

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Milano

INFN/BE-83/8
28 Novembre 1983

E. Gadioli:

REAZIONI (p, α): KNOCK-ON (OUT) O PICK-UP?

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Milano

INFN/BE-83/8
28 Novembre 1983

REAZIONI (p, α) : KNOCK-ON(OUT) O PICK-UP?[†]

E. Gadioli

Dipartimento di Fisica, Università di Milano

e

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Milano

Malgrado la grande quantità di dati raccolti a partire dall'inizio degli anni cinquanta ad oggi, non possiamo affermare di aver raggiunto un grado soddisfacente di comprensione del meccanismo delle reazioni (p, α) .

I dati sperimentali vengono usualmente interpretati o sulla base di un puro meccanismo di pick-up o sulla base di un puro meccanismo di knock-on(out), benché molti risultati sembrano indicare che entrambi i meccanismi sono importanti.

[†] Relazione su invito tenuta al LXIX Congresso Nazionale della Società Italiana di Fisica, Messina, 21-26 ottobre 1983.

INTRODUZIONE

Lo studio sistematico delle reazioni (nucleone, α) è iniziato nei primi anni cinquanta con la misura, con metodi di attivazione, delle sezioni d'urto di reazioni (n, α) a circa 14 MeV di energia incidente⁽¹⁾. Circa dieci anni dopo si era raccolta una quantità di dati sufficiente per permettere uno studio sistematico del meccanismo di reazione. Fu così che Facchini et al.⁽²⁾ dimostrarono che, anche ad energie incidenti così basse, nel caso di nuclei medio pesanti e pesanti ($A \geq 80$) il modello statistico delle reazioni nucleari non era in grado di riprodurre le sezioni d'urto misurate. I valori previsti per le sezioni d'urto risultavano molto più piccoli dei valori misurati (nel caso dei nuclei più pesanti, di un fattore compreso tra 100 e 1000).

A partire dai primi anni sessanta iniziava lo studio sistematico dello spettro continuo delle particelle α emesse in reazioni (n, α) e (p, α). Questi studi confinati dapprima a bassa energie di incidenza ($E_n, E_p \leq 18$ MeV) confermavano i risultati cui si è accennato. Nel caso di nuclei leggeri, la forma dello spettro e la distribuzione angolare delle particelle α era quella prevedibile in base al modello statistico; la forma dello spettro poteva così essere utilizzata per dedurre i valori del parametro a che caratterizza la densità dei livelli nel modello a gas di Fermi (si veda come tipico esempio il lavoro di Sherr e Brady⁽³⁾). Nel caso di nuclei pesanti, la maggior parte delle particelle α , oltre ad essere emessa con una intensità molto superiore a quella prevedibile in base al modello statistico, aveva un'energia notevolmente maggiore di quella corrispondente alla barriera Coulombiana e una distribuzione angolare in avanti.

Queste misure sono state estese, in anni più recenti, ad energie incidenti via via più elevate. La maggior parte dei dati pubblicati si riferisce a energie incidenti minori od eguali a 90 MeV⁽⁴⁻⁸⁾, ora cominciano ad apparire i risultati di misure ad energie dei protoni incidenti di circa 200 MeV⁽⁹⁾. A partire da energie incidenti dell'ordine di qualche decina di MeV, anche nel caso di nuclei leggeri, una frazione significativa delle particelle α emesse ha energia molto superiore alla barriera Coulombiana e distribuzione angolare in avanti. Questo contributo diviene predominante nel caso di nuclei pesanti per i quali l'emissione di particelle α non evaporate si estende anche ad angoli all'indietro ($> 150^\circ$)^(4,8).

L'importanza dell'emissione non statistica di particelle α ad angoli all'indietro è dimostrata anche da recenti misure del potere analizzante di particelle α con energia continua, a energie dei protoni incidenti di 70 MeV⁽¹⁰⁾. Il potere analizzante risulta notevolmente diverso da zero a grandi angoli di emissio

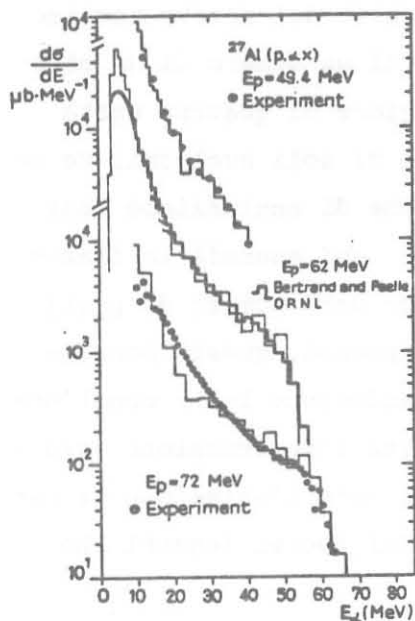


Fig. 1 - Spettro delle particelle α emesse nella reazione $^{27}\text{Al}(p, \alpha \dots)$ a varie energie del protone incidente (5,7). A 49.4 MeV i dati sperimentali sono rappresentati dai circolini pieni; a 72 MeV dai circolini vuoti. Gli istogrammi (a 62 MeV, quello più sottile) rappresentano il risultato ottenuto con un calcolo basato sul modello a Eccitoni per l'emissione di pre-equilibrio, in cui si ipotizza che le α emesse siano preformate nel nucleo targhetta e siano espulse per un processo di knock-on(out) (7).

ne.

Un'altra tecnica di indagine consiste nella misura, con metodi di attivazione, delle funzioni di eccitazione di reazioni (p, xpy_n) , $x, y \geq 2$.

Ovviamente la semplice misura dell'attività del nucleo radioattivo prodotto non permette in generale di decidere se i nucleoni emessi sono o no legati in una particella α o in un'altra particella complessa; tuttavia lo studio dell'andamento della funzione di eccitazione della reazione considerata su un'ampio intervallo di energie incidenti permette di mettere in luce l'emissione di particelle α . Infatti, queste funzioni di eccitazione presentano uno o più massimi, se è possibile l'emissione di più di una particella α , ad energie incidenti in

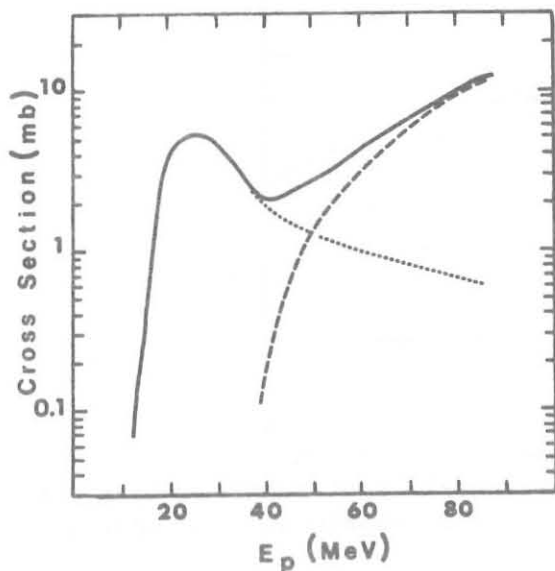


Fig. 2 - Decomposizione della funzione di eccitazione della reazione $^{202}\text{Hg}(p, 2p2n)^{199}\text{Au}$ in una componente relativa alla sezione d'urto della reazione (p, α) (linea punteggiata) e una componente relativa alla sezione d'urto della reazione in cui vengono emessi singoli nucleoni (linea tratteggiata)(11).

feriori all'energia di soglia per emissione di singoli nucleoni. Il primo di questi massimi corrisponde all'evaporazione dal Nucleo Composto del numero massimo di particelle α possibile, il secondo all'evaporazione di un numero di α minore di un'unità più un numero di singoli nucleoni maggiore di quattro unità (2 protoni e 2 neutroni) fino a giungere all'emissione di soli nucleoni. Se mediante un calcolo opportuno si può analizzare una funzione di eccitazione così complessa nei suoi singoli componenti, si può dedurre ad ogni energia la frazione di sezione d'urto corrispondente alla produzione di un dato numero di particelle α . Per quanto questa procedura possa apparire complessa, queste componenti della funzione di eccitazione globale presentano un'andamento lento con l'energia, così da permettere di ottenere senza troppe ambiguità l'informazione voluta (11-13). Anche con questa tecnica si può così mettere in luce l'emissione di particelle α non evaporate, di alta energia, sia nel caso di nuclei leggeri che pesanti.

A partire dal 1965 iniziava lo studio sistematico di processi (p, α) che portano a popolare livelli discreti, a bassa energia di eccitazione, del nucleo residuo. Le principali caratteristiche del processo messe in luce da questi studi furono sostanzialmente l'elevata selettività che porta a popolare con notevole intensità solo pochi livelli del nucleo residuo, tra quanti ne esistono, e la forte dipendenza della forma della sezione d'urto dal momento angolare totale trasferito nel processo quando il momento angolare trasferito è uguale ad 1.

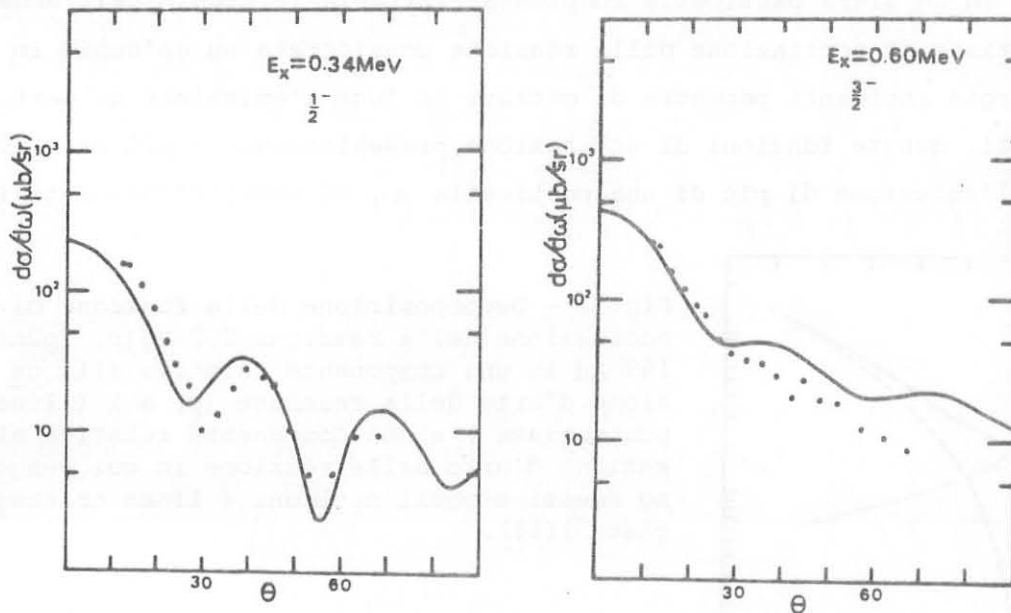


Fig. 3 - Distribuzioni angolari delle particelle α che popolano gli stati $1/2^-$ e $3/2^-$ del ^{115}In a 0.34 e 0.60 MeV di eccitazione nella reazione $^{118}\text{Sn}(p, \alpha)^{115}\text{In}$ a 22 MeV di energia incidente. I dati sperimentali sono rappresentati dai punti; le curve rappresentano il risultato di un calcolo basato sull'ipotesi di un meccanismo di pick-up (da Kunz et al. (21)).

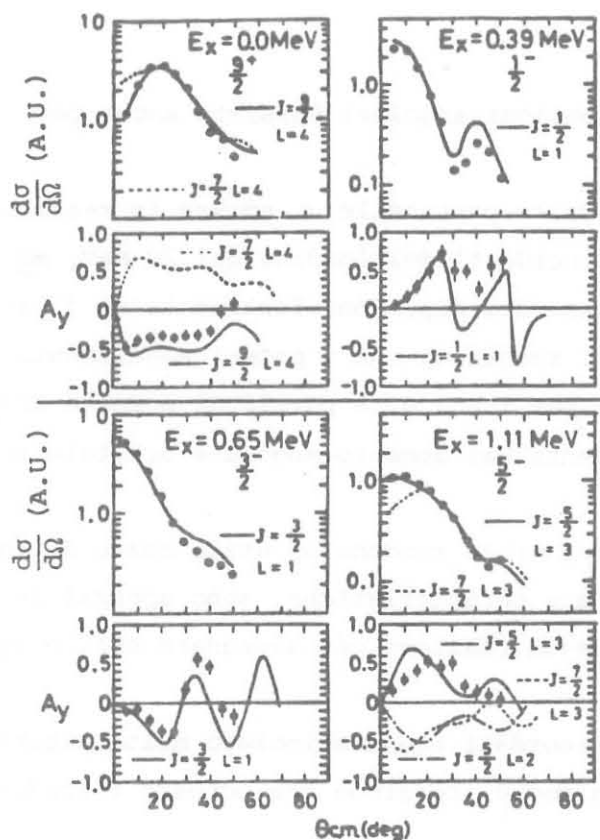


Fig. 4 - Distribuzioni angolari delle sezioni d'urto e dei poteri analizzanti per transizioni a stati discreti del ^{113}In nella reazione $^{116}\text{Sn}(p, \alpha) ^{113}\text{In}$, a 22 MeV di energia incidente. Le curve sono il risultato di calcoli basati sull'ipotesi di un meccanismo di pick-up (da Tagishi et al. (20)).

Prendiamo come esempio il caso di una reazione $A(p, \alpha)B$ che è indotta su un nucleo pari-pari, nello stato fondamentale, con spin 0^+ e popola due livelli finali di B con spin $1/2^-$ e $3/2^-$. Dovendo valere contemporaneamente la legge di conservazione del momento angolare:

$$\vec{J}_A + \vec{s}_p + \vec{l}_p = \vec{J}_B + \vec{s}_\alpha + \vec{l}_\alpha$$

($\vec{J}_A, \vec{J}_B, \vec{s}_p, \vec{s}_\alpha$ sono gli spin del nucleo A e B , del protone e della particella α , e \vec{l}_p e \vec{l}_α i momenti angolari del protone incidente e della particella α emessa) e della parità, il momento angolare trasferito $\vec{l} = \vec{l}_p - \vec{l}_\alpha$, non può

che assumere il valore 1. Il momento angolare totale trasferito $j = |\vec{l}|$, dove

$$\vec{j} = \vec{J}_A - \vec{J}_B$$

è invece nei due casi, rispettivamente, $1/2$ e $3/2$ (14-18).

I dati sperimentali mostrano che le particelle α che popolano lo stato $1/2^-$ ($l=1, j=1/2$) hanno distribuzione angolare molto strutturata con tipico andamento diffrattivo, mentre questa struttura è totalmente o in gran parte persa nella distribuzione angolare delle particelle α che popolano lo stato $3/2^-$.

Questa caratteristica dipendenza da j non è comune nelle reazioni di trasferimento di nucleoni in cui, generalmente, la distribuzione angolare delle particelle

emesse dipende da l .

Una debole dipendenza da j delle distribuzioni angolari sussiste anche per $l > 1$, ma l'effetto è molto meno evidente.

Nel 1978 misure dei poteri analizzanti delle particelle α emesse in reazioni indotte da protoni polarizzati, a energie incidenti dell'ordine dei 20 MeV, mostravano che anche i poteri analizzanti misurati dipendono fortemente da j per $l = 1$. Per di più, l'analisi di questi dati suggeriva che i poteri analizzanti presentino una forte dipendenza da j anche per $l > 1$ e, a parità di momento angolare totale trasferito j , una forte dipendenza dal momento angolare orbitale trasferito l ⁽¹⁹⁻²⁰⁾.

Queste caratteristiche della reazione (p, α) la rendono un utile mezzo di indagine spettroscopica e, proprio per queste sue caratteristiche, sono apparsi in letteratura molti lavori che utilizzano questa reazione per assegnare spin e parità di livelli eccitati.

Ovviamente i risultati qui brevemente ricordati hanno stimolato molti autori a ricercare una interpretazione del meccanismo di reazione che potesse riprodurli in modo accurato.

L'analisi dei dati riferentesi alle transizioni a stati discreti è stata quasi esclusivamente fatta ipotizzando che il meccanismo principale di reazione sia il pick-up di tre nucleoni da parte del protone incidente; l'analisi degli spettri continui delle particelle α si è basata sia sull'ipotesi di un meccanismo di knock-on che di un meccanismo di pick-up.

Questa relazione ha lo scopo di riesaminare l'insieme di questi lavori cercando, il più obbiettivamente possibile, di dedurre se si possa affermare di conoscere il meccanismo secondo cui questa reazione procede. Esamineremo separatamente il caso delle transizioni a stati discreti e dello studio dello spettro continuo delle particelle α . L'ultima parte del lavoro sarà dedicata alle conclusioni.

STUDIO DELLE REAZIONI (p, α) CHE POPOLANO STATI DISCRETI DEL NUCLEO RESIDUO

Considerazioni generali.

La forte selettività, a energie incidenti ≥ 20 MeV, di questa reazione nucleare, che popola con notevole intensità solo pochi dei livelli di bassa eccitazione del nucleo residuo, suggerisce un meccanismo di reazione diretto che favorisce le transizioni agli stati del nucleo finale che presentano una relazione strutturale semplice con lo stato fondamentale del nucleo bersaglio. Inoltre, a energie incidenti non molto elevate, se ci limitiamo a considerare transizioni intense, il processo deve essere sostanzialmente a uno stadio (one step).

Come si è già accennato, i due meccanismi di reazione più probabili sono a priori il meccanismo di pick-up in cui il protone incidente cattura 3 nucleoni (un pro tone e due neutroni) e il meccanismo di knock-on in cui il protone incidente espelle una particella α dal nucleo bersaglio venendo a sua volta catturato in uno stato legato. E' evidentemente possibile che, se l'energia in gioco è suffi ciente, il protone non popoli uno stato finale legato; in questo caso parleremo di un processo di knock-out.

Le considerazioni che sostanzialmente inducono a pensare che nelle transizio ni a stati di bassa energia il meccanismo di pick-up debba essere predominante sono le seguenti:

(a) molti studi della reazione inversa (α, p) portano a concludere che la mag gior parte degli stati eccitati di bassa energia popolati in questa reazione so no identificabili come stati di 3 particelle, mentre, generalmente, non si osser vano stati di buco di protone che dovrebbero venir popolati in un processo di knock-on. Ciò porta a concludere che il processo dominante in reazioni (α, p) che portano a stati di bassa eccitazione sia il processo di stripping e, sulla base del teorema di reciprocità, si deduce che il processo (p, α) debba essere un processo di pick-up. L'argomento non è dei più forti in quanto in pratica il teorema di reciprocità può invocarsi solo per le transizioni tra gli stati fondamentali dei due nuclei interessati;

(b) una seconda indicazione a favore del meccanismo di pick-up deriva dal paragone tra gli spettri di eccitazione del nucleo residuo in reazioni (p, α) e di trasferimento di un nucleone, ($^3\text{He}, d$) e (α, t). In alcuni casi - ciò non è generalmente vero - si nota che stati di singolo protone, che un meccanismo di knock-on dovrebbe poter eccitare e che vengono chiaramente identificati nella reazione di trasferimento, non vengono popolati nella reazione (p, α). Poichè è improbabile che, anche in presenza di effetti di coerenza distruttiva tra contri buti concorrenti all'ampiezza di transizione del processo di knock-on, tutte le transizioni a stati di singolo protone vengano sfavorite, in questi casi si può concludere che il meccanismo di pick-up è dominante;

(c) un terzo argomento è il seguente. In un processo (p, α) a uno stadio, che proceda attraverso un meccanismo di pick-up, anche in presenza di un certo mesc lamento di configurazioni, per ogni triade di nucleoni che interagendo col proto ne incidente costituisce con esso una particella α , vengono eccitati solo pochi stati del nucleo residuo in cui si concentra tutta la intensità (strength) del l'interazione. Viceversa, in un processo di knock-on(out), l'intensità dell'inte

razione, tra il protone incidente e un quartetto di nucleoni la cui funzione d'onda presenta una forte sovrapposizione con l'autofunzione di una particella α , viene generalmente ad essere distribuita su un numero molto elevato di stati finali (tutti gli stati con una forte componente $|1p-(2p2n)^{-1}\rangle$) inclusi, se energeticamente raggiungibili, stati non legati di alta eccitazione. Perciò se entrambi i meccanismi di reazione sono possibili e la probabilità di un pick-up, da parte del protone incidente, di una triade di nucleoni non è del tutto trascurabile rispetto alla probabilità di un knock-on di un quartetto di nucleoni, è ragionevole aspettarsi che, nella ampiezza di transizione a un livello finale definito di bassa energia, predomini la componente di pick-up.

Recentemente, tuttavia, è stato messo in luce un fenomeno che induce a pensare che, in certi casi, la componente di knock-on alla ampiezza di transizione a uno stato legato possa essere dominante.

Il fenomeno in breve è il seguente. Si misuri lo spettro delle particelle prodotte in una reazione (p, α) su un nucleo bersaglio con un protone al di fuo

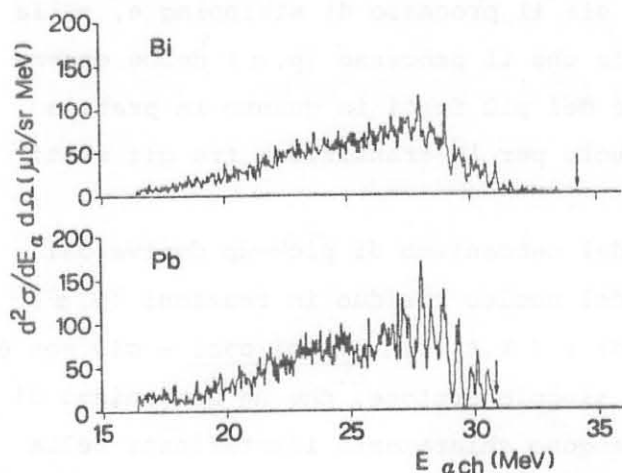


Fig. 5 - Spettro delle particelle α emesse nelle reazioni $^{209}\text{Bi}(p, \alpha)^{206}\text{Pb}$ e $^{208}\text{Pb}(p, \alpha)^{205}\text{Tl}$ a $\theta=60^\circ 30'$. Le frecce indicano, rispettivamente, gli stati fondamentali del ^{206}Pb e del ^{205}Tl .

ri di una shell magica. Il caso più favorevole è quello in cui il nucleo bersaglio è il ^{209}Bi . In questo caso si nota che, ad energie incidenti non molto elevate (< 25 MeV) non vengono popolati stati finali, del nucleo residuo ^{206}Pb , con energia inferiore a 3.25 MeV⁽²²⁻²⁴⁾. I primi livelli del nucleo residuo popolati con intensità apprezzabile costituiscono un doppietto con spin e parità 4^- e 5^- risultante dall'accoppiamento del protone $0h_{9/2}$, al di fuori della shell magica, con il buco di protoni nell'orbitale $2s_{1/2}$ che completa la shell magica.

Il paragone tra gli stati del ^{206}Pb , popolati nella reazione $^{209}\text{Bi}(p, \alpha)^{206}\text{Pb}$, e del ^{205}Tl , popolati nella reazione $^{208}\text{Pb}(p, \alpha)^{205}\text{Tl}$, mostra inoltre che gli stati eccitati del ^{206}Pb sono omologhi di quelli del ^{205}Tl , cioè corrispondono all'ac

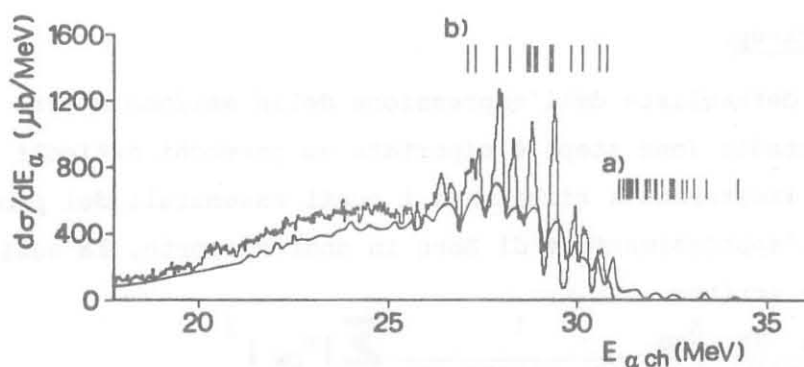


Fig. 6 - Paragone tra gli spettri delle particelle α emesse nelle reazioni $^{208}\text{Pb}(p, \alpha)^{205}\text{Tl}$, istogramma, e $^{209}\text{Bi}(p, \alpha)^{206}\text{Pb}$, linea continua. Gli spettri sono integrati nell'intervallo angolare compreso tra 15° e 97° . Questa figura mostra chiaramente che ad ogni struttura nello spettro delle particelle α emesse nella reazione indotta sul ^{208}Pb corrisponde un'analogia struttura nello spettro delle particelle α emesse nella reazione indotta sul ^{209}Bi . Questo fatto indica una relazione strutturale tra gli stati eccitati del ^{206}Pb e del ^{205}Tl eccitati nelle due reazioni (23,24).

coppiamento debole del protone al di fuori della shell con gli stati di un buco di protone - 2 buchi di neutroni del ^{205}Tl . Ciò dimostra in modo inequivocabile che il protone spaiato, debolmente legato del ^{209}Bi , che si trova al di fuori della shell magica, è spettatore e non interviene nel processo.

Risulta abbastanza poco comprensibile come ciò possa avvenire in un processo di pick-up, mentre l'ipotesi di un meccanismo di knock-on, che implica che i due protoni della particella α emessa siano già accoppiati nel nucleo bersaglio, spiega nel modo più semplice e naturale questa osservazione sperimentale. Nel processo di knock-on il protone incidente viene poi catturato in uno dei buchi lasciati nella shell magica di protoni dalla particella α emessa.

Il ruolo di spettatore di un nucleone spaiato è messo in luce anche nel caso di altri nuclei bersaglio quasi magici e anche in reazioni (n, α) (22,24).

Si è inoltre dimostrato che, nel caso della reazione $^{144}\text{Nd}(p, \alpha)^{141}\text{Pr}$, vengono popolati stati finali la cui componente dominante è di protone singolo, che non sono quindi raggiungibili in un processo di pick-up a uno stadio mentre lo sono in un processo di knock-on. In questo caso specifico, l'osservazione di stati di singolo protone è particolarmente agevole perchè, a bassa energia, non possono venir eccitati stati di buco di protone, nè stati di due buchi di neutrone (24,25).

Queste considerazioni, a favore dell'uno o dell'altro dei meccanismi considerati, inducono a calcoli dettagliati sia delle distribuzioni angolari che dei poteri analizzanti, che delle intensità prevedibili per le transizioni ai diversi stati finali popolati nella reazione.

La teoria di pick-up.

Una derivazione dettagliata dell'espressione della sezione d'urto del processo $A(p, \alpha)B$ a uno stadio (one step) è riportata su parecchi articoli (21,26-29), cosicchè qui ci limiteremo a richiamare i punti essenziali del procedimento. Nell'ambito dell'approssimazione di Born in onde distorte, la sezione d'urto differenziale viene scritta

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(p, \alpha) = \frac{\mu_{pA} \mu_{\alpha B}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{\alpha B}}{k_{pA}} \frac{1}{(2s_p + 1)(2J_A + 1)} \sum_{\substack{m_A m_B \\ M_A M_B}} |T_{DW}|^2 \quad (1)$$

dove

$$T_{DW} = 2 \binom{Z}{1}^{1/2} \binom{N}{2}^{1/2} \iint d\vec{R} d\vec{r} \chi_{k'}^{(-)}(\vec{r}_{\alpha B}) \langle \psi_{\alpha} \psi_B | V | \psi_p \psi_A \rangle \chi_k^{(+)}(\vec{r}_{pA}) \quad (2)$$

Le coordinate che intervengono sono indicate in Fig. 7.

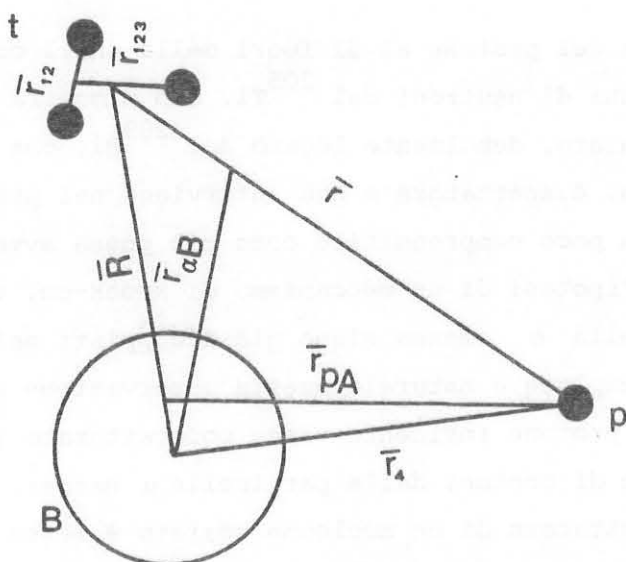


Fig. 7 - Coordinate che intervengono nel calcolo dell'ampiezza di transizione di un processo di pick-up.

Il coefficiente che moltiplica l'integrale nell'espressione (2) deriva dalla antisimmetrizzazione della funzione d'onda nel canale iniziale e finale; Z ed N sono il numero di protoni e di neutroni nel nucleo bersaglio. $\chi_{k'}^{(-)}(\vec{r}_{\alpha B})$ e $\chi_k^{(+)}(\vec{r}_{pA})$ sono le funzioni d'onda di modello ottico della α uscente e del protone entrante.

L'espressione esplicita dell'elemento di matrice $\langle \psi_{\alpha} \psi_B | V | \psi_p \psi_A \rangle$, che d'ora in poi chiameremo fattore di forma, è :

$$\int \dots \int d\xi_B d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\xi_4 \psi_{J_B M_B}^*(\xi_B) \psi_{s \alpha m_{\alpha}}^*(\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4) V(r) \psi_{J_A M_A}(\xi_B, \xi_1, \xi_2, \xi_3) \psi_{s p m_p}(\xi_4) \quad (3)$$

ξ_B indica simbolicamente l'insieme delle coordinate che caratterizza il nucleo B e $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$ le coordinate spaziali e di spin dei tre nucleoni trasferiti e del protone.

In letteratura sono descritte diverse tecniche di calcolo dell'integrale (3), ciascuna delle quali si basa su un certo numero di assunzioni e approssimazioni. Derivazioni dettagliate sono, ad esempio, riportate da Smits e Siemssen⁽²⁶⁾, Guyer et al.⁽²⁸⁾ (questa tecnica di calcolo è quella sviluppata da Falk⁽²⁷⁾), da Kunz et al.⁽²¹⁾. In questa relazione mi limiterò a indicare secondo quali linee il calcolo procede.

(i) La componente radiale della funzione d'onda della particella α viene o assunta avere forma Gaussiana del tipo $\phi_\alpha(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = N_\alpha \exp(-\eta \sum_{i < j} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2)$, dove η^2 è legato al raggio quadratico medio della particella α , ed è poi espressa come il prodotto di due funzioni, una, $\phi(\vec{r})$, che descrive il moto del protone catturante rispetto al centro di massa dei tre nucleoni trasferiti, e una che descrive il moto interno del sistema dei tre nucleoni trasferiti^(21,28), o viene espressa come il prodotto di tre funzioni d'onda di oscillatore armonico che descrivono, rispettivamente, il moto del sistema dei due neutroni trasferiti, il moto del protone trasferito rispetto al centro di massa (C M) del sistema dei due neutroni e il moto del protone catturante rispetto al C M del sistema dei tre nucleoni trasferiti⁽²⁶⁾. La componente di spin della funzione d'onda è quella di un sistema di quattro nucleoni a due a due accoppiati in uno stato di singoletto.

(ii) Il potenziale di interazione $V(r)$ viene espresso o come una funzione della sola distanza tra il protone catturante e il C M del sistema dei tre nucleoni trasferiti^(26,28) o come somma di tre termini ciascuno dei quali dipende dalla distanza tra il protone catturante e ciascuno dei nucleoni trasferiti. In quest'ultimo caso, ciascun termine è assunto aver forma Gaussiana⁽²¹⁾.

(iii) Per semplificare il calcolo dell'integrale, riducendo il numero delle variabili di integrazione, si introduce generalmente la approssimazione di zero range. Questa consiste nell'assumere che l'interazione svanisca a meno che le coordinate spaziali del protone catturante non coincidano con quelle del C M del sistema dei tre nucleoni trasferiti.

(iv) Si opera un'espansione di parentela frazionaria della funzione d'onda del nucleo bersaglio A in prodotti di funzioni d'onda del nucleo residuo B e di funzioni d'onda della triade di nucleoni trasferiti. I coefficienti dell'espansione dipendono sia dai coefficienti di accoppiamento dei momenti angolari

$$\begin{aligned} (l_1, m_1), (l_2, m_2), (l_3, m_3) &\rightarrow (L, M) \\ (s_1, m_1), (s_2, m_2), (s_3, m_3) &\rightarrow (S, M_S) \\ (L, M), (S, M_S) &\rightarrow (J, M_J) \\ (J_B, M_B), (J, M_J) &\rightarrow (J_A, M_A), \end{aligned}$$

che dalle ampiezze spettroscopiche $I(\gamma, LSJ)$ (γ rappresenta l'insieme dei numeri quantici interni della triade di nucleoni trasferiti). Queste ampiezze spettroscopiche possono calcolarsi quando si conoscano le funzioni d'onda degli stati iniziale e finale di A e di B.

La funzione d'onda della triade caratterizzata dall'insieme dei numeri quantici (γ, L, S, J, M_J) è costruita a partire dalle funzioni d'onda dei tre nucleoni che costituiscono la triade, per la cui parte radiale alcuni autori assumono funzioni d'onda di oscillatore armonico, altri funzioni d'onda generate da un potenziale di Saxon-Woods di cui, per effettuare il calcolo, si fa una espansione in serie di funzioni d'onda di oscillatore armonico sferico. I coefficienti di questa espansione vengono a dipendere in modo critico dai parametri della buca di potenziale di Saxon-Woods.

(v) Molti autori utilizzano a questo punto una tecnica di calcolo basata sulla trasformazione di Talmi-Moshinsky del prodotto delle tre funzioni d'onda di oscillatore armonico in un prodotto di una funzione che descrive il moto del centro di massa della triade di nucleoni per una funzione del moto interno (dipendente da \vec{r}_{12} e \vec{r}_{123}), assumendo valori nulli sia per il numero quantico radiale che per il momento angolare del moto relativo dei tre nucleoni.

La espressione esplicita della ampiezza di transizione risulta:

$$T_{DW} = \sum_{\gamma} \sum_{M_M} \sum_{M_J} (J_B^M J_M^M | J_A^M) (L M_S M_S | J M_J) (2 \binom{Z}{1})^{1/2} \binom{N}{2}^{1/2} I(\gamma, LSJ) \int d\vec{R} \chi_k^{(-)*}(\vec{R}) F_M^{\gamma, L}(R) Y_L^M(\theta, \phi) \chi_k^{(+)}(m_B \vec{R}/m_A) \quad (4)$$

dove $\vec{r}_{\alpha B} = \vec{R}$ e $\vec{r}_{pA} = m_B \vec{R}/m_A$ nell'approssimazione di zero range. $F_M^{\gamma, L}(R)$ è il fattore di forma radiale, la cui espressione esplicita dipende dai coefficienti di accoppiamento dei momenti angolari orbitali dei tre nucleoni trasferiti, dalle matrici di trasformazione di Talmi-Moshinsky, dalla intensità della interazione tra il protone e la triade di nucleoni trasferiti e dalla funzione d'onda radiale del moto del centro di massa della triade di nucleoni, che ne fissa la dipendenza da R. Questa funzione d'onda è caratterizzata dai numeri quantici N e L il cui valore è dato dalla regola di conservazione dell'energia nell'ambito dell'oscillatore armonico

$$2N+L = \sum_i (2n_i + 1_i)$$

(n_i e l_i sono i numeri quantici radiale e orbitale dei nucleoni trasferiti nell'ambito dell'oscillatore armonico).

(vi) Per calcolare l'ampiezza di transizione, la maggior parte degli autori preferisce introdurre un'ulteriore approssimazione che è nota sotto il nome di

approssimazione del "cluster" di tritone, sostituendo la funzione d'onda radiale del moto del C M della triade di nucleoni - calcolata usualmente nell'ambito dell'oscillatore armonico - con una funzione d'onda radiale, del moto del tritone trasferito rispetto a B, generata da una buca di potenziale di Saxon-Woods i cui parametri geometrici sono assunti come parametri liberi e la cui profondità è fissata imponendo che l'autovalore corrispondente riproduca l'energia di legame del tritone nel nucleo A. Il numero di nodi e il momento angolare orbitale sono ancora dati da N e da L.

Altri autori preferiscono utilizzare la funzione d'onda radiale di oscillatore armonico già calcolata entro il volume nucleare, sostituendola, al di fuori del volume nucleare, con la "coda" della funzione d'onda radiale di un tritone calcolata scegliendo i parametri geometrici della buca di Saxon-Woods in modo tale che le due funzioni d'onda si saldino in modo continuo alla superficie nucleare.

In molti dei casi considerati in letteratura, fissati gli spin e la parità dei nuclei iniziale e finale e supponendo che i nucleoni trasferiti, per ogni possibile triade di nucleoni, appartengano sempre alla stessa shell, risultano fissati i valori di N, L, J. L'ampiezza di transizione T_{DW} può allora essere fattorizzata nel prodotto di un termine che contiene la dinamica del processo, che indicherò con $(d\sigma/d\Omega)_{DW}^{1/2}$, e di un termine spettroscopico S^2 che dipende solo dalla struttura dei nuclei coinvolti nella reazione.

La forma delle distribuzioni angolari e l'andamento con l'angolo dei poteri analizzanti dipende solo dal termine dinamico e i risultati riportati in letteratura mostrano che la teoria qui delineata rende ben conto delle caratteristiche più salienti mostrate dai dati sperimentali (vedi i risultati riportati nelle Figure 3 e 4). In particolare riproduce la dipendenza da j (delle distribuzioni angolari per l=1 e dei poteri analizzanti per l qualunque) oltre a predire una forte dipendenza da l dei poteri analizzanti, a parità di j.

I risultati del calcolo dipendono in modo sensibile dai parametri geometrici della buca di potenziale per il tritone trasferito quando si introduce la approssimazione del "cluster" di tritone. Questi vengono generalmente scelti in modo da riprodurre nel miglior modo possibile i dati sperimentali e in letteratura sono riportati valori di r_{ot} che variano da 1.25 a 1.38 fm e della "diffusness" a_t che variano da 0.30 a 0.60 fm.

Quando non si utilizzi l'approssimazione citata, i risultati del calcolo dipendono in modo sensibile dai parametri geometrici utilizzati per calcolare le autofunzioni di Saxon-Woods dei nucleoni trasferiti. In questo caso si utilizzano, generalmente, valori di $r_{ON} \sim 1.25 - 1.28$ fm e di a_N varianti da 0.45 a 0.65

fm.

La dipendenza da j delle distribuzioni angolari dipende essenzialmente dal termine di spin-orbita nel potenziale ottico del protone. Tagishi et al.⁽²⁰⁾ riportano che la distribuzione angolare dei poteri analizzanti calcolati dipende in modo sensibile anche dai parametri ottici del potenziale α .

I risultati del calcolo dipendono sempre in modo critico dai parametri ottici del potenziale α . Tuttavia si ottengono risultati soddisfacenti usando famiglie di parametri che riproducono bene la diffusione elastica delle particelle α purchè - a basse energie - si selezionino quelle famiglie di parametri che corrispondono a una profondità della buca reale compresa tra 150 e 200 MeV. Famiglie di parametri corrispondenti a profondità della buca reale inferiori a 100 MeV non permettono di riprodurre i dati. Non sorprende che lo studio delle reazioni (p, α) possa aiutare a eliminare la ben nota ambiguità nella determinazione dei parametri ottici della particella α a basse energie, poichè, a causa del forte disadattamento (mismatch) tra il momento angolare del protone incidente e della α emessa, i contributi di volume alla ampiezza di transizione sono lunghi dall'essere trascurabili. Risultano così importanti anche i valori della funzione d'onda della particella α nell'interno del nucleo, mentre nella diffusione elastica, a bassa energia, contano soprattutto i valori della funzione d'onda nella zona superficiale del nucleo.

I risultati qui ricordati hanno grandemente contribuito alla generale convinzione che le transizioni a stati di bassa eccitazione possano essere ben descritte da calcoli basati sul meccanismo di pick-up.

Domandiamoci ora se questa teoria sia in grado di riprodurre in modo soddisfacente anche le intensità assolute o relative, quando si considerino transizioni a più stati finali (in altre parole i fattori spettroscopici assoluti o relativi) e se, quindi, dallo studio delle reazioni (p, α) si possano trarre utili informazioni sulle funzioni d'onda degli stati del nucleo iniziale e finale.

Si deve innanzi tutto notare che, anche quando siano fissati in modo univoco i valori N, L, J della triade di nucleoni trasferiti, poichè generalmente le funzioni d'onda dello stato iniziale e finale presentano un considerevole mescolamento di configurazioni, il termine spettroscopico è dato da una somma coerente di più termini così da rendere illusorio pensare di poter dedurre le funzioni d'onda degli stati iniziale e finale dai fattori spettroscopici determinati empiricamente.

Per la stessa ragione, però, molti autori sostengono che la teoria sopra sviluppata permette una verifica molto accurata di funzioni d'onda nucleari determinate in altro modo.

Io penso che un esame obbiettivo dei dati pubblicati non possa portare a con
dividere con certezza questa opinione anche se molti autori hanno riprodotto in
modo ragionevole i fattori spettroscopici relativi empirici. Questa opinione, per
altro sostanzialmente già espressa da Kunz et al.⁽²¹⁾ in un loro recente lavoro,
si basa sulle considerazioni seguenti.

(a) In nessuno dei lavori fino ad ora pubblicati si è riusciti a calcolare
in modo soddisfacente i valori assoluti dei fattori spettroscopici. I valori cal
colati sono sempre di ordini di grandezza minori dei valori misurati.

Kunz et al. hanno dimostrato che questo disaccordo non può derivare dall'ap
prossimazione di zero range.

(b) La dipendenza dei valori spettroscopici empirici (ottenuti cioè dividen
do la sezione d'urto misurata per il termine dinamico $(d\sigma/d\Omega)_{DW}$) dai parametri
di modello ottico del protone e della α , o relativi agli stati legati, non è in
generale investigata anche se calcoli espliciti ^(30,31) mostrano che questa non
è per niente trascurabile. E' in particolare molto importante studiare accurata
mente la dipendenza dai parametri degli stati legati che sono usati come parame
tri liberi. Questi possono essere scelti in modo tale da compensare la inevitabi
le imprecisione con cui l'ampiezza di transizione è calcolata, così da riprodur
re nel miglior modo possibile la forma della sezione d'urto e l'andamento con
l'angolo del potere analizzante ad una data energia, nel caso di un dato nucleo
bersaglio. Se ciò è quanto avviene, tenuto conto che la dipendenza dai parametri
di calcolo delle sezioni d'urto o dei poteri analizzanti non è la stessa per le
particelle α che corrispondono a stati finali diversi, non si può pensare che,
fissata l'energia si possano estrarre valori molto accurati per i fattori spet
troscopici relativi o si possa prevedere correttamente la dipendenza con l'ener
gia dei fattori spettroscopici assoluti e relativi.

(c) Calcoli espliciti mostrano che procedure diverse per calcolare il fattore
di forma portano, a parità di nucleo studiato, dell'energia incidente e dei level
li considerati, a fattori spettroscopici relativi molto diversi. Queste differen
ze si riflettono nella valutazione della fase o del valore assoluto dell'ampiez
za delle diverse componenti delle funzioni d'onda degli stati nucleari considera
ti.

L'esempio più istruttivo è fornito dallo studio delle distribuzioni angolari
e dei poteri analizzanti nella reazione $^{118}\text{Sn}(p, \alpha) ^{115}\text{In}$, che porta a livelli di
bassa eccitazione dell'In, da parte di Smits e Siemssen ⁽²⁶⁾ e Kunz et al.⁽²¹⁾.
I primi autori (i) calcolano con una teoria semimicroscopica il fattore di forma,
nell'ambito della approssimazione del cluster di tritone, (ii) tengono conto del

contributo coerente alla ampiezza di transizione di configurazioni della triade di nucleoni trasferiti in cui i due neutroni sono accoppiati sia in stati di spin e parità 0^+ che 2^+ , (iii) valutano il modulo dell'ampiezza spettroscopica per il trasferimento dei due neutroni in uno stato 0^+ o 2^+ dallo studio della reazione $^{118}\text{Sn}(p,t)^{116}\text{Sn}$ e sono quindi in grado di ottenere i fattori spettroscopici per le transizioni a otto livelli finali dell' ^{115}In a energie inferiori a 1.5 MeV. Questi risultano dipendere solo dai coefficienti dell'espansione delle funzioni d'onda dei diversi stati considerati dell' ^{115}In in stati debolmente accoppiati buco di protone - fonone quadrupolare in cui i fononi quadrupolari sono generati da coppie di neutroni interagenti tramite interazioni di quadrupolo.

Il paragone tra i fattori spettroscopici relativi empirici e calcolati è ottimo e gli autori concludono di aver stimato in modo corretto l'ampiezza e la fase dei diversi coefficienti dell'espansione delle funzioni d'onda dell' ^{115}In , mentre una diversa scelta delle fasi porterebbe a un disaccordo evidente.

Kunz et al. non introducono l'approssimazione del cluster di tritone; calcolano il potenziale di interazione protone incidente - triade di nucleoni trasferiti come somma di termini a due corpi (una procedura che appare a priori più accurata, poichè, anche nell'ambito della approssimazione di zero range, introduce correzioni dovute al range finito dell'interazione, anche se il calcolo risulta poco sensibile alla dipendenza da r dell'interazione); utilizzano una tecnica di calcolo che costituisce una estensione di un metodo sviluppato da Bayman e Kallio ⁽³²⁾ per estrarre la componente con moto relativo $l=0$ della funzione d'onda di uno stato di due nucleoni nell'ambito del modello a shell.

I fattori di forma così calcolati da Kunz et al. differiscono notevolmente da quelli calcolati da Smits e Siemssen, così che pur utilizzando, i due gruppi di autori, gli stessi parametri di modello ottico per il protone incidente e la particella α , i valori empirici relativi dei fattori spettroscopici stimati nei due lavori differiscono in modo sostanziale e la loro interpretazione porta a funzioni d'onda per gli stati dell' ^{115}In che, nello stesso schema di accoppiamento, differiscono in alcuni casi nella fase di alcune componenti, in altri nella identificazione del termine dominante della funzione d'onda (vedi la Fig. (8) e la Tabella I).

Si noti, d'altro canto, che, in entrambi i casi, la forma delle distribuzioni angolari delle sezioni d'urto e dei poteri analizzanti predetti sono molto simili e riproducono in modo soddisfacente i dati sperimentali.

L'unica conclusione possibile di questa discussione è che, in generale, il calcolo del fattore di forma, nella teoria di pick-up, non è - almeno per il momento - sufficientemente accurato da permettere di stimare senza ambiguità i va

TABELLA I

Componenti dominanti delle funzioni d'onda degli stati di bassa energia dell'¹¹⁵In nello schema di accoppiamento debole di uno stato di buco di protone con un fonone quadrupolare. I valori non sottolineati sono riportati da Smits e Siemssen (26), i valori sottolineati da Kunz et al. (21).

La funzione d'onda dello stato generico è indicata schematicamente come

$$\psi_{JM} = b_{JM}^+ |0\rangle$$

dove $|0\rangle$ è lo stato di "vacuum" sia per il buco di protone che per il fonone e b_{JM}^+ (ci limitiamo alle componenti dominanti) è dato da

$$b_{JM}^+ = z_J \alpha_{JM}^+ + \sum_{J_1} z_{JJ_1} (\alpha_{J_1}^+ Q_2^+)_{JM}$$

In questa espressione α_{JM}^+ e Q_2^+ sono gli operatori di creazione per il buco di protone e il fonone quadrupolare.

J^π	E (MeV)	$Z_{9/2}$	$Z_{1/2}$	$Z_{3/2}$	$Z_{5/2}$	$Z_{9/2,2}$	$Z_{1/2,2}$	$Z_{3/2,2}$	$Z_{5/2,2}$
$9/2^+$	0.	0.81 <u>0.91</u>				0.52 <u>-0.41</u>			
$1/2^-$	0.34		0.86 <u>0.91</u>					0.41 <u>0.32</u>	0.22 <u>0.25</u>
$3/2^-$	0.60			-0.72 <u>0.87</u>		0.47 <u>-0.37</u>	-0.28 <u>-0.27</u>	0.08 <u>0.11</u>	
$5/2^-$	1.04				-0.28 <u>0.79</u>	-0.85 <u>-0.48</u>	-0.17 <u>0.20</u>	-0.11 <u>-0.25</u>	
$5/2^+$	1.08					0.87 <u>0.92</u>			
$11/2^+$	1.14					0.86 <u>0.91</u>			
$9/2^+$	(1.45 1.49)	0.52 <u>0.41</u>				-0.63 <u>0.80</u>			

lori relativi dei fattori spettroscopici, così da permettere o una verifica della teoria o l'uso di questa in indagini spettroscopiche.

La teoria di knock-on.

Come si è già accennato in precedenza, solo recentemente è stato messo a punto da M. Igarashi (33) un programma di calcolo, TWOFNR, che permette il calcolo in DWBA della distribuzione angolare e dei poteri analizzanti di reazioni (p, α) nell'ambito della teoria di knock-on.

Indicherò con la notazione usuale, $A(p, \alpha)B$, la reazione. Il nucleo bersaglio

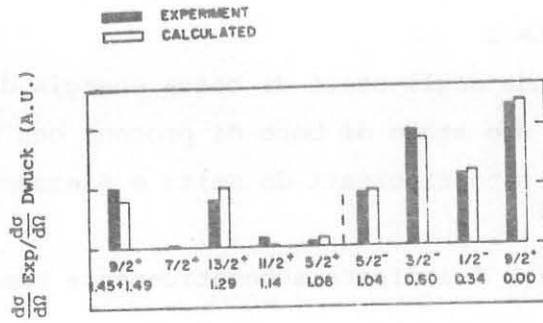
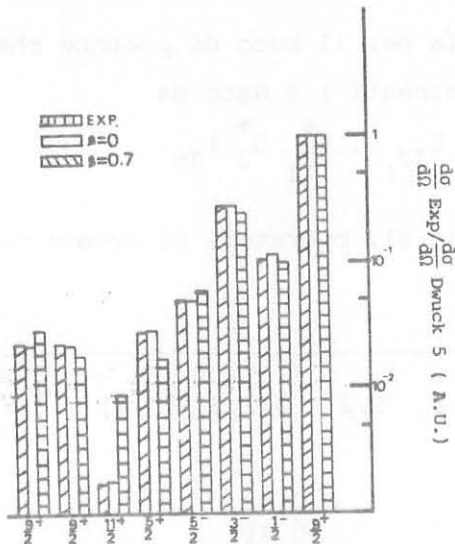


Fig. 8 - Paragone tra i fattori spettroscopici relativi empirici stimati da Smits e Siemssen (parte superiore della figura) e da Kunz, Kammuri e Shimaoka (parte inferiore) nel caso della reazione $^{118}\text{Sn}(p, \alpha) ^{115}\text{In}$, a 22 MeV, per gli stati di bassa eccitazione dell' ^{115}In . Si notino le due diverse scale delle ordinate, lineare e logaritmica.



A è pensato costituito dal nocciolo C e dalla particella α ; il nucleo finale B dal nocciolo C e dal protone catturato, dopo l'interazione, in uno stato legato.

Il calcolo è, per ora, fatto nella approssimazione del "cluster" α , non facendo cioè intervenire esplicitamente nel calcolo le autofunzioni dei nucleoni legati nella particella α , ma solo la autofunzione che descrive il moto relativo della particella α nella buca di potenziale del nocciolo spettatore C.

La sezione d'urto differenziale e l'ampiezza di transizione sono ancora date dalle relazioni (1) e (2) e le coordinate che intervengono sono indicate nella Fig. 9.

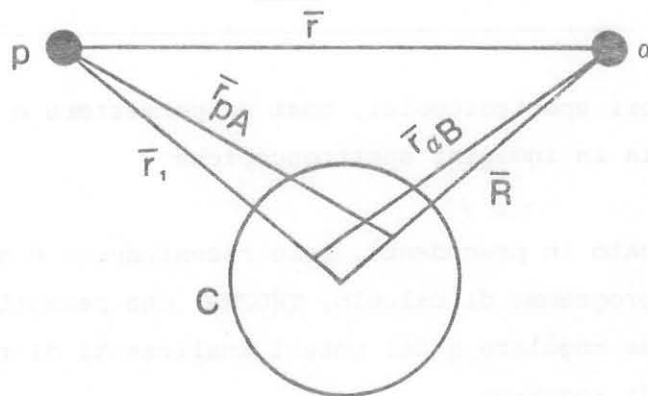


Fig. 9 - Coordinate che intervengono nel calcolo dell'ampiezza di transizione di un processo di knock-on.

Per il calcolo del fattore di forma, si opera una espansione della funzione d'onda del nucleo bersaglio A in prodotti di funzioni d'onda del nocciolo C, della particella α e del moto relativo della particella α rispetto a C, in uno stato legato, e del nucleo B in prodotti di funzioni d'onda del nocciolo C, del protone e del moto relativo del protone rispetto a C, in uno stato legato.

L'espressione finale del fattore di forma risulta data da:

$$\langle \psi_{\alpha} \psi_B | V_{p\alpha} | \psi_p \psi_A \rangle = \langle J_B M_B, s_{\alpha} m_{\alpha} | V_{p\alpha} | s_p m_p, J_A M_A \rangle = \sum_{l_s j} A_{l_s j} (l_1, j_1, l_2, j_2, I_C) \\ (J_A M_A, J_B M_B - M_A | J_B M_B) (s_p m_p 00 | s m_p) (l m s_p | j M_B - M_A) \sum_{m_1} (l_1 m_1 l_2 m - m_1 | l m) Y_{l_1}^{m_1}(\hat{r}_1) Y_{l_2}^{m - m_1}(\hat{R}) \\ i^{-l} u_{l_1 j_1}^{-1}(r_1) V(r) u_{l_2 j_2}(R),$$

dove l_1, m_1 e $l_2, m - m_1$ si riferiscono agli stati legati del protone e della α ; l, s, j sono, rispettivamente, il momento angolare orbitale, di spin e totale trasferiti nella reazione. $A_{l_s j} (l_1, j_1, l_2, j_2, I_C)$ è l'ampiezza spettroscopica il cui modulo quadrato dà il fattore spettroscopico e dipende dai coefficienti dell'espansione delle autofunzioni di A e di B (che possono calcolarsi a partire dalle autofunzioni di A, B, C) e da coefficienti di accoppiamento di momenti angolari; $V(r)$ è il potenziale di interazione protone- α e $u_{l_1 j_1}$ e $u_{l_2 j_2}$ le funzioni d'onda radiali degli stati legati del protone e della α .

In molti casi, fissato lo spin e la parità degli stati iniziale e finale di A e B, risulta univocamente definito un unico valore di l, s, j .

Per calcolare l'ampiezza di transizione si può introdurre l'ulteriore ipotesi che, in ogni transizione considerata, intervenga un solo stato legato della particella α e del protone, caratterizzati ciascuno da valori ben definiti di n, l, j . Allora, come nel caso della teoria di pick-up, l'ampiezza di transizione viene fattorizzata nel prodotto di un termine spettroscopico che contiene l'informazione di struttura e in un termine dinamico.

Le autofunzioni degli stati legati sono usualmente generate da una buca di Saxon-Woods i cui parametri geometrici sono dati e la cui profondità è scelta in modo da riprodurre l'energia di legame della α e del protone negli stati considerati. I valori di n e l , nel caso della particella α , vengono calcolati in base alla usuale regola della conservazione dell'energia nell'ambito dell'oscillatore armonico, a partire dai valori n_1 e l_1 dei nucleoni supposti costituire la particella α .

Anche se ci si aspetta che, nel caso della particella α , l'approssimazione a cluster non sia cattiva, sulla base delle considerazioni già svolte nel caso della teoria di pick-up non ci si può aspettare a priori che un calcolo semimi-croscopico come quello qui delineato possa permettere una stima accurata dei fattori spettroscopici, sia assoluti che relativi. Ciò è ancor più vero quando si trascurino termini che interferiscono coerentemente con il termine dominante nella espressione del fattore di forma.

Limitero, pertanto, la discussione allo studio dell'andamento con l'angolo delle distribuzioni angolari e dei poteri analizzanti predetti da questa teoria. Consideriamo in particolare il caso della reazione $^{118}\text{Sn}(p, \alpha) ^{115}\text{In}$, già studiata da Smits e Siemssen ⁽²⁶⁾ e da Kunz et al. ⁽²¹⁾.

Il ^{118}Sn è costituito da 50 protoni che completano una shell magica e da 68 neutroni. Per valutare la sezione d'urto e i poteri analizzanti delle particelle α corrispondenti agli stati eccitati dell' ^{115}In al di sotto di ~ 1.5 MeV, supporremo, come prima approssimazione, che le particelle α urtate siano, nella maggior parte dei casi, costituite da coppie di neutroni e protoni accoppiati in stati 0^+ e che il protone incidente dopo l'interazione sia catturato in uno degli stati liberatisi nella shell magica di protoni in seguito all'emissione della particella α . Risulta così fissato il valore $2N+L$ per l'autofunzione della particella α , uguale a 16 se i due protoni appartengono all'orbitale $0g_{9/2}$ e i due neutroni agli orbitali $1d_{5/2}$, $0g_{7/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ o 14 se i protoni appartengono agli orbitali $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $0f_{5/2}$ fermi restando gli orbitali dei neutroni. $2N+L$ può salire a 18 se a formare la particella α contribuiscono due protoni $0g_{9/2}$ e due neutroni $0h_{11/2}$. Ciò premesso, supporrò che in prima approssimazione le autofunzioni corrispondenti agli stati legati della particella α e del protone, per i primi stati eccitati dell' ^{115}In siano:

$$9/2^+, \text{ g.s.} \quad |\alpha\rangle = 8s_0, \quad |\pi\rangle = 0g_{9/2}$$

$$1/2^-, \text{ 0.34 MeV} \quad |\alpha\rangle = 7s_0, \quad |\pi\rangle = 1p_{1/2}$$

$$3/2^-, \text{ 0.60 MeV} \quad |\alpha\rangle = 7s_0, \quad |\pi\rangle = 1p_{3/2}$$

$$5/2^-, \text{ 1.04 MeV} \quad |\alpha\rangle = 7s_0, \quad |\pi\rangle = 0f_{5/2}$$

Per lo stato eccitato $5/2^+$ a 1.08 MeV, abbiamo considerato due possibilità che danno risultati poco diversi:

$$5/2^+, \text{ 1.08 MeV} \quad |\alpha\rangle = 8s_0, \quad |\pi\rangle = 1d_{5/2} \quad \text{oppure}$$

$$|\alpha\rangle = 7d_2, \quad |\pi\rangle = 0g_{9/2}$$

(nel primo caso lo stato $5/2^+$ avrebbe una componente dominante di singolo protone; nel secondo, la componente dominante di questo stato sarebbe del tipo

$$|\pi(0g_{9/2})^{-1}, \nu(2^+) \rangle.$$

Infine, per lo stato $11/2^+$ a 1.14 MeV abbiamo assunto la configurazione

$$11/2^+, 1.14 \text{ MeV} \quad |\alpha\rangle = 7D_2, \quad |\pi\rangle = 0g_{9/2}.$$

Per i potenziali ottici del protone incidente e della α uscente si sono assunte famiglie di valori ottenuti dal "best fit" di distribuzioni angolari di diffusione elastica (34,35), escludendo a priori ogni variazione arbitraria di alcuno di questi parametri. Nel caso delle particelle α , come nel caso dei calcoli basati sulla teoria di pick-up, la famiglia di parametri che ha dato i migliori risultati è quella corrispondente a una profondità della buca reale di ~ 180 MeV.

I risultati del calcolo - specie ad angoli all'indietro - dipendono in modo abbastanza sensibile dai parametri geometrici per gli stati legati. I risultati migliori si sono ottenuti usando per r_0 ed a , sia per il protone che per la α , valori sensibilmente maggiori di quelli utilizzati per il calcolo delle funzioni d'onda delle particelle diffuse.

I parametri utilizzati sono riportati nella Tabella II.

TABELLA II

Parametri di Modello Ottico utilizzati per il calcolo delle funzioni d'onda del protone incidente, della particella α uscente e degli stati legati del protone e della α . La notazione è quella adottata da Perey e Perey (34).

	V	r	a	W	r_w	a_w	W_D	r_D	a_D	V_{SO}	r_{SO}	a_{SO}	r_c
p	48.7	1.25	0.65				14.5	1.25	0.47	8.5	1.25	0.65	1.25
α	179.8	1.42	0.57	39.9	1.42	0.57							
$ \pi\rangle$		1.4	0.75							8.5	1.4	0.75	
$ \alpha\rangle$		1.51	0.67										

(i potenziali sono dati in MeV e i parametri geometrici in fm.).

Per il potenziale di interazione protone- α si sono utilizzate diverse dipendenze da r (potenziali di Saxon-Woods, Yukawa, Gaussiano, Gaussiano Localizzato). I risultati di Fig. 10 sono stati ottenuti con un potenziale di Gauss Localizzato:

$$V(r) = V_0 \exp\left(-\left(\frac{r-(1.1 \pm 0.2)}{0.2 \pm 0.1}\right)^2\right).$$

E' ovvio che tale interazione efficace, per le molte approssimazioni introdotte, non può che suggerire le caratteristiche più marcate di una interazione più realistica: un'interazione localizzata che tende a impedire che il protone possa penetrare profondamente nella zona di volume nucleare occupata dalla particella α .

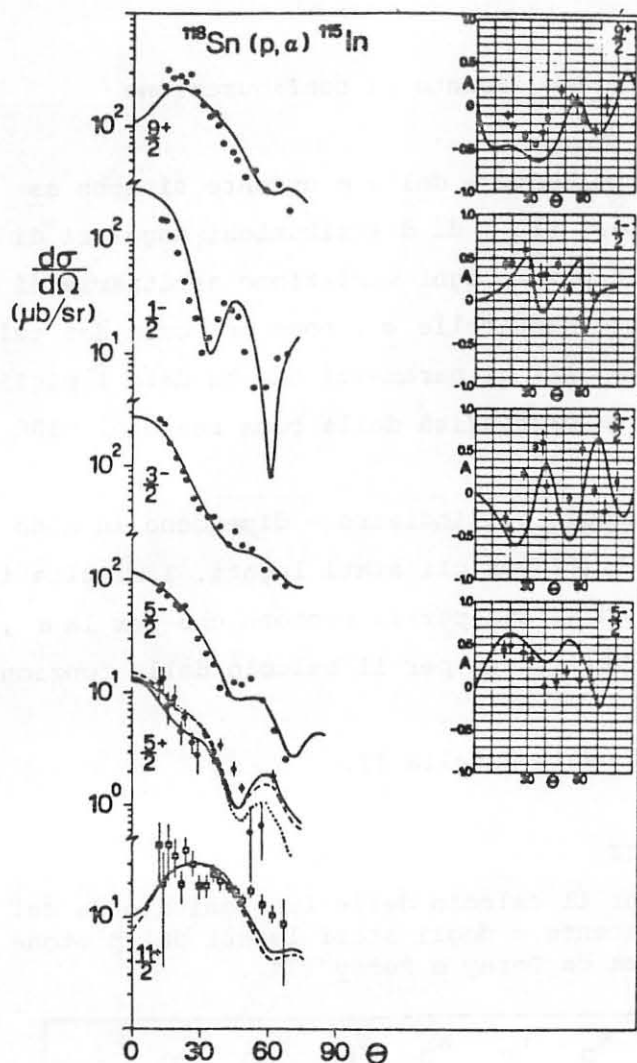


Fig. 10 - Distribuzioni angolari delle sezioni d'urto e dei poteri analizzanti per transizioni a stati di bassa eccitazione dell' ^{115}In nella reazione $^{118}\text{Sn}(p, \alpha)^{115}\text{In}$ a ~ 20 MeV di energia incidente. Le distribuzioni angolari sperimentali sono misurate a 22 MeV (26) e i poteri analizzanti a 20.4 MeV (19). Le curve rappresentano il risultato di un calcolo basato sull'ipotesi di un meccanismo di knock-on.

Per quanto l'uso di parametri liberi per descrivere gli stati legati del protone e della particella α e la scelta di un potenziale di interazione ad hoc non rappresentino certo una soluzione soddisfacente, si deve notare che nessuna delle assunzioni fatte appare più drastica di analoghe assunzioni introdotte, generalmente, in calcoli di pick-up.

I risultati da noi ottenuti sono riportati in Fig. 10, che mostra come la qualità dell'accordo tra dati sperimentali e teoria sia sostanzialmente equivalente a quella ottenuta con calcoli di pick-up. I calcoli qui discussi sono inoltre suscettibili di notevoli miglioramenti, primo fra tutti l'uso di un'interazione di spin-orbita, per ora non considerata, tra il protone e la particella α .

Questi primi risultati sembrano così indicare che tutte le caratteristiche qualitative del processo (p, α) (dipendenza da j e da l delle distribuzioni angolari e dei poteri analizzanti) possono venir riprodotte anche da calcoli basati sull'ipotesi che il meccanismo dominante sia un knock-on.

STUDIO DELLO SPETTRO CONTINUO DELLE PARTICELLE α EMESSE IN REAZIONI (p, α) ^{†)}

Come si è già accennato nell'introduzione, la maggior parte delle particelle α emesse e non evaporate dal Nucleo Composto, ha energia intermedia tra quella massima possibile, corrispondente alle particelle che popolano lo stato fondamentale del nucleo residuo e quella minima corrispondente alla barriera Coulombiana. Esse formano uno spettro continuo ben visibile, nel caso di nuclei leggeri, quando viene riportato in scala logaritmica (vedi la Fig. 1) e che diviene la componente dominante dello spettro totale nel caso di nuclei pesanti.

Nel 1972 L. Milazzo Colli et al. ⁽³⁶⁾ suggerirono che questa componente potesse venir interpretata nell'ambito di un meccanismo di knock-on(out) coinvolgente particelle α preformate nel nucleo bersaglio. Si ipotizzava - nell'ambito dei modelli fenomenologici dei processi di pre-equilibrio - che il nucleone incidente o uno dei nucleoni eccitati nel corso della cascate di interazioni nucleone-nucleone, che segue l'interazione iniziale del nucleone incidente con un nucleone del nucleo bersaglio, potesse interagire con una particella α cedendole una quantità di energia non trascurabile. Il calcolo dello spettro delle particelle emesse, a seguito di questo meccanismo di interazione, mostrava che si potevano ottenere risultati soddisfacenti, a basse energie di bombardamento (< 40 MeV), introducendo l'ipotesi semplificatrice che - ad ogni stadio della cascata di interazioni - la distribuzione energetica delle particelle α fosse quella risultante dalla ripartizione statistica dell'energia di eccitazione tra la particella α , il buco da essa lasciato nel mare di Fermi e le altre particelle e buchi eccitati, assumendo come equiprobabili tutti i possibili stati del nucleo eccitato.

Questa approssimazione non è più valida ad alte energie di eccitazione. Si sono quindi fatti calcoli più realistici assumendo che la distribuzione energetica delle particelle α fosse quella calcolabile in base alla dinamica dell'interazione nucleone- α , assumendo che questa interazione, entro il nucleo, sia identica all'interazione libera, se si eccettuano le limitazioni dovute al principio di Pauli ^(6,37,38). Il calcolo dipende in modo sensibile dalla distribuzione dei momenti delle particelle α preformate entro il nucleo e dalla loro densità, Φ_α ; due quantità che le attuali teorie non sembrano in grado di predire con ragionevole accuratezza, come dimostrano i tentativi fino ad ora infruttuosi di riprodurre accuratamente i valori delle larghezze ridotte per emissione delle particelle α nello studio del decadimento radioattivo α .

^{†)} Gli argomenti affrontati in questo paragrafo sono trattati in lavori facilmente reperibili in letteratura; mi limiterò pertanto, per non appesantire eccessivamente questa relazione, a discutere le conclusioni più significative. Per i dettagli, il lettore è indirizzato ai lavori citati.

Il calcolo mostra che, poichè è assai improbabile che la particella α acquisti nell'interazione una grande quantità di energia, il maggior contributo allo spettro calcolato deriva dalle interazioni che coinvolgono le particelle α che, entro il nucleo, hanno la massima energia possibile.

Si sono perciò effettuati molti calcoli assumendo che le particelle α coinvolte avessero energia molto vicina alla loro energia di Fermi (usualmente assunta pari a quattro volte l'energia di Fermi per un nucleone) e trattando come un parametro libero il rapporto, R , tra la loro densità e la spaziatura media dei loro livelli energetici vicino all'energia di Fermi ^(6,37).

Altri calcoli hanno utilizzato una distribuzione di momenti delle particelle α calcolata nell'ambito dell'oscillatore armonico a partire dalla autofunzione che descrive - sotto certe ipotesi semplificatrici - il moto del centro di massa di un cluster di quattro nucleoni ^(38,39). Questi calcoli riproducono in modo assai soddisfacente i risultati sperimentali, sia lo spettro che la distribuzione angolare delle particelle α emesse (si vedano le Fig. 1 e 11).

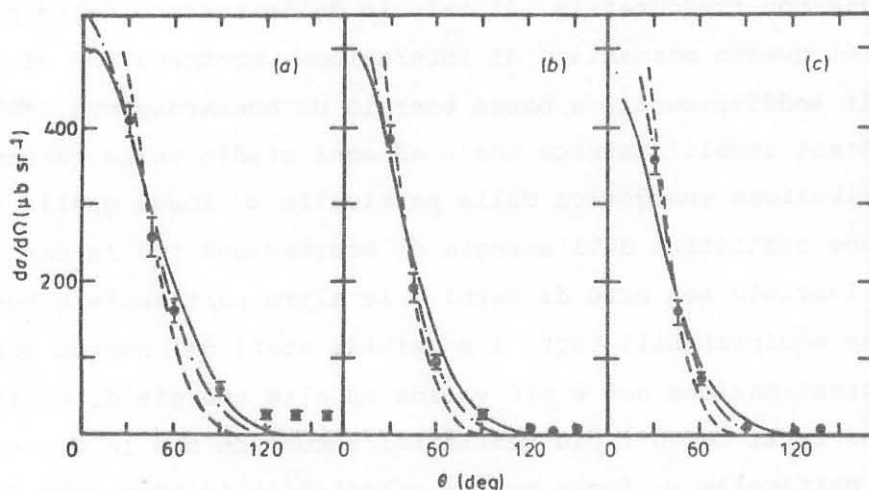


Fig. 11 - Distribuzioni angolari di particelle α emesse nella reazione $^{165}\text{Ho}(p, \alpha)^{162}\text{Dy}$: (a) $E_p=25.8$ MeV, $25 \leq E \leq 30$ MeV; (b) $E_p=36.5$ MeV, $35 \leq E \leq 40$ MeV; (c) $E_p=44.3$ MeV, $40 \leq E \leq 45$ MeV. Le curve rappresentano il risultato di calcoli basati sul meccanismo di knock-on(out) utilizzando diverse distribuzioni dei momenti delle particelle α . Per maggiori dettagli vedi ref. (38).

Particolarmente significativo appare l'ottimo accordo tra le distribuzioni angolari, misurate e calcolate, delle particelle α a basse energie del nucleone incidente, poichè le particelle α emesse risultano avere una distribuzione angolare fortemente in avanti pur possedendo prima dell'urto una direzione a caso rispetto al protone incidente e una quantità di moto notevolmente superiore, nella materia nucleare, a quella del nucleone incidente. Ciò è un risultato diretto dell'azione del principio di Pauli e dell'aver assunto che l'interazione tra il nucleone incidente e la particella α entro il nucleo sia identica all'interazione libera.

La sezione d'urto libera aumenta, al diminuire dell'energia relativa del nucleone e della particella α , come circa $1/E$, e il principio di Pauli impone che la particella α debba acquistare energia nell'interazione. Entrambi questi effetti favoriscono l'interazione tra nucleoni e particelle α con la stessa direzione di moto, che è sostanzialmente quella del nucleone incidente, poichè la maggior parte delle particelle α è emessa in seguito alla prima interazione.

Calcoli di questo tipo hanno permesso di riprodurre in modo assai soddisfacente anche le funzioni di eccitazione di numerose reazioni, indotte da protoni, che portano all'emissione di particelle α , le cui caratteristiche più evidenti sono state ricordate nell'introduzione (12,13).

Tamura ed Udagawa hanno suggerito, nel 1977, che lo spettro continuo e la distribuzione angolare delle particelle α che contribuiscono a questo spettro possono venir interpretate anche nell'ambito di un meccanismo di pick-up⁽⁴⁰⁾, considerando sia processi a uno stadio che a più stadi.

Io mi limiterò a discutere i risultati ottenuti con la teoria a uno stadio, poichè, in pratica, già quando si considera un processo a due stadi sono possibili tanti cammini di reazione (es. $((p,p')+(p',\alpha))$; $((p,\alpha')+(\alpha',\alpha))$; $((p,n)+(n,\alpha))$; $((p,d)+(d,\alpha))$;.....) che, per poter effettuare i calcoli si debbono introdurre ipotesi semplificatrici (assumendo che certi particolari processi siano dominanti rispetto ad altri) la cui correttezza è difficile da provare.

La procedura di Tamura ed Udagawa, nella sua essenza, è molto semplice. Essi mostrano che lo spettro risultante dalle transizioni a stati non risolti del nucleo residuo, anche quando le funzioni d'onda di questi stati presentino un forte mescolamento di configurazioni, è dato dalla somma incoerente di contributi che descrivono le transizioni agli stati puri di modello a shell che contribuiscono agli stati considerati. Ciascuno di questi stati puri è descrivibile come uno stato di tre buchi con uno spin e una parità ben definiti.

Ad ogni energia di eccitazione del nucleo residuo, molti di questi stati possono venir eccitati, ciascuno corrispondente a una possibile triade di nucleoni trasferiti e ad ogni triade corrispondono più stati a causa dei diversi accoppiamenti dei momenti angolari dei tre nucleoni della triade.

La sezione d'urto corrispondente alla eccitazione di uno stato particolare viene, come usuale, calcolata nell'ambito della DWBA e, per ogni possibile energia di eccitazione, lo spettro viene calcolato come la somma di tutte le sezioni d'urto caratterizzate dai diversi possibili valori del numero quantico radiale, del momento angolare orbitale e totale di una generica triade di nucleoni trasferiti, moltiplicato per una densità spettroscopica calcolata come somma dei fattori spet

troscopici corrispondenti a ciascuna delle triadi che possono venir trasferite, che sono una funzione piuttosto semplice dei numeri quantici radiale ed orbitale dei nucleoni costituenti la triade.

Il calcolo della densità spettroscopica e dello spettro delle particelle emesse, per ogni angolo di emissione, o integrato sugli angoli, è descritto in dettaglio nelle ref. (40,31). Qui mi limiterò a ricordare che questo calcolo, che per sua natura deve considerare un ampio intervallo di energie della particella emessa, dipende in modo assai critico dai parametri di modello ottico relativi alla particella α emessa e dai parametri geometrici del potenziale agente sul tritone trasferito. In un recente lavoro ⁽³¹⁾ in cui viene studiata la reazione $^{90}\text{Zr}(p, \alpha)^{87}\text{Y}$ a 72 MeV, si mostra, ad esempio, che l'andamento con l'energia dello spettro calcolato è notevolmente diverso a seconda che si utilizzi una famiglia di parametri ottici per la particella α corrispondenti a una buca reale relativamente poco profonda ($V = 110-130$ MeV) e larga ($r_0 = 1.3-1.5$ fm) o una famiglia corrispondente a una buca reale profonda ($V = 180-190$ MeV) e stretta ($r_0 = 1.1-1.2$ fm). Nel primo caso l'andamento dello spettro è crescente con l'energia di eccitazione, nel secondo, presenta un massimo vicino all'energia massima permessa e poi decresce con l'energia di eccitazione.

Ovviamente questo risultato si riflette sulla stima di quantità quali la intensità dell'interazione protone-triade di nucleoni trasferiti, la densità spettroscopica e l'importanza di contributi di processi a più stadi alla reazione considerata.

Calcoli di questo tipo richiedono perciò, per avere significato, che i parametri ottici per la particella α e i parametri geometrici del tritone siano fissati a priori. Anche il confronto tra risultati di analisi di dati sperimentali riferiti a nuclei diversi, a mio parere, ha senso solo se, nell'analisi dei dati si utilizzano famiglie di parametri che hanno una dipendenza da A e da Z ben definita. È noto che tale dipendenza non è stata accuratamente studiata nel caso dei parametri ottici della particella α ; per questo motivo i risultati fino ad ora ottenuti con questo metodo sono difficilmente valutabili.

CONCLUSIONI

La discussione precedente dimostra che molti dati sperimentali non permettono di discriminare tra i due meccanismi di reazione considerati.

Non lo permettono la forma delle distribuzioni angolari che caratterizzano le transizioni a stati finali discreti, né l'andamento, in funzione dell'angolo di emissione, dei poteri analizzanti; probabilmente non lo permette l'andamento con l'energia e l'angolo di emissione degli spettri continui.

In linea di principio, il valore assoluto delle sezioni d'urto relative a

transizioni a stati discreti potrebbe permettere di discriminare tra i due meccanismi, ma il calcolo dei fattori sia dinamici che di struttura, che contribuiscono alla sezione d'urto, è così difficile e impreciso che è lecito dubitare che si possa giungere a un risultato sicuro per questa via.

Vi sono tuttavia risultati che sembrano indicare, nel caso delle transizioni a stati discreti, che in alcuni casi predomina un meccanismo di pick-up, mentre in altri il contributo di processi di knock-on all'ampiezza di transizione è lungi dall'essere trascurabile.

Queste indicazioni derivano: (a) dal paragone tra gli spettri di eccitazione del nucleo residuo in reazioni (p,α) e di trasferimento di un nucleone ($(^3\text{He},d)$, (α,t)). Se nella reazione (p,α) non vengono sistematicamente eccitati stati di singolo protone, eccitati nelle reazioni di trasferimento, si può inferire che il processo di pick-up sia dominante. Se, viceversa, questi stati vengono ecctati con una intensità non trascurabile, si può dedurre che il contributo di processi di knock-on non è trascurabile.; (b) dalla evidenza sperimentale del ruolo di spettatore di nucleoni spaiati in reazioni (p,α) indotte su nuclei quasi magici, un effetto che può spiegarsi nel modo più semplice e naturale ipotizzando che i nucleoni che costituiscono la particella α siano già accoppiati tra loro nel nucleo bersaglio, quindi nell'ipotesi che il meccanismo predominante sia, in questi specifici casi, un processo di knock-on.

Sfortunatamente studi sistematici di questo tipo sono, per il momento, scarsi e non si può, per questa via, cercare di stimare l'importanza relativa dei due meccanismi di reazione al variare sia dell'energia di incidenza che della massa del nucleo bersaglio.

Nel caso degli spettri continui, pur senza escludere la presenza di contributi di pick-up, si deve concludere che la grande sensibilità dei risultati di calcoli di questo tipo dai parametri di calcolo rende difficile valutare l'attendibilità di molti risultati riportati in letteratura. L'assumere, in calcoli di knock-on(out) che l'interazione nucleone- α nella materia nucleare sia essenzialmente identica a quella libera, porta a risultati assai soddisfacenti che riproducono nel modo più naturale le caratteristiche più evidenti di queste reazioni.

Indipendentemente dal meccanismo di reazione, la caratteristica dipendenza da j delle distribuzioni angolari e dei poteri analizzanti rende la reazione (p,α) un potente mezzo per identificare spin e parità di livelli eccitati non raggiungibili in reazioni di trasferimento di un singolo nucleone o di coppie di nucleoni.

RINGRAZIAMENTI

Questo lavoro è stato parzialmente finanziato dal Ministero della Pubblica Istruzione.

I calcoli delle distribuzioni angolari e dei poteri analizzanti relativi alla reazione $^{118}\text{Sn}(p,\alpha)^{115}\text{In}$, nell'ipotesi di un meccanismo di knock-on, sono stati fatti in collaborazione con i Proff. E.Gadioli Erba, P.Guazzoni, L.Zetta. Desidero inoltre ringraziare il Prof. P.E.Hodgson per molte illuminanti discussioni sull'argomento.

Questo lavoro non sarebbe stato possibile senza il continuo aiuto dei Proff. K.-I. Kubo e M.Igarashi a cui va il mio più riconoscente ringraziamento.

BIBLIOGRAFIA

- 1 - E.B.Paul, R.L.Clarke, Can. J. Phys. 31(1952)267
- 2 - U.Facchini, E.Saetta Menichella, F.Tonolini, L.Tonolini Severgnini, Nucl. Phys. 51(1964)460
- 3 - R.Sherr, F.P.Brady, Phys. Rev. 124(1961)1928
- 4 - E.Gadioli, I.Iori, N.Molho e L.Zetta, Phys. Rev. C4(1971)1412
- 5 - F.E.Bertrand, R.W.Peelle, Phys. Rev. C8(1973)1045
- 6 - A.Ferrero, E.Gadioli, E.Gadioli Erba, I.Iori, N.Molho e L.Zetta, Z. Phys. A293(1979)123
- 7 - Z.Lewandowski, E.Loeffler, R.Wagner, H.H.Muller, W.Reichart, P.Schober, E.Gadioli, E.Gadioli Erba, Nuovo Cim. Lett. 28(1980)15
- 8 - J.R.Wu, C.C.Chang, H.D.Holmgren, Phys. Rev. C19(1979)659
- 9 - J.P.Didelez, N.Frascaria, E.Gerlic, E.Hourani, M.Morlet, H.Machner, D.Protic, G.Riepe, C.Suksod, Proceedings of 3rd Int. Conf. on Nucl. React. Mechanisms, Varenna, 1982, E. Gadioli Edt., Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Suppl. 28
- 10 - R.Wagner, Z.Lewandowski, E.Loeffler, H.H.Mueller, W.Reichart, P.Schober, Proceedings della Conferenza di Varenna, 1982 (vedi ref. Prec.).
- 11 - M.V.Kantelo e J.J.Hogan, Phys. Rev. C13(1976)1095; ibidem C14(1976)64
- 12 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, J.J.Hogan, Phys. Rev. C16(1977)1404
- 13 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, J.J.Hogan, K.I.Burns, Z. Phys. A301(1981)289
- 14 - L.L.Lee jr., A.Marinov, C.Mayer Boricke, J.P.Schiffer, R.H.Bassel, R.M.Dris ko, G.R.Satchler, Phys. Rev. Lett. 14(1965)261
- 15 - J.A.Nolen jr., C.M.Glashausser, Phys. Lett. 21(1966)705
- 16 - D.L.Dittmer, W.W.Daehnick, Phys. Rev. C2(1970)238
- 17 - R.O.Ginaven, A.M.Bernstein, Nucl. Phys. A154(1970)417
- 18 - D.Bucurescu, M.Ivascu, G.Semenescu, M. Titirici, Nucl. Phys. A189(1972)577
- 19 - P.J.van Hall, J.P.M.Melssen, O.J.Poppema, J.W.Smits, Phys. Lett. 74B(1978)42
- 20 - Y.Tagishi, K.Katori, M.Sasagase, M.Sato, T.Aoki, T. Mikumo, Phys. Rev. Lett. 41(1978)16
- 21 - P.D.Kunz, T. Kammuri, H. Shimaoka, Nucl. Phys. A376(1982)401
- 22 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, L.Glowacka, M.Jaskoła, J.Turkiewicz, L.Zemło, Phys. Rev. C24(1981)2331
- 23 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, R.Gaggini, P.Guazzoni, P.Michelato, A.Moroni, L. Zetta, Nuovo Cim. Lett. 35(1982)460

- 24 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, R.Gaggini, P.Guazzoni, P.Michelato, A.Moroni, L. Zetta, *Z. Phys.* A310(1983)43
- 25 - B.H.Widenthal, E.Newman, R.L.Auble, *Phys. Rev.* C3(1971)1199
- 26 - J.W.Smits, R.H.Siemssen, *Nucl. Phys.* A261(1976)385
- 27 - W.R.Falk, *Phys. Rev.* C8(1973)1757; W.R.Falk, A.Djaloeis, D.Ingham, *Nucl. Phys.* A252(1975)452
- 28 - H.Guyer, V.Meyer, H.H.Mueller, W.Reichart, H.Jasicek, H.Oberhammer, P.Riehs, R.Wagner, W.Pfeifer, *Phys. Rev.* C18(1978)1626
- 29 - F.Pellegrini, G.Calvelli, P.Guazzoni, S.Micheletti, *Phys. Rev.* C15(1977)573; *ibidem* C18(1978)613
- 30 - P.Guazzoni, M.Pignanelli, E.Colombo, F.Crescentini, *Phys. Rev.* C13(1976)1424
- 31 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 8(1982)83
- 32 - B.F.Bayman, A.Kallio, *Phys. Rev.* 156(1967)1121
- 33 - M.Igarashi, TWOFNR Code, unpublished
- 34 - C.M.Perey, F.G.Perey, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* 17(1976)1
- 35 - L.McFadden, G.R.Satchler, *Nucl. Phys.* 84(1966)177
- 36 - L.Milazzo Colli, M.G.Braga Marcazza, *Phys. Lett.* 38B(1972)155; *Nucl. Phys.* A210(1973)297; *Riv. Nuovo Cim.* 3(1973)535
- 37 - W.Scobel, M.Blann, A.Mignerey, *Nucl. Phys.* A287(1977)301
- 38 - E.Gadioli, E.Gadioli Erba, I.Iori, L.Zetta, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 6(1980)1391
- 39 - V.V.Balashov, A.N.Boyarkina, I.Rotter, *Nucl. Phys.* 59(1964)417
- 40 - T.Tamura, T.Udagawa, *Phys. Lett.* 71B(1977)273