

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Bologna

INFN/BE-70/1
4 Febbraio 1970

A. Uguzzoni : STUDIO PRELIMINARE DELLE POSSIBILITA' DI
MISURE DI VITE MEDIE NUCLEARI PER MEZZO DELL'EFFET
TO BLOCKING IN REAZIONI INDOTTE DA PROTONI. -

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Bologna

INFN/BE-70/1
4 Febbraio 1970

A. Uguzzoni: STUDIO PRELIMINARE DELLE POSSIBILITA' DI MISURE DI VITE MEDIE NUCLEARI PER MEZZO DELL'EFFETTO BLOCKING IN REAZIONI INDOTTE DA PROTONI^(x). -

Nelle reazioni nucleari sono in generale interessati diversi meccanismi di interazione che si possono in linea di principio distinguere sulla base dei tempi caratteristici ad essi associati⁽¹⁾. Così il meccanismo d'interazione diretta è caratterizzato da tempi d'interazione molto brevi: (dell'ordine di 10^{-22} sec.: "tempo di attraversamento" del nucleo bersaglio da parte della particella incidente) mentre la formazione e il decadimento di un nucleo composto nell'interazione fra la particella incidente e tutti i nucleoni del bersaglio sono caratterizzati da tempi (vite medie degli stati del nucleo composto così formato) molto più lunghi^(o).

Nonostante questa grande differenza fra i tempi d'interazione la determinazione o separazione diretta dei meccanismi di reazione è molto difficile, non solo per la frequente coesistenza, in molte reazioni, di entrambi i tipi di processi ma soprattutto per la difficoltà intrinseca di mettere in evidenza sperimentalmente tempi così brevi.

D'altra parte la determinazione diretta delle vite medie degli stati di nucleo composto presenta un notevole interesse perchè può costituire un test molto significativo della teoria statistica del nucleo composto.

(x) - Questa ricerca è stata svolta nell'ambito del programma NU2.

(o) - $10^{-16} \div 10^{-20}$ sec. per energia di eccitazione di qualche MeV al di sopra della zona delle risonanze neutroniche.

2.

In alcuni casi queste misure dirette potrebbero essere utilmente confrontate con le determinazioni indirette delle larghezze medie degli stati di nucleo composto dedotte dallo studio delle fluttuazioni di Ericson^(2, 3).

Alcuni anni orsono fu proposto⁽⁴⁾ un metodo di misura delle vite medie degli stati di nucleo composto basato sulla bremsstrahlung associata alla diseccitazione di questi stati. Con questo metodo non sono stati comunque ottenuti risultati significativi.

Più recentemente A. F. Tulinov⁽⁵⁾ ha suggerito di utilizzare gli effetti della vita media τ del nucleo composto, formato nell'interazione di una particella con il nucleo di un atomo di un reticolo cristallino, sui fenomeni (di "blocking") connessi alla propagazione di una particella carica (di decadimento del nucleo composto) nel reticolo cristallino.

Tulinov stima che questo metodo di misura di vite medie sia sensibile a valori di τ compresi nell'intervallo fra 10^{-16} e 10^{-19} sec.

Il nostro gruppo ha intrapreso un programma di ricerche volto ad esaminare le possibilità offerte da questo metodo.

In questo rapporto si propone lo studio dei fenomeni di blocking in alcune reazioni (p, α) su nuclei medio-pesanti tenendo conto delle previsioni teoriche che si possono fare sulla vita media degli stati di nucleo composto a partire dalle teorie statistiche e del fatto, illustrato in un altro rapporto del nostro gruppo^(6, 7) da un'analisi dettagliata (fatta con un programma Montecarlo) della dipendenza degli effetti osservabili dalla vita media, che il limite inferiore raggiungibile del metodo è effettivamente solo 10^{-18} sec.

Una prima grossolana indicazione sui valori delle larghezze medie dei livelli di nucleo composto (nella regione di media eccitazione attorno ai $15 \div 20$ MeV) può essere derivata dall'esame del diagramma riportato nella Fig. 7 dell'articolo di rassegna di Ericson⁽³⁾. Questo diagramma mostra che, nell'appropriato intervallo di energie di eccitazione, larghezze medie inferiori a ~ 600 eV (corrispondenti a vite medie superiori a $\sim 10^{-18}$ sec) si possono trovare in nuclei con numero di massa $A \geq 70$.

E' interessante osservare che in tale regione le larghezze medie degli stati di nucleo composto sono state determinate solo per pochi nuclei e con un metodo indiretto basato sull'analisi dell'attenuazione delle fluttuazioni di Ericson⁽⁸⁾. Una misura diretta in questa regione è quindi particolarmente interessante.

Per vedere più in dettaglio quali sono i nuclei più adatti e più interessanti per una misura di questo tipo è opportuno fare previsioni più quantitative sulla vita media. Il metodo più rigoroso sarebbe quello di calcolare le larghezze degli stati colla formula derivata nel modello statistico^(2, 9),

$$\Gamma_{J\pi}(E_x) = \frac{D_{J\pi}(E_x)}{2\pi} \sum_{\nu} \sum_{i_{\nu}}^{\infty} \int_0^{\epsilon_{\nu}^{\max}} d\epsilon_{\nu} T_1(\epsilon_{\nu}) \times \quad (1)$$

$$\times \sum_{|J-1|}^{J+1} s \sum_{|s-i_{\nu}|}^{s+i_{\nu}} j \mathcal{S}_{\nu}(E_{\nu}, j)$$

ove $1/D_{J\pi}(E_x) \equiv \mathcal{S}_c(E_x, J)$ è la densità dei livelli del nucleo composto con dato J (e arbitraria parità) all'energia di eccitazione E_x , ν indica le diverse particelle di decadimento del nucleo composto (i_{ν} è il loro spin), j è il momento angolare del livello popolato nel nucleo residuo (all'energia di eccitazione E_{ν}), $\mathcal{S}_{\nu}(E, j)$ è la corrispondente densità dei livelli, ϵ_{ν} è l'energia cinetica della particella ν nel sistema del centro di massa [$\epsilon_{\nu} + E_{\nu} + B_{\nu} = E_x$, ove B_{ν} è l'energia di legame della particella ν nel nucleo composto], T_1 sono i coefficienti di trasmissione per le particelle emesse.

Il calcolo diretto della (1) richiede la conoscenza dei valori sperimentali di questi coefficienti di trasmissione (vedi per es. bibl. (10)) per tutte le energie e tutti i nuclei interessati e la scelta dei valori dei parametri che entrano nelle formule adottate per le densità dei livelli.

Un calcolo così complicato è al di fuori dello scopo di questo lavoro, che mira essenzialmente ad isolare i nuclei più convenienti dal punto di vista dell'esecuzione delle misure di vita media. Ci siamo quindi limitati a un calcolo più approssimato basato sulle più semplici formule che, a partire dalla (1), sono state ricavate, con ragionevoli ipotesi semplificatrici, da Eberhard et al. ⁽¹¹⁾.

$$\Gamma_J(E_x) = \sum_{\nu} \Gamma_{0\nu}(E_x) \exp \left\{ -J(J+1) \left(\frac{1}{2\mathcal{S}_{\nu}^2(1+W_{\nu})} - \frac{1}{2\mathcal{S}_c^2} \right) \right\} \quad (2)$$

$$\Gamma_{0\nu}(E_x) = (2i_{\nu}+1) \frac{m_{\nu} R_{\nu}^2 \theta_{\nu}^2}{\pi h^2 (1+\beta_{\nu})} \frac{\mathcal{S}_c^2}{\mathcal{S}_{\nu}^2} \frac{\mathcal{S}_{\nu}(E_x - B_{\nu} - C_{\nu})}{\mathcal{S}_c(E_x)} \quad (3)$$

4.

ove:

$$S(E) = \frac{1}{12 \sqrt{2} \sigma^2} a^{-1/4} U^{-5/4} \exp(2 \sqrt{aU}) \quad (4)$$

a: parametro della densità dei livelli, (legato alla densità dei livelli di singola particella alla superficie di Fermi).

$$U = E - \Delta; \quad \Delta: \text{pairing energy}^{(x)} \quad (5)$$

$$\sigma^2 = \text{parametro di distribuzione degli spin} = 0.00096 r_0^2 A^{5/3} T \quad (6)$$

$$T: \text{temperatura termodinamica} = \left(\frac{U}{a}\right)^{1/2} \quad (7)$$

$$\theta: \text{temperatura nucleare} \quad \theta = T / \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{aU_0}}\right) \quad (8)$$

$$U_{0\nu} = E_{0\nu} - \Delta \equiv E_x - B_\nu - C_\nu - \Delta \quad (9)$$

$$C_\nu: \text{barriera coulombiana} \quad C_\nu = \frac{Z_\nu Z_N e^2}{R}$$

$$R_\nu: \text{raggio d'interazione} \quad R_\nu = r_\nu (A^{1/3} + A_N^{1/3}) \quad (10)$$

A_ν, A_N : numeri di massa della particella emessa e del nucleo residuo.

r_ν : parametro di distribuzione di carica e massa nel nucleo residuo.

$$W = 2\beta / (3 + \beta_\nu) \quad (11)$$

$$\beta_\nu = \frac{5}{2} \alpha_\nu \frac{(1 + \alpha_\nu^{1/3})^2}{1 + \alpha_\nu} \frac{\theta_\nu}{T_\nu} \left(\frac{r_\nu}{r_0}\right)^2 \quad (12)$$

$$\alpha_\nu = \frac{A_\nu}{A_N}$$

$$m_\nu: \text{massa ridotta} (\sim 1 \text{ a. m. u. per emissione di nucleoni da nuclei medio-pesanti}) \quad (13)$$

$$r_0 = 1.2 \text{ fm}$$

(x) - tabulata, per tutti i nuclei, da Gilbert e Cameron⁽¹²⁾.

Poichè, nei casi in esame, il decadimento per emissione di neutroni può essere considerato dominante, si può con buona approssimazione assumere nella (2):

$$\sum_{\nu} \Gamma_{0\nu} \approx \Gamma_{on} \quad (2')$$

e per le (3) e (4)

$$\Gamma_{on} \text{ (eV)} = 1.52 \times 10^4 \frac{m_n R_n^2 \theta_n^2}{(1+\beta_n)} \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_n}\right)^{3/2} \left(\frac{a_c}{a_n}\right)^{1/4} \left(\frac{U_c}{U_{on}}\right)^{5/4} \times \exp \left\{ 2 \left(\sqrt{a_n U_{on}} - \sqrt{a_c U_c} \right) \right\} \quad (14)$$

ove R è espresso in fm, U in MeV, a in MeV^{-1} , m_n in a. m. u. e i vari simboli sono definiti dalle relazioni 4÷13.

Un'espressione semplificata di Γ_{on} può essere ottenuta tenendo conto del piccolo valore di α_n (nei nuclei medio-pesanti)

$$\Gamma_{on} \approx 1.52 \times 10^4 R_n^2 \theta_n^2 \left(\frac{a_n}{a_c}\right)^{3/4} \left(\frac{U_c}{U_{on}}\right)^2 \times \exp \left\{ 2 \left(\sqrt{a_n U_{on}} - \sqrt{a_c U_c} \right) \right\} \quad (14')$$

Il calcolo di Γ dipende in modo essenziale dalla scelta del valore del parametro a che compare nella formula (4) per la densità dei livelli, per il nucleo composto e il nucleo residuo. Per a abbiamo assunto i valori calcolati sulla base della seguente formula semiempirica proposta da Cameron⁽¹²⁾ (per i nuclei non deformi)

$$a = (0.00917 S + 0.142) A \quad (15)$$

ove $S = S(N) + S(Z)$ è una correzione dovuta ad effetti di shell che si può calcolare a partire dai valori tabulati di $S(N)$ e $S(Z)$.

r_n dovrebbe essere effettivamente considerato un parametro variabile da nucleo a nucleo. Poichè la Γ_{on} , a differenza delle larghezze parziali per l'emissione di particelle cariche, non dipende molto da r_n , abbiamo assunto

6.

$$r_n = 1.5 \text{ fm}$$

L'energia di eccitazione E_x , è stata calcolata tramite l'espressione

$$E_x = E_p + \frac{A}{A+1} B_p \quad (16)$$

ove E_p è l'energia dei protoni incidenti, A è il numero di massa del nucleo targhetta e B_p è l'energia di legame del protone nel nucleo composto^(x).

Nella Tabella I sono riportati i valori ottenuti, a partire dalla (14)^(o) e dalla (2), per le larghezze Γ degli stati di nucleo composto, di più basso momento angolare (0 per A dispari, 1/2 per A pari), eccitati in reazioni indotte da protoni di energia E_p su nuclei di $A \geq 63$. Questi valori rappresentano un limite superiore (cfr. la 2), alla larghezza media degli stati di nucleo composto eccitati con protoni di energia E_p , in quanto, per lo "spread" energetico del fascio e l'addensamento degli stati, vengono in generale eccitati stati con diversi momenti angolari. Essi possono comunque essere considerati, nell'ambito delle approssimazioni fatte nel derivare le (2), (3), (2'), (14), indicativi del valore medio di Γ . (In effetti la (2') fornisce, per es. per il nucleo composto ^{76}Se $\Gamma(J=6)/\Gamma(J=0)=0.63$ e per il nucleo composto ^{108}Cd $\Gamma(J=6)/\Gamma(J=0)=0.74$ (per $E_p=10$ MeV)).

Abbiamo considerato le energie $E_p=10, 12$ MeV (disponibili presso un Tandem) per avere la possibilità di eccitare stati con E_x sufficientemente elevata⁽⁺⁾ da permettere l'applicazione delle formule adottate e quindi un confronto dei risultati sperimentali con le previsioni della teoria statistica.

Le reazioni che possono essere usate per la misura di vita media con l'effetto "blocking" sono evidentemente quelle accompagnate da produzione di particelle cariche (protone, alfa etc...). Non abbiamo perciò preso in considerazione^(x) gli elementi pesanti (Au, Pt, Ta, W etc.) poichè in questi casi la barriera coulombiana è molto elevata e, inoltre, il meccanismo di reazione è predominante diretto nelle $(p, \alpha)^{(13)}$ e dominato dall'eccitazione coulombiana nelle $(p, p')^{(14)}$.

(x) - I valori delle energie di legame sono stati presi dalle tabelle di J. H. E. Mattauch et al., Nuclear Phys. 67, 1 (1965).

(o) - L'uso della (14') fornisce valori di Γ che differiscono da quelli riportati al massimo del 15%.

(+) - In alcuni casi, contrassegnati con (x), la valutazione di Γ è comunque inattendibile, stante la bassa energia di eccitazione degli stati di nucleo composto formati.

(x) - Oltre gli elementi del gruppo delle terre rare.

I lavori esistenti sulle reazioni (p, α) su nuclei medio-pesanti^(15, 16) indicano che, alle energie considerate in questo lavoro, il meccanismo dominante è quello di formazione di nucleo composto mentre il contributo diretto risulta inferiore al 20% e concentrato in "avanti" ($\theta < 60^\circ$). D'altra parte gli effetti di blocking sulle particelle α sono notevoli. Si pensa quindi di utilizzare tali reazioni per le misure di vita media, osservando le α emesse a $\sim 90^\circ$ rispetto al fascio per minimizzare gli effetti spuri dovuti al contributo diretto. Si prevede comunque di studiare contemporaneamente le (p, p') .

L'esame della Tabella I mostra che le vite medie più lunghe e quindi più facilmente misurabili con la tecnica dell'effetto "blocking" si hanno per gli stati di nucleo composto formati nelle reazioni indotte da protoni su ^{69}Ga , ^{75}As , ^{79}Br , ^{103}Rh , ^{107}Ag , ^{109}Ag , ^{113}In , ^{115}In , ^{121}Sb , ^{127}I , ^{133}Cs e alcuni isotopi del $\text{Pd}^{(x)}$, $\text{Cd}^{(x)}$, $\text{Sn}^{(x)}$.

La scelta dei casi di studiare sperimentalmente dipende, oltre che dal valore presunto della vita media, dalla possibilità di costruire monocristalli dell'elemento in questione (preferibilmente isotopicamente puri) e dall'entità della sezione d'urto della reazione.

Da questo punto di vista l'Ag è particolarmente adatto ed è stato scelto come primo caso da studiare^(o), per diverse energie di protoni. Il risultato della misura diretta di vita media degli stati eccitati nella reazione $p + ^{107}\text{Ag}$ potrà anche essere confrontato con quello ottenuto indirettamente da Fessenden et al. ⁽¹⁷⁾ con lo studio dell'attenuazione delle fluttuazioni di Ericson.

(x) - per $E_p = 12$ MeV.

(o) - La descrizione del dispositivo sperimentale che si intende usare nell'esperimento (che verrà eseguito presso il Tandem dell'A. E. R. E. di Harwell) sarà presentato in un altro rapporto.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - Vedi per es. T. Ericson, Proc. Padua Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reactions Mechanisms (Clementel-Villi Ed., New York, 1963), pag. 343.
- (2) - T. Ericson, Ann. Phys. 23, 390 (1963).
- (3) - T. Ericson and T. Mayer Kuckuk, Ann. Rev. Nucl. Sci. 17, 183 (1967).
- (4) - R. M. Eisberg et al., Nuclear Phys. 18, 338 (1960).
- (5) - A. F. Tulinov, Phys. Letters 18, 304 (1965).
- (6) - I. Massa, Rapporto INF^N/BE-69/9 (1969).
- (7) - I. Massa, Lett. Nuovo Cimento, in corso di pubblicazione.
- (8) - P. Fessenden et al., Phys. Rev. Letters 15, 796 (1965).
- (9) - T. Ericson, Adv. Phys. 9, 425 (1960).
- (10) - G. M. Braga-Marcazzan and L. Milazzo-Colli, Energia Nucleare 15, 196 (1968).
- (11) - K. A. Eberhard et al., Nuclear Phys. A 125, 673 (1969).
- (12) - A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. 43, 1446 (1965).
- (13) - C. B. Fulmer and B. L. Cohen, Phys. Rev. 112, 1672 (1958).
- (14) - A. V. Cohen and J. A. Cookson, Nuclear Phys. 23, 32 (1961).
- (15) - C. B. Fulmer and C. D. Goodman, Phys. Rev. 117, 1339 (1960).
- (16) - R. Sherr and F. P. Brady, Phys. Rev. 124, 1928 (1961).
- (17) - P. Fessenden et al., comunicazione privata.

TABELLA I

Nucleo targhetta	Percent. isotopica	Nucleo composto	Ep (MeV)	Ex (MeV)	Γ (eV)
^{63}Cu	69.1	^{64}Zn	10	17.58	311
			12	19.58	610
^{65}Cu	30.9	^{66}Zn	10	18.77	771
			12	20.77	1408
^{64}Zn	48.89	^{65}Ga	10	13.89	64 (x)
			12	15.89	174 (x)
^{66}Zn	27.81	^{67}Ga	10	15.19	144 (x)
			12	17.19	338
^{67}Zn	4.11	^{68}Ga	10	16.40	343
			12	18.40	646
^{68}Zn	18.56	^{69}Ga	10	16.52	470
			12	18.52	907
^{70}Zn	0.62	^{71}Ga	10	17.76	1629
			12	19.76	2723
^{69}Ga	60.2	^{70}Ge	10	18.40	116
			12	20.40	253
^{71}Ga	39.5	^{72}Ge	10	19.60	346
			12	21.60	650
^{70}Ge	20.55	^{71}As	10	14.56	18 (x)
			12	16.56	59 (x)
^{72}Ge	27.37	^{73}As	10	15.55	81 (x)
			12	17.55	200
^{73}Ge	7.67	^{74}As	10	16.76	249
			12	18.76	493
^{74}Ge	36.74	^{75}As	10	16.81	398
			12	18.81	811
^{76}Ge	7.67	^{77}As	10	17.89	793
			12	19.89	1446
^{75}As	100	^{76}Se	10	19.39	211
			12	21.39	436
^{74}Se	0.87	^{75}Br	10	14.46	4 (x)
			12	16.46	18 (x)
^{76}Se	9.02	^{77}Br	10	15.20	151 (x)
			12	17.20	352
^{77}Se	7.58	^{78}Br	10	16.06	59 (x)
			12	18.06	137
^{78}Se	23.52	^{79}Br	10	16.26	107 (x)
			12	18.26	257
^{80}Se	49.82	^{81}Br	10	17.41	583
			12	19.41	1186
^{82}Se	9.19	^{83}Br	10	18.62	3104
			12	20.62	5544
^{79}Br	50.56	^{80}Br	10	18.99	72
			12	20.99	112

^{81}Br	49.44	^{82}Kr	10	19.78	321
			12	21.78	658
^{80}Kr	2.27	^{81}Rb	10	14.77	33 (x)
			12	16.77	100
^{82}Kr	11.56	^{83}Rb	10	16.05	70 (x)
			12	18.05	192
^{83}Kr	11.55	^{84}Rb	10	16.97	204
			12	18.97	453
^{84}Kr	56.90	^{85}Rb	10	16.93	472
			12	18.93	1056
^{86}Kr	17.37	^{87}Rb	10	18.52	4618
			12	20.52	8799
^{85}Rb	72.15	^{86}Sr	10	19.52	269
			12	21.52	605
^{87}Rb	27.85	^{88}Sr	10	20.47	2050
			12	22.47	4125
^{84}Sr	0.56	^{85}Y	10	14.39	12 (x)
			12	16.39	47 (x)
^{86}Sr	9.86	^{87}Y	10	15.87	38 (x)
			12	17.87	124
^{87}Sr	7.02	^{88}Y	10	16.62	245
			12	18.62	605
^{88}S	82.56	^{89}Y	10	16.99	511
			12	18.99	1290
^{89}Y	100	^{90}Zr	10	18.29	267
			12	20.29	721
^{90}Zr	51.46	^{91}Nb	10	15.21	51 (x)
			12	17.21	194
^{91}Zr	11.23	^{92}Nb	10	15.76	756
			12	17.76	1363
^{92}Zr	17.11	^{93}Nb	10	15.97	816
			12	17.97	1454
^{94}Zr	17.40	^{95}Nb	10	16.73	860
			12	18.73	1425
^{96}Zr	2.80	^{97}Nb	10	17.39	1384
			12	19.39	2218
^{93}Nb	100	^{94}Mo	10	18.40	572
			12	20.40	1016
^{92}Mo	15.86	^{93}Tc	10	14.04	8 (x)
			12	16.04	47 (x)
^{94}Mo	9.12	^{95}Tc	10	14.88	199 (x)
			12	16.88	435
^{95}Mo	15.7	^{96}Tc	10	15.38	403 (x)
			12	17.38	737
^{96}Mo	16.5	^{97}Tc	10	15.67	263 (x)
			12	17.67	510
^{97}Mo	9.45	^{98}Tc	10	16.21	292 (x)
			12	18.21	524

^{98}Mo	23.75	^{99}Tc	10	16.44	483
			12	18.44	877
^{100}Mo	9.62	^{101}Tc	10	17.35	3326
			12	19.35	6469
^{98}Ru	1.91	^{99}Rh	10	14.54	144 (x)
			12	16.54	317 (x)
^{99}Ru	12.70	^{100}Rh	10	15.20	82 (x)
			12	17.20	174
^{100}Ru	12.69	^{101}Rh	10	15.41	95 (x)
			12	17.41	214
^{101}Ru	17.01	^{102}Rh	10	16.05	136 (x)
			12	18.05	268
^{102}Ru	31.52	^{103}Rh	10	16.19	108 (x)
			12	18.19	221
^{104}Ru	18.67	^{105}Rh	10	17.00	172
			12	19.00	325
^{103}Rh	100	^{104}Pd	10	18.60	78
			12	20.60	157
^{102}Pd	0.96	^{103}Ag	10	14.19	33 (x)
			12	16.19	93 (x)
^{104}Pd	10.97	^{105}Ag	10	14.96	27 (x)
			12	16.96	69
^{105}Pd	22.23	^{106}Ag	10	15.75	76 (x)
			12	17.75	160
^{106}Pd	27.33	^{107}Ag	10	15.73	58 (x)
			12	17.73	130
^{108}Pd	26.7	^{109}Ag	10	16.42	106 (x)
			12	18.42	224
^{110}Pd	11.81	^{111}Ag	10	17.08	176
			12	19.08	347
^{107}Ag	51.35	^{108}Cd	10	18.06	35
			12	20.06	78
^{109}Ag	84.65	^{109}Cd	10	18.83	75
			12	20.83	157
^{106}Cd	1.22	^{107}In	10	13.62	4 (x)
			12	15.62	15 (x)
^{108}Cd	0.88	^{109}In	10	14.54	10 (x)
			12	16.54	29 (x)
^{110}Cd	12.39	^{111}In	10	15.05	28 (x)
			12	17.05	76
^{111}Cd	12.75	^{112}In	10	15.97	34 (x)
			12	17.97	79
^{112}Cd	24.07	^{113}In	10	16.00	60 (x)
			12	18.00	139
^{113}Cd	12.26	^{114}In	10	16.77	101
			12	18.77	205
^{114}Cd	28.86	^{115}In	10	16.75	148
			12	18.75	307

12.

^{116}Cd	7.58	^{117}In	10	17.44	298
			12	19.44	592
^{115}In	95.77	^{116}Sn	10	19.19	153
			12	21.19	303
^{113}In	4.23	^{114}Sn	10	18.44	41
			12	20.44	94
^{114}Sn	0.65	^{115}Sb	10	13.69	1 (x)
			12	15.69	6 (x)
^{115}Sn	0.34	^{116}Sb	10	14.19	9 (x)
			12	16.19	26 (x)
^{116}Sn	14.24	^{117}Sb	10	14.30	14 (x)
			12	16.30	45
^{117}Sn	7.57	^{118}Sb	10	14.80	24 (x)
			12	16.80	63
^{118}Sn	24.01	^{119}Sb	10	15.08	28 (x)
			12	17.08	80
^{119}Sn	8.58	^{120}Sb	10	15.60	132 (x)
			12	17.60	299
^{120}Sn	32.97	^{121}Sb	10	15.73	100 (x)
			12	17.73	244
^{122}Sn	4.71	^{123}Sb	10	16.52	606
			12	18.52	1346
^{124}Sn	5.98	^{125}Sb	10	17.27	1020
			12	19.27	2003
^{121}Sb	57.25	^{122}Te	10	17.82	36
			12	19.82	92
^{123}Sb	42.75	^{124}Te	10	18.50	342
			12	20.50	764
^{120}Te	0.09	^{121}I	10	13.79	2 (x)
			12	15.79	9 (x)
^{122}Te	2.46	^{123}I	10	14.77	11 (x)
			12	16.77	36
^{123}Te	0.87	^{124}I	10	15.41	24 (x)
			12	17.41	64
^{124}Te	4.61	^{125}I	10	15.63	63 (x)
			12	17.63	181
^{125}Te	6.99	^{126}I	10	16.11	123 (x)
			12	18.11	288
^{126}Te	18.71	^{127}I	10	16.17	163 (x)
			12	18.17	388
^{128}Te	31.79	^{129}I	10	16.76	560
			12	18.76	1190
^{130}Te	34.49	^{131}I	10	17.34	2754
			12	19.34	5482
^{127}I	100	^{128}Xe	10	18.09	80
			12	20.09	193
^{133}Cs	100	^{134}Ba	10	17.92	185
			12	19.92	469

^{134}Ba	2.42	^{135}La	10	15.13	24 (x)
			12	17.13	81
^{135}Ba	6.59	^{136}La	10	15.54	111 (x)
			12	17.54	298
^{136}Ba	7.81	^{137}La	10	15.63	143 (x)
			12	17.63	396
^{137}Ba	11.32	^{138}La	10	15.93	916 (x)
			12	17.93	2014
^{138}Ba	71.66	^{139}La	10	16.18	1164
			12	18.18	2606