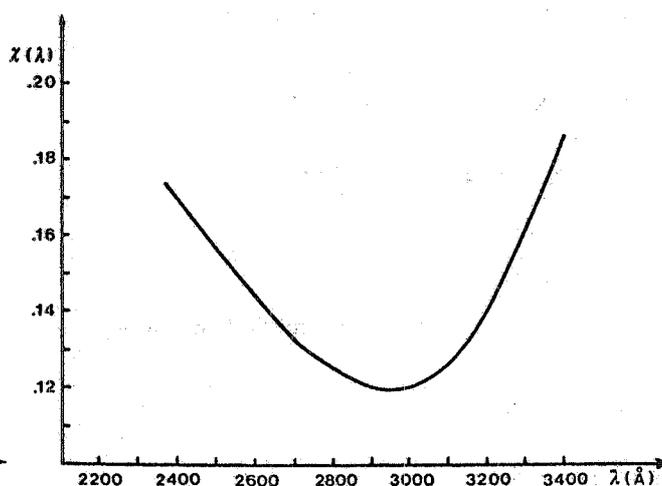


FIG. 6 - Trasmissione del polarizzatore lineare.

Seguiamo qui la notazione del Feynman (Lectures on Physics, Vol. III, pag. 11-10) secondo cui si indicano con

- $|R\rangle$: stato di un fotone polarizzato destrorso
- $|L\rangle$: stato di un fotone polarizzato sinistrorso
- $|X\rangle$: stato di un fotone polarizzato lungo l'asse X
- $|Y\rangle$: stato di un fotone polarizzato lungo l'asse Y.

Un fotone polarizzato circolarmente destro può essere rappresentato mediante la combinazione dei due stati di polarizzazione lineare

$$|R\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|X\rangle + i|Y\rangle)$$

ed analogamente

$$|L\rangle = -\sqrt{\frac{1}{2}}(|X\rangle - i|Y\rangle)$$

Inversamente, lo stato di polarizzazione lineare può essere rappresentato come combinazione di due stati di polarizzazione circolare

$$|X\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|R\rangle + |L\rangle), \quad |Y\rangle = -\sqrt{\frac{1}{2}}(|R\rangle - |L\rangle)$$

Prendiamo uno stato $|\psi\rangle$ che sia descritto come

$$|\psi\rangle = C_1|R\rangle + C_2|L\rangle$$

dove, chiaramente, se $C_1 = 0$, il fotone è polarizzato circolarmente a sinistra, se $C_2 = 0$ è polarizzato circolarmente a destra; se $C_1 = C_2$ o $C_1 = -C_2$ il fotone è polarizzato linearmente.

Supponiamo di analizzare il fotone nello stato $|\psi\rangle$ con un polarizzatore lineare lungo l'asse X e lungo l'asse Y.

$$\langle X|\psi\rangle = C_1 \langle X|R\rangle + C_2 \langle X|L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(C_1 - C_2), \quad \langle Y|\psi\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(C_1 + C_2)$$

con le rispettive probabilità

$$|\langle X|\psi\rangle|^2 = \frac{1}{2}(C_1^2 + C_2^2 - 2C_1C_2), \quad |\langle Y|\psi\rangle|^2 = \frac{1}{2}(C_1^2 + C_2^2 + 2C_1C_2)$$

La polarizzazione circolare P_c è definita come $C_1^2 - C_2^2$; essendo inoltre $C_1^2 + C_2^2 = 1$, si può scrivere

$$C_1^2 - C_2^2 = P_c, \quad C_1^2 + C_2^2 = 1$$

e quindi

$$C_1 C_2 = \frac{\sqrt{1 - P_c^2}}{2}$$

da cui si ricavano le intensità lungo i due assi

$$I_x = \frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - P_c^2}), \quad I_y = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 - P_c^2})$$

Si ottiene così l'espressione della polarizzazione circolare in funzione delle misure eseguite con polarizzatori lineari

$$P_c = \sqrt{1 - (I_x - I_y)^2}$$

tenendo presente che I_x e I_y sono grandezze normalizzate a 1.

2.2. - La lamina a $\lambda/4$.

E' bene premettere, molto brevemente, un cenno sul fenomeno della polarizzazione della luce.

Consideriamo un'onda trasversale, il cui vettore elettrico oscilla in un piano formante l'angolo α con l'asse X (asse ottico principale) di una lamina e che si propaghi parallelamente a Z (normalmente alla faccia del cristallo).

Il vettore elettrico può essere descritto da

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T}(t - z/v)\right)$$

avendo preso uguale a zero la fase (inessenziale) dell'onda sulla superficie $z=0$ all'istante $t=0$. Quest'onda si può pensare come risultante di due onde polarizzate linearmente rispettivamente parallele a X e Y.

$$E_x = E_0 \cos\alpha \cos\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right), \quad E_y = E_0 \sin\alpha \cos\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{z}{v}\right)$$

Entro il cristallo a ciascuna di queste due onde corrisponde un'onda che è polarizzata nella stessa direzione ma che si propaga con diversa velocità: precisamente l'onda E_x , che oscilla parallelamente all'asse ottico principale, si propaga con la velocità $v=c/n_1$, mentre l'onda E_y si propaga con velocità $v=c/n_2$.

Detto δ lo spessore della lamina, è chiaro che all'uscita dal cristallo queste onde avranno fasi date rispettivamente da:

$$\varphi_1 = \frac{2\pi\delta}{\lambda} n_1, \quad \varphi_2 = \frac{2\pi\delta}{\lambda} n_2$$

avendo indicato con $\lambda=c \times T$ la lunghezza d'onda nel vuoto. La differenza di fase tra le due onde è quindi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi\delta}{\lambda} (n_1 - n_2)$$

cioè è proporzionale allo spessore δ della lamina.

Se tale differenza di fase è pari a $\pi/2$, ossia se lo spessore è tale che:

$$\frac{2\pi\delta}{\lambda} (n_1 - n_2) = \frac{\pi}{2} \quad \text{cioè} \quad \delta = \frac{\lambda}{4} \frac{1}{n_1 - n_2}$$

le due onde E_x ed E_y all'uscita della lamina sono sfasate di 90° e si compongono in un'onda polarizzata ellitticamente, i cui semiassi sono $E_0 \cos\alpha$ ed $E_0 \sin\alpha$.

14.

Se l'angolo $\alpha = \pi/4$ segue che

$$E_o \cos \alpha = E_o \sin \alpha = \frac{E_o}{\sqrt{2}}$$

e la luce emergente è polarizzata circolarmente.

Una lamina di questo tipo, che permette di trasformare un'onda polarizzata linearmente in una polarizzata circolarmente, prende il nome di lamina a quarto d'onda.

3. - MISURA DEL GRADO DI POLARIZZAZIONE CIRCOLARE DEL FASCIO DI LUCE USATO. -

3.1. - Misura sperimentale. -

E' stata effettuata una misura della polarizzazione circolare alle varie lunghezze di onda.

La prova ha richiesto il montaggio di un banco ottico con elementi disposti come indicato schematicamente in Fig. 7. Come si vede per effettuare tali prove si è fatto uso di un monocromatore, preceduto da un filtro per selezionare l'intervallo di lunghezze d'onda (2600 Å - 3700 Å) interessanti per la misura.

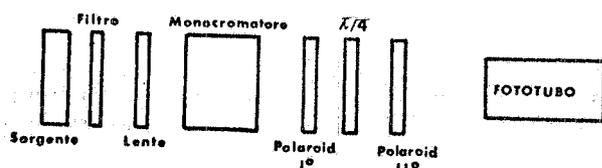


FIG. 7 - Elementi del banco ottico.

Tale prova si è basata essenzialmente sulla misura delle intensità di luce massima e minima mediante un fototubo.

Si è proceduto come segue: una volta posti i due polaroid paralleli fra di loro e all'asse principale della lamina a quarto d'onda, si è misurata la intensità I_o di luce polarizzata linearmente che arrivava sul fototubo.

Si è ruotata poi la lamina di 45° , e quindi si sono annotate la corrente massima I_{max} e minima I_{min} al variare dell'angolo del secondo polaroid. Tenendo anche conto della corrente di fondo I_f relativa al fototubo, la polarizzazione circolare può essere espressa da:

$$P_c = \sqrt{1 - \left(\frac{I_{max} - I_{min}}{I_o - I_f} \right)^2}$$

Per le misure nell'ultravioletto, in cui si aveva una netta perdita di segnale per l'assorbimento della finestra di vetro del fototubo, si è fatta incidere la luce su uno scintillatore, per spostare il segnale nella zona di sensibilità del fototubo.

3.2. - Confronto fra i dati sperimentali e quelli calcolati. -

Noti gli indici di rifrazione n_1 ed n_2 lungo i due assi principali della lamina, e posti

$$\nu = (n_2 - n_1) \frac{\Delta t}{\lambda}, \quad \varphi = 2\pi\nu$$

si può dimostrare che la polarizzazione circolare è $P_c = \sin \varphi$. Si deve ovviamente tener presente che n_1, n_2 sono funzioni di λ .

Infatti, se si fa incidere luce polarizzata linearmente a 45° rispetto all'asse della

lamina a $\lambda/4$, si può pensare che all'uscita si abbia uno stato in cui le due componenti $|X\rangle$ ed $|Y\rangle$ sono ancora egualmente intense, ma sfasate di un angolo φ .

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|X\rangle + e^{i\varphi} |Y\rangle)$$

D'altra parte se

$$|X\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|R\rangle + |L\rangle), \quad |Y\rangle = \frac{-i}{\sqrt{2}} (|R\rangle - |L\rangle)$$

si ha

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|R\rangle + |L\rangle) - \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i\varphi} (|R\rangle - |L\rangle) \right] = \frac{1}{2} [1 - e^{i(\varphi + \pi/2)}] |R\rangle + \frac{1}{2} [1 + e^{i(\varphi + \pi/2)}] |L\rangle$$

segue

$$C_1 = \frac{1}{2} [1 - e^{i(\varphi + \pi/2)}], \quad C_2 = \frac{1}{2} [1 + e^{i(\varphi + \pi/2)}]$$

da cui

$$|C_1|^2 = \frac{1}{2} (1 - \sin \varphi), \quad |C_2|^2 = \frac{1}{2} (1 + \sin \varphi)$$

In definitiva

$$|C_1|^2 - |C_2|^2 = P_c = \frac{1}{2} (1 - \sin \varphi - 1 - \sin \varphi) = -\sin \varphi$$

con

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1$$

Noti i valori di Δn al variare della lunghezza d'onda, come è riportata nella tabella seguente ricavata da Phys. Handbook, si può calcolare

λ (Å)	1850	1980	3400	5890
Δn	$1,4 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-2}$	$1,0 \times 10^{-2}$	$0,9 \times 10^{-3}$

la polarizzazione circolare in funzione della lunghezza d'onda e confrontarla con i risultati sperimentali, come è stato fatto nella Fig. 8.

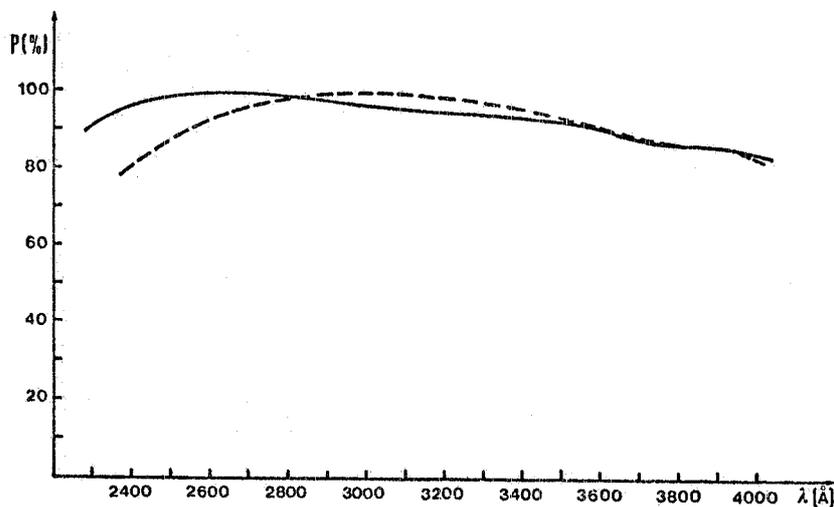


FIG. 8 - Polarizzazione circolare della luce, al variare della lunghezza d'onda. Valori misurati: linea piena; valori calcolati: linea tratteggiata.

4. - STIMA DEL NUMERO DI FOTONI INCIDENTI NELLA ZONA DI FOTOIONIZZAZIONE E DEI FOTOELETTRONI PREVISTI. -

Dalla Fig. 4, in cui si riporta la funzione spettrale $f(\lambda)$, in Watt/(cm³ sterad), per la lampada XBO150, si può ricavare il numero di fotoni per secondo, nell'intervallo di $\lambda, \delta\lambda$ incidente nella zona di ionizzazione.

Se la superficie emittente è $S = 1 \text{ mm}^2$, $\Delta\Omega = 0,6$ sterad è l'angolo solido accettato dallo specchio, $\epsilon(\lambda)$ è la trasmissione dell'insieme filtro+polaroid, si può scrivere

$$n_f(\lambda) d\lambda = \frac{\lambda \cdot S \cdot f(\lambda) \cdot \Delta\Omega \cdot d\lambda}{1,24 \times 10^4 \times 1,6 \times 10^{-19}}$$

Inoltre per la produzione del fascio di Cesio è stato usato un fornello in acciaio inossidabile.

Il Cesio entrava nella camera di ionizzazione attraverso un ugello alla Laval che distava di 3 cm dall'asse del sistema.

Ad una temperatura di 180°C l'evaporazione ha una durata di 6h con fialette contenenti 0,5 gr di Cesio; ciò corrisponde ad una evaporazione di 10^{17} atomi/sec.

Se indichiamo con P_{Cs} la densità di atomi di Cesio (numero di atomi/cm³) del fascio atomico, l lo spessore in cm della zona di interazione, σ la sezione d'urto media di fotoionizzazione (in cm²) degli atomi di Cesio nello stato fondamentale, si può scrivere l'espressione del numero totale di fotoelettroni attesi

$$Ne^- = \int_{2800}^{3200} n_f(\lambda) P_{Cs} l \sigma(\lambda) d\lambda .$$

Tale numero, valutato per la nostra situazione sperimentale, è risultato

$$Ne^- = 1,7 \times 10^8 \text{ elettr/sec.}$$

con una polarizzazione media $\bar{P} = 50\%$.

5. - RACCOLTA, DISCRIMINAZIONE DAL FONDO, FOCALIZZAZIONE ED ACCELERAZIONE. -

I fotoelettroni, una volta che siano stati prodotti nella zona di interazioni del fascio di atomi di Cesio con il fascio di luce polarizzata devono essere successivamente estratti, sia per determinarne la polarizzazione, sia per utilizzarli successivamente per altri esperimenti.

In ogni caso, per quanto riguarda l'estrazione è ovvio che non si dovrà fare uso di campi magnetici, per non far perdere al fascio elettronico la sua polarizzazione.

Un campo magnetico di intensità B causa infatti una precessione dello spin dello elettrone, con velocità angolare $\omega = eB/m\gamma$. E' necessario perciò che durante il tempo in cui lo elettrone si muove nella zona di campo magnetico la variazione angolare risulti minore possibile.

Nota quindi l'intervallo di tempo che intercorre fra la produzione e lo scattering sulla targhetta di oro ($\sim 10^{-8}$ sec) si deduce che il massimo campo trasverso tollerabile affinché la perdita di polarizzazione sia inferiore all'1% è di $\approx 0,5$ gauss. Nel nostro apparato, dopo opportune schermature questa condizione è ampiamente verificata. Le caratteristiche che tale dispositivo deve verificare sono: massima capacità di raccolta per i fotoelettroni prodotti, elevata capacità di discriminazione nei riguardi di possibili elettroni spuri provenienti da interazione del fascio di luce con atomi di Cesio depositato nell'interno della camera di fotoionizzazione. Dato inoltre che la zona di interazione dei fasci ha dimensioni fisiche dello ordine di diversi millimetri è opportuno che l'insieme di tali punti costituisca una zona praticamente equipotenziale per poter assumere che gli elettroni provenienti da tale zona siano

monoenergetici, perchè il sistema è seguito da un filtro di energia, che ha una accettazione $\Delta E/E$ limitata.

In tale zona, inoltre, il potenziale deve presentare un gradiente tale che gli elettroni siano indirizzati verso l'elettrodo raccoglitore ed il successivo filtro di energia. Tali condizioni sono state realizzate mediante 5 anelli metallici coassiali collegati ognuno ad una tensione opportuna. Lo studio del potenziale nei vari punti dello spazio in funzione delle tensioni applicate è stato effettuato riproducendo in scala la disposizione degli elettrodi, della carcassa metallica e dell'elettrodo estrattore in una vasca elettrolitica ed andando a misurare punto per punto i vari potenziali. Le Figg. 9 e 10 mostrano l'andamento delle superfici equipotenziali e del potenziale lungo l'asse del sistema per diversi valori di tensione

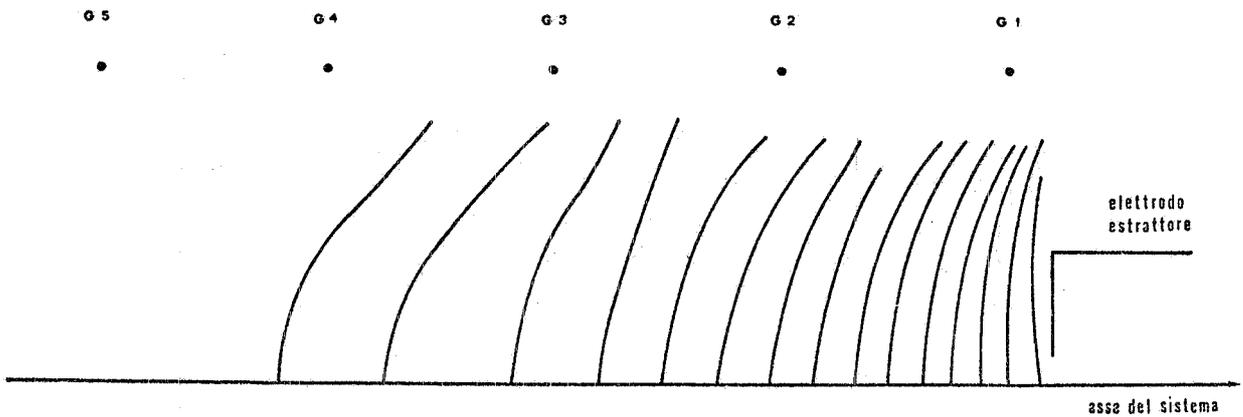


FIG. 9

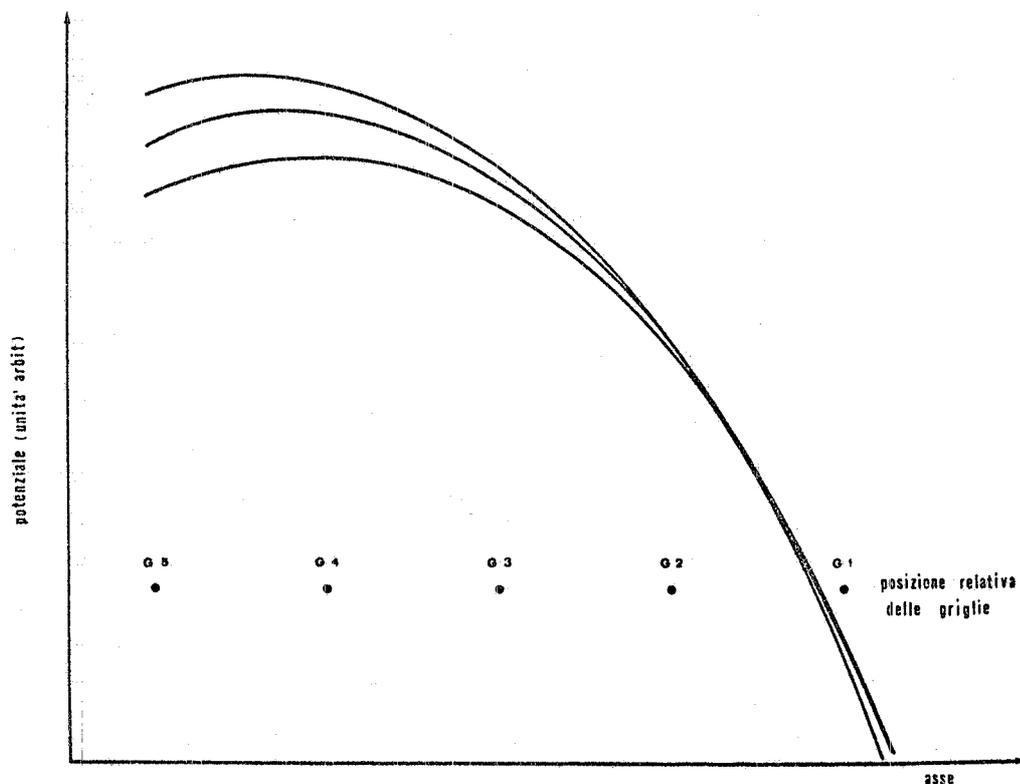


FIG. 10

dati agli elettrodi rispetto alla camera (a potenziale di terra). I risultati mostrano che si può agevolmente spostare e modificare la zona di massimo del potenziale e la sua pendenza nell'intorno della zona di fotoionizzazione. Dato che la camera presenta delle asimmetrie rispetto all'asse del sistema, dovute alla presenza degli obli per il Cesio, luce polarizzata ed attacco per la pompa da vuoto, si è voluto valutare l'effetto di tali asimmetrie ed in particolare della presenza dell'ugello di Laval, che si trova a distanza relativamente piccola dal sistema di elettrodi. Vi è in effetti una perturbazione che però non incide in modo apprezzabile sulla distribuzione delle equipotenziali nella zona centrale.

I fotoelettroni sono quindi collimati dal campo elettrico verso un primo sistema di lenti elettrostatiche che costituiscono il filtro di energia; questo è formato da 3 elettrodi cilindrici di acciaio con una opportuna d. d. p. tra di loro. E' noto che un tale sistema di elettrodi ha effetto foccheggiante su di un fascio di elettroni; questo significa che se un fascio di elettroni aventi energia E_0 ed apertura α è posto in un punto A dell'asse ottico, si avrà che tale fascio sarà foccheggiato in un punto coniugato B (v. Fig. 11). Se nel punto B viene ora posto un

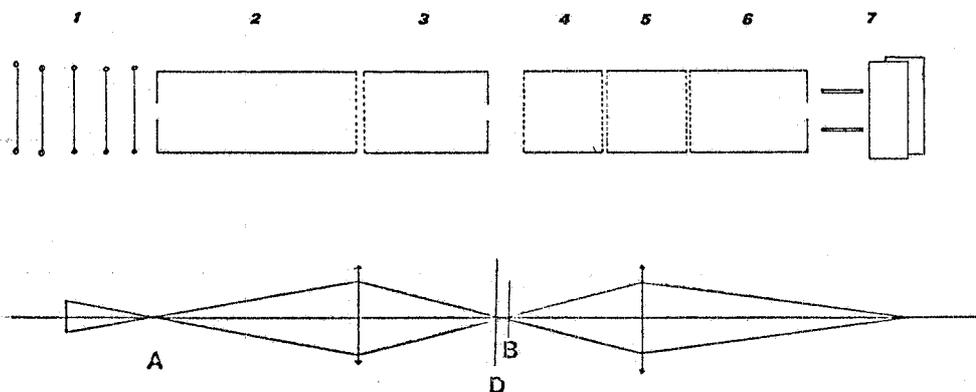


FIG. 11 - Ottica elettronica del sistema di estrazione dei fotoelettroni
1 - Anelli di metallo a potenziali crescenti; 2-3 - Lente filtro;
4-5-6 - Lente a sella; 7 - Placchette deflettrici. In basso sono schematicamente rappresentate le posizioni della sorgente, delle lenti e dei fuochi.

diaframma D delle dimensioni dell'immagine della sorgente, gli elettroni con energia minore di E_0 non arriveranno ovviamente al punto B mentre quelli di energia maggiore (che si focalizzerebbero in un punto lontano oltre B), vengono diaframmati e ne viene ridotta quindi l'intensità. Con i valori geometrici dei due cilindri, si sono trovati gli opportuni valori di tensione per i due elettrodi. Si ha ora che nel punto B vengono collimati elettroni provenienti effettivamente dalla zona di interazione dei fasci di Cs e di luce. Dopo questo filtro si è posto un sistema di lenti elettrostatiche per la focalizzazione del fascio e di placchette per il suo centraggio, prima che questo venga inviato all'acceleratore.

Dopo il filtro si è posta una lente a "sella" formata da 3 elettrodi cilindrici. Variando il rapporto di tensione tra i due elettrodi esterni e quello centrale si poteva ottenere che il punto focale andasse dal piano di uscita del sistema fino all'infinito. Tra quest'ultimo e le placchette deflettrici si è inserita una bandierina metallica mobile che permette di intercettare il fascio e di misurare quindi l'intensità della corrente proveniente dalla sorgente.

Tubo acceleratore. - E' formato da 20 dischi metallici forati separati da cilindri di P.V.C. per una lunghezza di cm 80; gli elettrodi sono alimentati da un partitore resistivo che determina, fra disco e disco, una d. d. p. di 5 KV; tale acceleratore si raccorda da un lato con il sistema di deflessione e focalizzazione e dall'altro con la camera di scattering per l'analisi della polarizzazione.

Tutto il sistema ottico-elettronico è stato provato per mezzo di un filamento posto nella zona dove sarebbe poi avvenuta la fotoionizzazione. Dato che la presenza di tale filamento

avrebbe perturbato in modo notevole la distribuzione del campo nell'interno della camera, si è ovviato a ciò inserendo il filamento stesso al centro di un elettrodo metallico che riproduceva, in base alla forma trovata con la vasca elettrolitica, la superficie equipotenziale passante per la zona di interazione.

Con tale filamento si sono quindi trovati ed aggiustati i valori delle tensioni da dare ai vari elettrodi, per la ottimizzazione della raccolta dei fotoelettroni.

6. - SISTEMA DI ANALISI DELLA POLARIZZAZIONE. -

E' costituito da un bersaglio su cui incidono gli elettroni accelerati e da due contatori a 120° rispetto all'asse del fascio per la rivelazione degli elettroni diffusi. L'intero sistema è sotto vuoto ($\lesssim 10^{-5}$ torr) e allo stesso potenziale dell'estremo del tubo acceleratore cui è connesso (v. Fig. 12). Il contenitore metallico (un cilindro di 30 cm di diametro) su cui sono fissati il sostegno del bersaglio e i contatori è montato direttamente sulla bocca della pompa a diffusione, ed è isolato elettricamente da quest'ultima per mezzo di un cilindro di vetro. Nel coperchio del contenitore è fissato un porta targhetta regolabile dall'esterno, su cui sono montati tre tipi di bersagli. Uno di essi è un disco fluorescente che viene utilizzato per la messa a punto dell'ottica elettronica mediante simulazione della fotoemissione (v. paragrafo successivo). Il secondo è un disco di mylar di $6 \mu\text{m}$ di spessore, su cui è depositato uno strato d'oro di 1000 \AA , che è il bersaglio usato per l'analisi della polarizzazione. Il terzo infine è un disco di mylar uguale a quello che fa da supporto all'oro, e permette di misurare il fondo di conteggi non provenienti dal bersaglio di oro nella misura di polarizzazione.

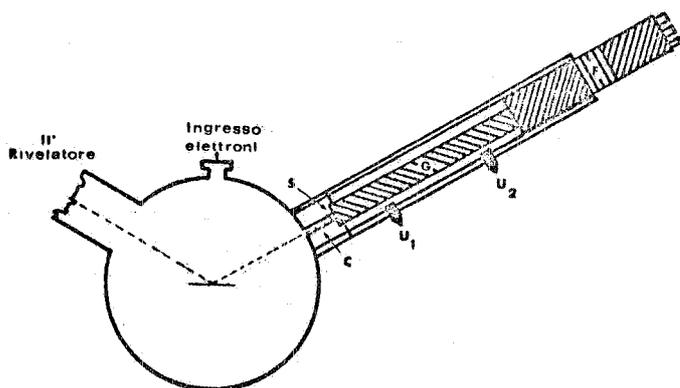


FIG. 12 - Vista dall'alto della camera di diffusione e particolare di uno dei due contatori. C: tubo 15 mm; S: scintillatore; U_1, U_2 : tubi ingresso; E: uscita azoto; G: guida di luce; F: fototubo.

Per quanto riguarda i rivelatori, bisogna tener presente che i fototubi sono ad un potenziale molto inferiore a quello del contatore su cui sono montati. E' quindi necessario realizzare dalle guide di luce lunghe circa 40 cm per isolare i fototubi dall'alta tensione. Per evitare microscariche lungo la guida di luce, dovute al caricamento elettrostatico del perspex di cui sono fatte, sono state mantenute in atmosfera di azoto, facendo fluire il gas all'interno dello schermo per la luce (v. Fig. 12).

Gli scintillatori sono due dischi di 16 mm di diametro, 1 mm di spessore, coperti in superficie con un deposito di Al di 1600 \AA di spessore per proteggere i fototubi dalla luce proveniente dal banco ottico.

Per una migliore distribuzione degli eventi buoni dal fondo, le misure della polarizzazione sono state fatte analizzando con un multicanale Laben lo spettro di ampiezza degli impulsi dei due fototubi. E' stato quindi necessario predeterminare in modo almeno approssimativo la posizione del picco degli elettroni accelerati a 100 KV, per mezzo di una sorgente di ^{14}C . Infatti il punto di flesso nella distribuzione di energia degli elettroni di decadimento del ^{14}C è a 80 KeV. La misura è stata poi migliorata con la simulazione della fotoemissione per mezzo di un filamento.

7. - SIMULAZIONE DELLA FOTOEMISSIONE MEDIANTE FILAMENTO E CONTROLLO DEL FASCIO DI CESIO. -

Come si è già accennato nel paragrafo precedente, la sistemazione dell'ottica elettronica del fascio, la misura delle "efficienze di trasmissione" dell'apparato, il potere risolutivo in energia sono parametri che hanno comportato una messa a punto preliminare allo uso del Cesio e che sono stati ottimizzati simulando la fotoemissione di elettroni dal Cesio, mediante l'emissione di un filamento opportunamente sistemato nella zona di interazione luce-Cesio.

Sono stati ottenuti tipici spettri di elettroni emessi dal filamento ed accelerati a 100 KV, fatti sia scaldando il filamento, sia inviando direttamente su di esso la luce della lampada a Xe, cioè per fotoemissione.

Per avere un'idea della sensibilità del nostro sistema di rivelazione è forse conveniente riportare alcuni dati significativi, ottenuti registrando sia il numero di elettroni contenuti nella banda centrale (FWHM) dei picchi rivelati dai contatori sia la corrente emessa dal filamento.

La sensibilità del metodo è risultata di ~ 40 e⁻/sec registrati per ogni picoampere emesso dal filamento. E' forse interessante dare anche, in termini di corrente equivalente alla sorgente, il fondo del sistema di rivelazione, che è risultato di $\sim 0,5$ picoampere, corrispondente dunque a ~ 20 e⁻/sec nella zona utile dello spettro.

La risoluzione in energia è tale che la semilarghezza a metà altezza è $\sim +22\%$.

Si noti che una migliore risoluzione del sistema di rivelazione si sarebbe tradotta in un minore ammontare del fondo da sottrarre al vero segnale e quindi, in definitiva, allo aumento della sensibilità del sistema che, evidentemente, è tanto maggiore quanto minore è la corrente di fondo equivalente. In presenza di Cesio il fondo naturale non variava apprezzabilmente.

La temperatura del fornetto di Cesio era regolata in modo tale che esso si svuotava del suo contenuto (0,5 g di Cesio), ogni volta in un tempo di ~ 5 ore.

Questo corrisponde ad un efflusso di 2×10^{-3} g/minuto. Con uno strumento del tipo Balzer, a quarzo oscillante su cui si fa il deposito, abbiamo verificato tale durata e la regolarità dell'evaporazione.

8. - VELOCITA' DI CONTEGGIO ATTESA E MISURATA. -

Una stima della velocità di conteggio attesa per ciascun contatore, nelle nostre condizioni sperimentali, può essere fatta sulla base della ovvia relazione

$$(1) \quad n = 0,76 N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} \Delta\Omega n_T \epsilon$$

dove

- n è il n° di elettroni diffusi/sec dalla targhetta di oro e rivelati;
- N rappresenta il numero di e⁻ prodotti per fotoemissione che raggiungano la targhetta di oro, dopo l'accelerazione;
- $\Delta\Omega$ è l'angolo solido sotteso dai contatori. Nel nostro caso essi hanno un diametro utile di 16 mm e sono posti a 150 mm dalla targhetta di oro) per cui $\Delta\Omega = 910^{-3}$ ster;
- n_T è il numero di atomi di oro/cm². Con targhette di oro spesso 1000 Å, risulta $n_T = 6 \times 10^{17}$ at/cm²;
- ϵ è l'efficienza di trasmissione dell'ottica elettronica. L'efficienza da noi stimata è compresa tra il 20% e il 30%.

Nella (1) compare il fattore 0,76 perchè, come abbiamo detto, si selezionano gli elettroni dello spettro compresi entro una certa banda, corrispondente alla semilarghezza del picco.

Il numero di elettroni incidenti, da noi stimato al paragrafo 5, è

$$N_e \approx 1,7 \times 10^8 \text{ e}^-/\text{sec}$$

Tale numero è stato anche misurato attraverso la conoscenza della corrente di fotoemissione, che, misurata con una bandierina intercettatrice, è risultata di ~ 25 picoampere.

Per quanto riguarda $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Lab}}$, dalla Fig. 1, si ricava che all'angolo di 120° (nel Lab) e all'energia di 100 KeV essa risulta $\sim 1,44 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$.

In queste condizioni

$$n \approx (200 \div 300) \text{ e}^-/\text{sec}$$

Il risultato sperimentale è stato di $320 \text{ e}^-/\text{sec}$ e questo accordo degli ordini di grandezza è garanzia che l'apparato non ha "bias" di qualche natura. D'altra parte non si poteva pretendere di più, data l'incertezza nella efficienza di trasmissione dell'ottica elettronica e nello spessore esatto della targhetta.

9. - RISULTATI DELLA MISURA. -

La procedenza seguita per la misura di polarizzazione è stata la seguente: sistemato convenientemente il fascio di luce, si aumentava progressivamente la temperatura del fornello finchè non appariva un livello misurabile di fotoelettroni allo spettro del Laben connesso ai due contatori.

A questo punto si iniziava la raccolta dei dati. Venivano fatti spettri degli elettroni generalmente in 256 sec di tempo attivo; dopo ogni misura si intercettava il fascio di luce e si procedeva a sottrarre il fondo per lo stesso intervallo di tempo. Si alternavano, nel corso della operazione, misure fatte con polarizzazione destrorsa della luce a quelle fatte con polarizzazione sinistrorsa. Ciò era ottenuto, come si è già spiegato, semplicemente ruotando di 90° l'asse della lamina a quarto d'onda.

Indicando con

N_{1D}, N_{2D} i conteggi del 1° e 2° contatore rispettivamente con luce destrorsa;

N_{1S}, N_{2S} i conteggi per luce sinistrorsa;

S_{eff} il valore della funzione di Sherman (effettivo) nel punto di lavoro scelto

$$R_D = \frac{N_{1D}}{N_{2D}}, \quad R_S = \frac{N_{1S}}{N_{2S}}$$

si trova facilmente che

$$P = \frac{1}{2S_{\text{eff}}} \frac{R_D - R_S}{R_D + R_S}$$

nell'ipotesi

$$SP \ll 1$$

Il calcolo della polarizzazione, come si vede, dipende dal valore di S_{eff} .

Per targhetta infinitamente sottile, tale fattore sarebbe, all'energia e all'angolo a cui si è sempre lavorato ($E = 100 \text{ KV}$, $\theta_{\text{Lab}} = 120^\circ$)

$$S = 0,40$$

In realtà per targhetta di spessore finito, come la nostra ($\delta = 1000 \text{ \AA}$) abbiamo dovuto apportare al fattore S una grossa correzione prevista teoricamente⁽¹³⁾, dovuta agli effetti di scattering multiplo nella targhetta, che hanno una netta azione depolarizzante.

Il risultato della correzione è stato che il fattore di Sherman effettivo è

$$S_{\text{eff}} = 0,20$$

La misura della polarizzazione è stata, a questo punto, ottenuta attraverso una numerosa serie di prove che hanno mostrato come essa sia una funzione estremamente critica dei vari parametri, quali la temperatura del fornetto, la stabilità dell'ottica elettronica, la dissipazione di calore nel filtro ottico. In condizioni attuali il risultato bruto ottenuto è stato

$$P = 25\%$$

Il valore finale può ricavarsi dal valore precedente ove si tenga conto ancora di due correzioni, per eliminare due cause di errore sistematico: a) il contributo di fondo del mylar di supporto della targhetta di oro; b) il contributo ai conteggi degli elettroni di fotoemissione delle pareti, che sono chiaramente non polarizzati.

I valori finali dell'intensità del fascio della polarizzazione ottenuti sono

$$I = 1,7 \times 10^8 \text{ e}^- / \text{sec}; \quad \bar{P} = (38 \pm 9)\%$$

Ricordiamo dal paragrafo 5 che la polarizzazione attesa nelle nostre condizioni, dopo aver mediato su valori di P attesi alle varie lunghezze d'onda, era $\bar{P}(\text{att.}) = 50\%$. Tenendo presente che il nostro apparato, come quello di Kessler, è stato progettato come un prototipo che aveva il duplice scopo di verificare anzitutto l'esistenza dell'effetto Fano e serviva come modello per una sorgente definitiva, ci sembra di poter concludere, e ciò in accordo con la misura di ref; (7) che l'effetto c'è e potrebbe essere fruttuosamente utilizzato per la realizzazione di fasci di elettroni polarizzati.

RINGRAZIAMENTI. -

E' per noi un piacere ringraziare i Proff. G.F. Bologna e A. Turrin per aver contribuito all'impostazione del lavoro; il Prof. U. Bizzarri e il gruppo macchina sincrotrone nel cui ambito è stato svolto parte del lavoro; l'Ingegnere L. De Jaco e il Sig. G. Di Stefano e i loro collaboratori per l'assistenza nella progettazione ed esecuzione delle parti meccaniche dell'apparato realizzato presso le rispettive officine.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - W. Raith, Polarized electrons, in *Ith Intern. Conf. on Atomic Physics* (New York, 1968).
- (2) - A. Bartl and W. Majerotto, Electroproduction of pions with polarized beams and polarized targets, Report DESY 73/9 (1973).
- (3) - N. Dombey, Scattering of polarized leptons at high energy, *Rev. Mod. Phys.* 41, 236 (1969).
- (4) - T. Letardi and A. Turrin, Rotation of the vertical polarization of a circulating electron beam, *Nuclear Instr. and Meth.* 103, 485 (1972).
- (5) - E. Garwin, F. Meyer, D. T. Pierce, K. Sattler and H. C. Siegmann, A Pulsed source of spin polarized electrons by photoemission from E_vO , SCALC-PUB 1446 (I/A) (1974).
(Nell'ambito delle "Gauge field theories" sono da attendersi effetti di violazione di parità nei processi di scattering di leptoni e antileptoni da protoni polarizzati, a causa dell'accoppiamento debole dei leptoni carichi e delle correnti adroniche "neutre").
- (6) - U. Fano, Spin orientation of photoelectrons a jected by circularly polarized light, *Phys. Rev.* 178, 131 (1969).
- (7) - U. Heizmann, J. Kessler and J. Lorenz, elektronen-spinpolarisation bei der photoionisation unpolarisierter cäsiumatome MIT Zirkular polarisierten light, *Z. Physik* 240, 42 (1970); W. W. Drachenfels, U. T. Kock, R. D. Lepper, T. M. Müller and W. Paul, *Z. Physik* 269, 387 (1974).
- (8) - P. S. Faragu, The polarisation of electron beams, adu. in electronics and electron physics 21, 1 (1965).
- (9) - J. Kessler, Electron spin polarization by low energy scattering from unpolarized targets, *Rev. Mod. Phys.* 41, 3 (1969).
- (10) - N. Sherman, Coulomb scattering of relativistic electrons, *Phys. Rev.* 103, 1600 (1956).
- (11) - G. Baum and U. Kock, A source of polarized electrons, *Nuclear Instr. and Meth.* 189, 71 (1969).
- (12) - R. Krisciokaitis and W. K. Peterson, Prototype polarized electron source through electron-hydrogen spin exchange, Report DESY 73/63 (1973).
- (13) - H. Wegener, Mott streuung and streufohlen endicher dicke, *Zeit. Phys.* 151, 252 (1958).