

KFK-185

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1963

KFK 185

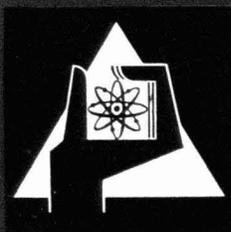
Institut für Experimentelle Kernphysik

Die Emission von Protonen aus leichten
neutronenarmen Atomkernen (Protonenzerfall;
doppelter Protonenzerfall; β^+ -Zerfall
mit nachfolgender Protonenemission)

Joachim Jänecke

Gesellschaft für Kernforschung
Zentralbücherei

14. März 1964



KERNREAKTOR

BAU- UND BETRIEBS-GESellschaft M. B. H.

KARLSRUHE

Inhaltsangabe

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	3
2. Protonenzerfall	4
3. Doppelter Protonenzerfall	9
4. β^+ -Zerfall mit nachfolgender Protonen- emission	13
5. Die Massen und Zerfallsschemata der leichten neutronenarmen Atomkerne	14
6. Diskussion der Zerfallseigenschaften der leichten neutronenarmen Atomkerne	18
7. Reaktionen zur Erzeugung leichter neu- tronenarmer Atomkerne	35
Literaturverzeichnis	41
Figuren	42

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.
Zentrale Bucherei

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Prozesse diskutiert, die zur Emission von Protonen aus leichten neutronenarmen Atomkernen führen. Diese Prozesse sind Protonenzerfall, doppelter Protonenzerfall und β^+ -Zerfall mit nachfolgender Protonenemission.

Die Massen einer Reihe von leichten Kernen mit $Z \leq 14$ wurden berechnet. Die mit Hilfe dieser Werte festgelegte Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall weicht geringfügig von der von Goldansky angegebenen Grenze ab. Protonenzerfall hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem α -Teilchenzerfall bei schweren Kernen. Wegen des kleineren Coulombwalles sind die Halbwertzeiten jedoch um viele Größenordnungen kleiner. Beim Protonenzerfall spielt die Struktur des Anfangs- und Endkernes im Zusammenhang mit dem Zentrifugalwall für das emittierte Proton eine sehr wesentliche Rolle. Beispielsweise muß beim Zerfall $\text{Sc}^{39} \rightarrow \text{Ca}^{38} + p$ ein $1 f 7/2$ -Proton mit $l = 3$ ausgesandt werden, wodurch sich die Halbwertzeit etwa um einen Faktor 10^3 verlängert. Mit $E_p = 0.7 \pm 0.5$ MeV erhält man angenähert $T_{1/2} \approx 10^{-14} \text{ sec}$. Sc^{39} ist damit möglicherweise der leichteste protoneninstabile Kern mit einer meßbaren Halbwertzeit.

Doppelter Protonenzerfall von Kernen mit geradem Z wurde von Goldansky vorausgesagt, offenbar aber noch nicht experimentell nachgewiesen. Goldansky hat Be^6 , Ne^{16} , Mg^{17} oder 18 , Si^{21} oder 22 als leichteste Kandidaten angegeben, während in dieser Arbeit zunächst Be^5 , Be^6 , O^{12} , Ne^{16} , Mg^{19} und Si^{23} als Kandidaten ermittelt wurden. Die Kerne O^{12} , Ne^{16} und Mg^{19} sind die wahrscheinlichsten Kandidaten. In O^{12} findet doppelter Protonenzerfall statt oder β^+ -Zerfall, vermutlich mit verzögerter Protonenemission. In Ne^{16} findet doppelter Protonenzerfall statt oder zwei aufeinanderfolgende Protonenzerfälle. In Mg^{19} findet doppelter Protonenzerfall statt oder β^+ -Zerfall mit verzögerter Protonenemission. Die Halbwertzeiten sind außerordentlich stark energieabhängig. Die Halbwertzeit von O^{12} ist vielleicht meßbar.

Goldansky hat ausgeführt, daß die Durchlässigkeit eines Di-Protons durch den Coulombwall dem Produkt der Durchlässigkeiten zweier einzelner Protonen mit der halben Energie gleich ist. Das Di-Proton sollte demnach bereits während des Durchdringens durch den Coulombwall in seine Komponenten aufbrechen können. Diese Aussage ist jedoch nur richtig bei der Emission eines Di-Protons mit der Konfiguration $[(\pi s_{1/2})^2]_{0+}$. In allen anderen Fällen, z.B. beim Zerfall von Ne^{16} , wo ein Di-Proton mit der Konfiguration $[(\pi 1 d_{5/2})^2]_{0+}$ emittiert wird, würde sich beim vorzeitigen

Aufbrechen sofort der Zentrifugalwall für die einzelnen Protonen bemerkbar machen. Dies führt dann zu um 3 bis 5 Größenordnungen geringeren Durchlässigkeiten. Die Existenz des Zentrifugalwalls beeinflußt auch die Energieverteilung und Winkelkorrelation der emittierten Protonen.

Verzögerte Emission von Protonen erwartet man bevorzugt beim β^+ -Zerfall von protonenreichen Kernen mit geradem Z . Dies bestätigt sich, wenn man mit Hilfe der berechneten Massen die Zerfallseigenschaften der protonenreichen Kerne innerhalb der Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenemission diskutiert. Ein hoher Prozentsatz verzögerter Protonen ist zu erwarten im Anschluß an einen β^+ -Zerfall der Kerne C^9 , Ne^{17} , (Mg^{19}) und Mg^{20} . Der Anteil verzögerter Protonen pro Zerfall ist unbestimmt und hängt von den Verzweigungsverhältnissen im vorangehenden β^+ -Zerfall ab bei den Kernen (O^{12}) , O^{13} , Mg^{21} , Si^{24} und Si^{25} . Bei allen anderen Kernen mit $Z \leq 14$ werden keine oder praktisch keine verzögerten Protonen emittiert. Verzögerte Emission von α -Teilchen ist in einzelnen Fällen jedoch möglich. Findet bei O^{12} und/oder Mg^{19} doppelter Protonenzerfall statt, so wird der β^+ -Zerfall natürlich unterdrückt. Die Halbwertszeit für die Emission verzögerter Protonen wird durch den vorangehenden β -Zerfalls bestimmt. Die Untersuchung des Spektrums der verzögerten Protonen und von β^+p -Koinzidenzen gestattet Aussagen, die denen in der β - und γ -Spektroskopie ähnlich sind und diese ergänzen.

Ein Kern von besonderem Interesse ist H^4 . Es besteht eine Alternative für einen Zerfall in $t + n$ oder für einen β -Zerfall. Experimente zum Nachweis des β -Zerfalls verliefen negativ. Von den Experimentatoren und bei einer theoretischen Diskussion des β -Zerfalls wurde jedoch übersehen, daß der T-verbotene Übergang in den Grundzustand von He^4 mit $E_\beta \approx 20$ MeV von einer übererlaubten Komponente mit $E_{\beta_1} \approx 0.5$ MeV und nachfolgender Protonenemission gemäß $He^{4*} \rightarrow t + p$ begleitet sein muß. Es ist möglich, daß die Komponente mit $E_\beta \approx 20$ MeV nur als schwache Beimischung auftritt und damit die negativen Ergebnisse bei der Suche nach einem β -Zerfall von H^4 erklärt.

1. Einleitung

Goldansky ¹⁾ berechnete die Massen einer Anzahl neutronenarmer leichter Kerne mit $Z \leq 40$. Es war ihm dadurch möglich die Existenz und gewisse Eigenschaften von fast neunzig neuen β -instabilen Isotopen vorauszusagen. Auch gab er eine Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall an. Eine angenäherte Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall wurde auch von Karnaukhov und Tarantin ²⁾ berechnet. Goldansky ^{1,3)} zeigte außerdem, daß es Kerne mit einer geraden Anzahl von Protonen nahe der Stabilitätsgrenze geben muß, die nur durch die gleichzeitige Aussendung zweier Protonen zerfallen können, während zwei aufeinanderfolgende Protonenzerfälle energetisch nicht möglich sind. Der Effekt wird doppelter Protonenzerfall oder auch Zwei-Protonen Zerfall oder Zwei-Protonen Radioaktivität genannt. Er wurde experimentell offenbar noch nicht nachgewiesen (siehe Zitat 4). Die Kerne innerhalb der Stabilitätsgrenze wandeln sich durch β^+ -Zerfall um. Findet der β^+ -Übergang in einem hinreichend angeregten Zustand des Endkerns statt, so wird die nachfolgende Emission eines Protons möglich. Verzögerte Protonenemission wurde bereits experimentell nachgewiesen ^{5,6,7,8)}.

Der Zweck dieser Arbeit war es, die Eigenschaften der verschiedenen Zerfallsprozesse zu diskutieren sowie Voraussagen über die Massen der leichtesten neutronenarmen Kerne zu gewinnen. Damit sollten die Grundlagen für Experimente zum Nachweis von Protonen aus den verschiedenen Zerfallsprozessen geschaffen werden. Besondere Beachtung wurde der Frage gewidmet, welche Kerne als Kandidaten für einen doppelten Protonenzerfall in Frage kommen. Die Untersuchung wurde im wesentlichen auf Kerne

mit $Z \leq 14$ beschränkt. In diesem Bereich kann die Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall über α -Teilchen induzierte Reaktionen am Karlsruher Isochronzyklotron erreicht werden.

2. Protonenzerfall

Ist die Bindungsenergie für das letzte Proton eines Kernes B negativ, so kann Protonenemission stattfinden gemäß $B \rightarrow C+p$. Entsprechend können auch angeregte Zustände des Kernes B zerfallen: $B^* \rightarrow C+p$. Von einem Protonenzerfall im engeren Sinne spricht man, wenn der Zerfall von B oder B^* weitgehend unabhängig von seiner Erzeugung ist. Der Zustand $B^{(*)}$ kann über schwache Wechselwirkung oder über starke Wechselwirkung, d.h. über eine Kernreaktion, gebildet werden.

Wird $B^{(*)}$ über schwache Wechselwirkung gebildet gemäß $A(\beta)B^{(*)}(p)C$, so handelt es sich um einen echten Protonenzerfall. Man spricht in diesem Falle aber von verzögerter Protonenemission (siehe Kapitel 4).

Bei der Erzeugung von $B^{(*)}$ über starke Wechselwirkung hat man die Reaktion $A(a,b)B^{(*)}(p)C$ zu betrachten. Sind der Erzeugungsprozess $A + a \rightarrow B^{(*)} + b$ und der Zerfallsprozess $B^{(*)} \rightarrow C + p$ unabhängig voneinander ($T_{1/2} \gg 10^{-21}$ sec), so hat man einen echten Zerfall. Mit kleiner werdender Halbwertszeit wird eine Trennung immer schwieriger, und man muß schreiben $A + a \rightarrow B^{(*)} + b \rightarrow C + p + b$. Der Übergang $A + a \rightarrow C + p + b$ über einen direkten Prozess (z.B. (d,p)-stripping; $a = d, b = 0$) hat natürlich nichts mit einem Protonenzerfall zu tun. Setzt man in der Beziehung $A(a,b)B^{(*)}(p)C$ das Teilchen $b = 0$, so liegt eine compound-

Kern Reaktion vor. Setzt man $a = 0$, so handelt es sich um die Erzeugung von $B^{(*)}$ durch einen vorausgehenden Zerfall, beispielsweise einen α -Teilchenzerfall.

Der Protonenzerfall von leichten Atomkernen ²⁾ hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem α -Teilchenzerfall schwerer Atomkerne. Protonen mit im wesentlichen einheitlicher Energie werden mit einer charakteristischen Halbwertszeit emittiert. Gegenüber dem α -Teilchenzerfall bestehen jedoch Unterschiede:

- (1) Der Coulombwall leichter Kerne für ein emittiertes Teilchen der Ladung $Z = 1$ ist weit geringer als für schwere Kerne und für ein emittiertes Teilchen mit $Z = 2$. Deshalb sind die Halbwertszeiten für Protonenzerfall um viele Größenordnungen geringer als für α -Teilchenzerfall, und in den meisten Fällen sind die Halbwertszeiten einer direkten Messung nicht zugänglich. Dies hat außerdem zur Folge, daß die Grundzustände Niveaubreiten von über 1 MeV aufweisen können.
- (2) Beim Protonenzerfall leichter Kerne spielt der Drehimpuls des emittierten Teilchens eine weitaus wichtigere Rolle als beim α -Teilchenzerfall, da der Zentrifugalwall wegen der kleineren Masse des Protons und dem kleineren Radius des zerfallenden Kerns sowohl absolut, als auch im Verhältnis zum Coulombwall relativ weit größer ist. Die Halbwertszeiten werden deshalb durch den Drehimpuls des emittierten Protons ganz erheblich vergrößert, wie im Folgenden gezeigt wird.
- (3) Beim α -Teilchenzerfall findet der Übergang zwischen Kernen mit gleichem Charakter statt, d.h. ein gerader Kern wandelt sich wieder in einen geraden Kern um, ein

ungerader in einen ungeraden usw. Beim Protonenzerfall dagegen ist dies nicht der Fall, und die Struktur der betreffenden Anfangs- und Endkerne wirkt sich weit stärker aus. Für die Emission von $s_{1/2}^-$, $p_{3/2}$ oder $1/2^-$, $d_{5/2}$ oder $3/2^-$, $f_{7/2}$ oder $5/2^-$ -Protonen sind Drehimpulse von $l = 0, 1, 2, 3$ maßgebend, die die Halbwertszeit entsprechend beeinflussen.

Eine angenäherte Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall wurde von Karnaukhov und Tarantin ²⁾ unter Benutzung der Bethe-Weizsäckerschen Massenformel berechnet. Mit wachsendem Z entfernt sich diese Grenze immer mehr von den stabilen Kernen. Außerdem setzt Protoneninstabilität für Kerne mit ungeradem Z bei einem geringeren Protonenüberschuß ein als für Kerne mit geradem Z . Genauere Angaben über die Stabilitätsgrenze für $Z \leq 40$ wurden von Goldansky ¹⁾ gemacht. Zur Berechnung der Massen benutzte er eine Beziehung zwischen der Protonen- und Neutronen-Bindungsenergie von Spiegelkernen höherer Ordnung. Dieses Verfahren ist sehr ähnlich der im Abschnitt 5 besprochenen Methode I.

Die in dieser Arbeit betrachteten leichten protoneninstabilen Kerne sind zum Teil sehr leicht herzustellen. So genügt die Reaktion $O^{16}(p,n)F^{16}$ zur Erzeugung von F^{16} . Die Halbwertszeiten sind jedoch sehr klein. Sie sind bei Li^5 , B^9 und F^{16} von der Größenordnung 10^{-20} sec (siehe Tabelle 2), und damit einer direkten Messung nicht zugänglich. Trotzdem sollen die Halbwertszeiten aus zwei Gründen etwas näher untersucht werden:

- (1) Wegen der kurzen Halbwertszeiten können die Grundzustände der betrachteten Kerne erheblich verbreitert sein. So beträgt bei Li^5 die Energiebreite $\Gamma = 1,5$ MeV. Die Energiebreiten einer Reihe von Kernen sind aber von

Bedeutung für die Existenz oder Nichtexistenz eines reinen doppelten Protonenzerfalls der jeweils um ein Proton reicheren Kerne (siehe Abschnitt 6).

- (2) Wie bereits oben erwähnt, hat die Zentrifugalbarriere beim Protonenzerfall einen starken Einfluß auf die Halbwertszeit. Dieser Effekt soll in Kapitel 6 an einem speziellen Beispiel im Zusammenhang mit den Konfigurationen der beteiligten Kerne möglichst quantitativ diskutiert werden.

Für die Zerfallskonstante λ ergibt sich halbklassisch der Ausdruck:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{2R} P_l(E). \quad (1)$$

Hier ist v die Geschwindigkeit des emittierten Teilchens innerhalb des Kerns, R der Kernradius und $P_l(E)$ die Durchlässigkeit von Teilchen mit der Energie E und dem Drehimpuls l durch den Coulomb- und Zentrifugalwall. Für $P_l(E)$ wird in WKB-Näherung folgender Ausdruck angegeben:

$$P(x, y) = \exp \left\{ -2g \left[\frac{1}{2\sqrt{x}} \arccos \frac{2x-1}{\sqrt{1+4xy}} - \sqrt{1+y-x} + \sqrt{y} \ln \frac{1+2y+\sqrt{4y(1+y-x)}}{\sqrt{1+4xy}} \right] \right\} \quad (2)$$

Hier ist $x = E/B_0$ und $y = (B_1 - B_0)/B_0 = l(l+1)/g^2$. Die Größe x gibt somit die Energie des emittierten Teilchens in Einheiten der Coulombbarriere und y die Zentrifugalbarriere in Einheiten der Coulombbarriere an. Schreibt man $R = r_0 (\bar{A}^{1/3} + A^{1/3})$ und ordnet Z und A dem emittierten und \bar{Z} und \bar{A} dem Restkern zu, so erhält man mit $r_0 = 1.26$ fm

und $m_0 = 931 \text{ MeV}$

$$B_0 = \frac{Z\bar{Z}e^2}{R} = \frac{e^2}{r_0} \frac{Z\bar{Z}}{\sqrt[3]{A'} + \sqrt[3]{A}} = 1.14 \frac{Z\bar{Z}}{\sqrt[3]{A'} + \sqrt[3]{A}} \text{ MeV} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} g^2 &= \frac{2Z\bar{Z}e^2MR}{\hbar^2} = \frac{2e^2m_0r_0}{c^2\hbar^2} \frac{Z\bar{Z}A\bar{A}}{A+A} (\sqrt[3]{A'} + \sqrt[3]{A'}) = \\ &= 8.68 \cdot 10^{-2} \frac{Z\bar{Z}A\bar{A}}{A+A} (\sqrt[3]{A'} + \sqrt[3]{A'}) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Gamma &= \hbar \lambda = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar v}{2R} P = \frac{\hbar c}{\sqrt{2}m_0r_0} \sqrt{\frac{Z\bar{Z}}{A(\sqrt[3]{A'} + \sqrt[3]{A})^3}} \sqrt{x + \frac{A \cdot 30'}{B_0}} P = \\ &= 3.88 \sqrt{\frac{Z\bar{Z}}{A(\sqrt[3]{A'} + \sqrt[3]{A})^3}} \sqrt{x + \frac{A \cdot 30'}{B_0}} P(x, y) \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5)$$

$$T_{1/2} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma} = \frac{4.56 \cdot 10^{-22}}{\Gamma} \text{ sec.} \quad (6)$$

Diese Beziehungen können sowohl für den Protonenzerfall, als auch für den im folgenden Kapitel besprochenen doppelten Protonenzerfall und den α -Teilchenzerfall benutzt werden. Es ist bekannt, daß sich die nach ähnlichen Beziehungen berechneten α -Zerfallskonstanten von den experimentellen α -Zerfallskonstanten um Faktoren der Größenordnung 10^3 oder mehr unterscheiden können. Beim α -Zerfall ist von Bedeutung, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein α -Teilchen im Kern oder an der Oberfläche vorgebildet ist. Beim Protonenzerfall leichter Kerne besteht dieses Problem jedoch nicht, und die Gleichungen (2) bis (6) sollten voraussichtlich eine bessere Näherung sein. Dies wird bestä-

tigt bei dem später (siehe Tabelle 2) vorgenommenen Vergleich mit den wenigen bekannten Daten. Bei der Berechnung sind die aus den Schalenmodell-Konfigurationen folgenden Drehimpulse l des emittierten Protons zu berücksichtigen.

Einer systematischen Untersuchung des Protonenzerfalls stehen experimentelle Schwierigkeiten entgegen. Die leichten protoneninstabilen Kerne sind zwar relativ leicht herzustellen, die Halbwertszeiten sind jedoch außerordentlich klein (siehe die Tabellen 2 und 3). Die schwereren protoneninstabilen Kerne dagegen sind im allgemeinen längerlebiger. Ihre Erzeugung ist jedoch schwierig. Zur Erzeugung von Sb^{106} zum Beispiel ²⁾ bedarf es einer $(p,7n)$ -Reaktion mit einer Schwelle um 70 MeV, oder aber man muß Reaktionen mit schweren Ionen benutzen. Trotz der Schwierigkeiten ist eine Untersuchung des Protonenzerfalls wünschenswert, da sich daraus Aussagen über die Schalenstruktur leichter neutronenarmer Kerne, sowie über die Form die Coulombbarriere am Kernrand herleiten lassen. Die theoretische Behandlung ist dann in einer gewissen Analogie zum α -Teilchenzerfall durchzuführen.

3. Doppelter Protonenzerfall

Doppelter Protonenzerfall wurde von Goldansky ^{1,3)} vorausgesagt. Er zeigte, daß die Existenz der Paarungsenergie für Kerne mit geradem Z nahe der erwähnten Stabilitätsgrenze zu Bedingungen führen kann, wo zwei aufeinanderfolgende Protonenzerfälle $A \xrightarrow{p} B \xrightarrow{p} C$ nicht möglich sind, da der Zerfall $A \xrightarrow{p} B$ energetisch nicht möglich ist, ein doppelter Protonenzerfall $A \xrightarrow{2p} C$ jedoch möglich ist^{+) .}

^{+) Die Analogie mit dem doppelten β -Zerfall ist offensichtlich. Beim doppelten β -Zerfall handelt es sich jedoch um Übergänge zwischen Isobaren, beim doppelten Protonenzerfall um Übergänge zwischen Isotonen. Außerdem ist die Masse der emittierten Teilchen und der Zerfall'smechanismus verschieden.}

Bei der Formulierung der Bedingungen für einen reinen doppelten Protonenzerfall (d.h. ohne Beimengungen durch zwei aufeinanderfolgende Protonenzerfälle) kann man entweder die Bindungsenergien oder die Massen bzw. Massenzehüsse der Kerne $Z=2m^A_N$, $Z=2m-1^B_N$ und $Z=2m-2^C_N$ benutzen. Benutzt man die Massenzehüsse $\Delta M=M-A \cdot m_0$, so muß dann unter Berücksichtigung der Energiebreiten Γ_A und Γ_B gelten:

$$\begin{aligned} \Delta M(Z=2m-2^C_N) + 2\Delta M(p) < \Delta M(Z=2m^A_N) < \\ < \Delta M(Z=2m-1^B_N) + \Delta M(p) - \frac{\Gamma_A}{2} - \frac{\Gamma_B}{2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Goldansky ^{1,3)} hat eine Anzahl von Kernen angegeben, wo obige Ungleichungen möglicherweise erfüllt sind. Auch diskutierte er Eigenschaften des doppelten Protonenzerfalls, wie die Halbwertzeit, die Energie- und Winkelkorrelation der emittierten Protonen, und die experimentellen Möglichkeiten zur Erzeugung der fraglichen Kerne.

Zur Berechnung der Halbwertzeit benötigt man die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Emission zweier Protonen. Diese Wahrscheinlichkeit kann man nach zwei Methoden berechnen. Entweder man bestimmt die Durchlässigkeit eines doppelt geladenen Teilchens, eines Di-Protons, mit der Energie E_0 und dem Drehimpuls $L=0$ durch den zugehörigen Coulombwall. Oder aber man berechnet das Produkt der Durchlässigkeiten zweier Protonen der Energien E_1 und E_2 ($E_1+E_2=E_0$) mit Drehimpulsen l durch die zugehörigen Coulomb- und Zentrifugalwälle. Dieses Produkt hat ein Maximum für $E_1=E_2=\frac{E_0}{2}$. Goldansky ¹⁾ zeigte, daß in diesem Fall beide Methoden zum gleichen Ergebnis und damit zur gleichen Halbwertzeit führen. Beim Durchdringen des

Coulombwalles sollte es demnach gleichgültig sein, ob und wann das Di-Proton in seine beiden Komponenten auseinanderbricht. Diese Aussage ist jedoch nur richtig, wenn man den Drehimpuls der emittierten Protonen und den Zentrifugalwall unberücksichtigt läßt. Dies ist nicht gerechtfertigt, und die Berücksichtigung des Zentrifugalwalls führt im Allgemeinen zu einer erheblich verringerten Durchlässigkeit für zwei einzelne aber gleichzeitig emittierte Protonen. In Kapitel 6 wird diese Frage an einer Reihe von speziellen Beispielen quantitativ unter Benutzung der Gleichungen (2) bis (6) untersucht. Es werden dabei Drehimpulse entsprechend den Schalenmodellkonfigurationen der beteiligten Kerne berücksichtigt. Die Ergebnisse bestätigen obige Aussage bezüglich der Durchlässigkeiten. Beim doppelten Protonenzerfall durchdringt somit ein Di-Proton den Coulombwall, und die beiden Protonen trennen sich erst außerhalb des Walles. Eine Ausnahme besteht möglicherweise dann, wenn ein Di-Proton mit der Schalenmodellkonfiguration $[(\pi s 1/2)^2]_0^+$ emittiert wird, z.B. beim Zerfall eines Schwefel-Isotops.

Goldansky ¹⁾ machte Angaben über die Energien der emittierten Protonen sowie über deren Winkelkorrelation. Für E_1 und E_2 wurde von ihm der Ausdruck

$$E_{1,2} = E_0 (1/2 \pm \alpha) \quad (8)$$

mit einer Verteilungsfunktion für α von der Form

$$W(\alpha) = W(0) e^{-\alpha \alpha^2} \quad (9)$$

angegeben. Der Parameter α ist mit den Eigenschaften des Zerfalls verknüpft. Für die Winkelverteilung zwischen den beiden Protonen ergab sich der folgende angenäherte Aus-

druck

$$\phi(Q) \approx 1 / \sqrt{\frac{\epsilon_0}{E_0} + \left(\frac{Q}{2}\right)^2}. \quad (10)$$

Hier ist ϵ_0 die Energie des virtuellen Singulett-Zustandes der Proton-Proton Wechselwirkung. Die Halbwertbreite der Verteilung beträgt dann etwa

$$Q_{1/2} \approx \sqrt{\frac{6 \epsilon_0}{E_0}} \quad (11)$$

Bei der Herleitung der Beziehungen (8) bis (11) wurden jedoch die Drehimpulse der emittierten Protonen nicht berücksichtigt. Es ist daher zu vermuten, daß auch die Energie- und Winkelverteilungen durch den Drehimpuls der Protonen beeinflußt werden.

Die Betrachtungen in diesem Kapitel haben gezeigt, daß die Entdeckung und Untersuchung des doppelten Protonenzerfalles von großem Interesse ist. Es lassen sich zunächst Aussagen gewinnen, die denen beim einfachen Protonenzerfall ähnlich sind. Bereits die Messung der Halbwertzeit erlaubt Aussagen über den Zerfallsmechanismus. Darüberhinaus liefert die Untersuchung der Energie- und Winkelkorrelationen der emittierten Protonenpaare Auskünfte über die Natur ihrer Wechselwirkung innerhalb und außerhalb des Atomkerns. Der experimentelle Nachweis des doppelten Protonenzerfalles ist sehr schwierig. Zunächst muß ein Kern als doppelter Protonenstrahler erkannt werden. Die Halbwertzeiten, vor allem bei den in dieser Arbeit betrachteten leichten Kernen sind sehr kurz und die Energien der ausgesandten Protonen sind voraussichtlich nur angenähert monoenergetisch.

4. β^+ -Zerfall mit nachfolgender Protonenemission

Die einem β^+ -Zerfall nachfolgende Emission von Protonen, ebenso wie die verzögerte Emission von Neutronen oder α -Teilchen, wurde bereits verschiedentlich beobachtet (5,6,7,8) oder diskutiert (1,4). Die Paarungsenergie wirkt sich auf die Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall bei Kernen mit geradem Z und ungeraden Z verschieden aus (siehe Kapitel 2). Daraus folgt, daß verzögerte Protonenemission bevorzugt beim β^+ -Zerfall von neutronenarmen Kernen mit geradem Z zu erwarten ist. Eine solche Emission findet statt, wenn durch den β^+ -Zerfall ein hinreichend angeregtes Niveau des Tochterkerns besetzt wird, von dem aus die Emission eines Protons energetisch möglich ist. In Einzelfällen (ebenfalls nur beim Zerfall von Kernen mit geradem Z) kann dies bereits der Grundzustand sein. Der Prozentsatz verzögerter Protonen pro β -Zerfall kann zwischen 100 % für den eben erwähnten Fall und 0 % variieren. Letzteres ist natürlich der Fall bei Kernen mit einem geringen Protonenüberschuß, wenn die Emission von Protonen energetisch nicht möglich ist. Es tritt aber auch ein, wenn Protonenemission energetisch zwar möglich, die intensitätsstarken β -Zweige bevorzugt oder ausschließlich in solche Zustände des Tochterkernes (z.B. in den Grundzustand) übergeben, von denen aus ein anschließender Protonenzerfall nicht möglich ist. Die Halbwertszeit für die Emission verzögerter Protonen ist stets die des vorausgegangenen β^+ -Zerfalles und variiert für die betrachteten Kerne etwa zwischen 5 msec und 0,5 sec. Es ist zu beachten, daß der β^+ -Zerfall immer eine übererlaubte Kernkomponente enthält, und daß meistens erlaubte Komponenten mit β -Energien um 10 MeV auftreten. Falls bekannt kann man den ft -Wert des gespiegelten β^- -Zerfalles zur Berechnung der Halbwertszeit benutzen (4).

Die Aussagen, die man aus der Untersuchung verzögerter Protonen gewinnen kann, beispielsweise durch Bestimmung der Halbwertzeit, des Energiespektrums, von Verzweigungsverhältnissen in Verbindung mit β^+p -Koinzidenzen, sind den Aussagen, die man bei der $\beta\gamma$ -Spektroskopie gewinnt sehr ähnlich und ergänzen diese. Beide Methoden erlauben Energien, Spins, Paritäten und sonstige Eigenschaften angeregter Zustände zu bestimmen, die z.B. für die Bestätigung von Kernmodellen benötigt werden. Insbesondere erhält man Auskunft über Protonen-Einteilchenzustände. Der Nachweis verzögerter Protonen und die Untersuchung ihrer Eigenschaften ist einfacher als die Untersuchung von Protonen aus den beiden vorher besprochenen Prozessen. Die Halbwertzeiten liegen in einem elektronisch relativ gut zugänglichem Bereich, und die Energien der emittierten Protonen sind im Allgemeinen größer (einige MeV). Die Messung der Energieabhängigkeit der Intensität verzögerter Protonen ermöglicht es selektiv Schwellen und Anregungsfunktionen für kompliziertere Reaktion wie z.B. $(\alpha, 4n)$ zu bestimmen, ohne durch andere Reaktionen gestört zu werden.

5. Die Massen und Zerfallsschemata der leichten neutronenarmen Atomkerne

Im Folgenden werden drei Methoden beschrieben, die in dieser Arbeit benutzt wurden, um die Massen einer Reihe von leichten ($Z \leq 14$) protonenreichen Kernen zu berechnen

Methode I ist der Methode, die von Goldansky ¹⁾ benutzt wurde, sehr ähnlich. Man geht dabei von der bekannten Masse eines neutronenreichen Kernes (1) mit einem Isobaren Spin $T^{(1)} = T_Z^{(1)}$ aus. Die Masse des protonenreichen Spiegelkernes (2) mit $T^{(2)} = T^{(1)}$ und $T_Z^{(2)} = -T_Z^{(1)}$ unterscheidet sich von Kern (1) nur durch Coulomb-Energiedifferenzen und

n-p Massendifferenzen. Zur Berechnung der Coulomb-Energiedifferenzen wurde in dieser Arbeit eine halbempirische Formel ⁹⁾ benutzt, die Schaleneffekte und Paarungseffekte berücksichtigt. Die Genauigkeit der so berechneten Massenexzesse wird auf 0.3 bis 0.4 MeV geschätzt. Die Unsicherheit in der Masse des neutronenreichen Kernes (1) ist gegebenenfalls zu berücksichtigen.

Die Massen einer Reihe von leichten Kernen mit $T=2$ und $T_z=2$ sind nicht bekannt. Zur Berechnung der Massen der Kerne mit $T=2$ und $T_z=-2$ wurde deshalb Methode II angewandt. Die Anregungsenergie Δ_{20} des jeweils tiefsten Zustandes mit $T=2$ in den selbstkonjugierten Kernen ($T_z=0$) zeigt ein stetiges Verhalten ¹⁰⁾ in Abhängigkeit von A unabhängig vom geraden oder ungeraden Charakter des betreffenden Kernes (siehe auch die Zitate 11 und 12). Deshalb sind die bekannten Werte von Δ_{20} relativ gut zu interpolieren oder extrapolieren. Die Energiedifferenz Δ_{20} ist zu deuten ¹⁰⁾ als die Energie, die aufgewendet werden muß, um das jeweilige 'Valenz α -Teilchen' gebildet aus den Nukleonen der äußersten Schale in charakteristischster Weise aufzubrechen. Durch Addition oder Subtraktion der entsprechenden Coulomb-Energiedifferenzen ⁹⁾ sowie n-p Massendifferenzen lassen sich ausgehend von dem tiefsten $T=2$ Zuständen in den selbstkonjugierten Kernen die Massen der Kerne mit $T=2$ und $T_z=-2$ (sowie $T_z=+2$) berechnen. Die Ungenauigkeit des extrapolierten und interpolierten Verlaufs von Δ_{20} als Funktion von A gestattet die berechneten Massen nur auf etwa ± 3 MeV festzulegen.

Die Masse von Li^4 (Methode II) wurde ähnlich berechnet, jedoch wurde hier von der Energiedifferenz $\Delta_{10}^{A=4n}$ für $A=4$ ausgegangen. Der Kern He^4 hat sehr wahrscheinlich ^{13, 14)} einen angeregten ungebundenen Zustand mit 0^+ und $T=1$ zwischen

20 und 22 MeV. Die Existenz eines solchen Zustandes bei dieser Energie folgt ¹⁵⁾ ebenfalls aus der A-Abhängigkeit der Energiedifferenz Δ_{10}^{A-4n} . Unter Berücksichtigung der Coulomb-Energiedifferenz ⁹⁾ und der n-p Massendifferenz erhält man dann die Masse von Li^4 (und von H^4 ; siehe Kapitel 6).

Methode III schließlich wurde benutzt, um die Massen einiger Kerne mit $T=5/2$ und $T_z = -5/2$ zu bestimmen, wo ebenfalls die Masse des neutronenreichen Spiegelkernes nicht bekannt ist. Prinzipiell ließe sich auch Methode II anwenden, da auch $\Delta_{5/2 \ 1/2}$ eine stetige Funktion von A sein muß. Über die Energiedifferenz $\Delta_{5/2 \ 1/2}$ ist jedoch für die leichten Kerne praktisch nichts bekannt. Zur Berechnung wurde deshalb die $(T_z)^2$ -Abhängigkeit der Bindungsenergie aus der Bethe-Weizsäcker'schen Massenformel ¹⁷⁾ benutzt. Die bekannten Massenwerte ¹⁶⁾ für ein vorgegebenes A wurden zunächst bezüglich ihrer Coulomb-Energie korrigiert. Hierzu wurde wiederum die halbempirische Beziehung ⁹⁾ der Coulomb-Energiedifferenzen benutzt, d.h. es wurden Schalen- und Paarungseffekte berücksichtigt. Die so erhaltenen Massenwerte für die Kerne mit $T=1/2$ und $T=3/2$ wurden dann quadratisch in T_z extrapoliert. Die Genauigkeit der Methode III wird auf ± 3 MeV geschätzt. Eine weitergehende Analyse müßte einen Term mit $|T_z|$ einschließen.

Die nach den beschriebenen Methoden berechneten Massenexzesse sind in Tabelle 1, Spalte (3) aufgeführt. Die Massenexzesse sind in Einheiten mit $\Delta M(C^{12})=0$ angegeben. Die Tabelle läßt sich somit als Ergänzung zu den Tabellen von König et al. ¹⁶⁾ verwenden. Spalte (4) weist auf die bei der Berechnung verwendeten Methode hin. Selbstverständlich können die gleichen Methoden auch zur Berechnung der Massen schwererer neutronenarmer Kerne benutzt

Tabelle 1

(1)	(2)		(3)	(4)
	$\Delta M = (M - A m_0)$ in MeV			
	Goldansky		diese Arbeit	Methode
Li 4			~ 23.7	II'
Be 5			~ 31.1	I
B 7	29.4 ± 0.5		27.2 ± 1.0^a	I
C 8	$< 38 \pm 4$		38.1 ± 3.5	I
C 9			29.3 ± 1.0	I
N 10			44.1 ± 3.0	II
N 11	25.3		25.5 ± 0.3	I
O 11			53.7 ± 3.0	III
O 12	< 34.8		30.4 ± 3.0	II
O 13	23.5		23.4 ± 0.3	I
F 14			31.5 ± 3.0	II
F 15			17.0 ± 0.3	I
Ne 15			42.2 ± 3.0	III
Ne 16	23 - 24.3		24.1 ± 0.4	I
Ne 17	16.4		16.3 ± 0.3	I
Na 18			27.1 ± 2.0	II
Na 19	12.7		12.9 ± 0.3	I
Mg 19			32.1 ± 3.0	III
Mg 20	17.2		17.4 ± 0.4	I
Mg 21	10.8		10.8 ± 0.3	I
Al 22			19.5 ± 2.0	II
Al 23			6.7 ± 0.3	I
Si 23			27.4 ± 3.0	III
Si 24	10.8		10.9 ± 0.4	I
Si 25	3.6		3.7 ± 0.5	I
Ca 38			-21.3 ± 0.3	I
Sc 39	-14.4		-13.3 ± 0.3	I

Berechnete Massenexzesse $\Delta M = M - A m_0$ in Einheiten $\Delta M(C^{12})=0$

a) siehe Nachtrag Seite 38

werden. Als Beispiel wurden die Massen von Ca^{38} und Sc^{39} berechnet^{†)}. Die von Goldansky¹⁾ berechneten Massenexzesse⁺⁺⁾ (Spalte 2) stimmen sehr gut mit den Werten dieser Arbeit (Spalte 3) überein.

Die in Tabelle 1 angegebenen Massenexzesse werden nun benutzt, um die protonenreichen Kerne auf ihren Zerfallscharakter hin zu untersuchen. In den Figuren 1 bis 17 sind die Grundzustände der betrachteten Kerne (einschließlich Be^6) mit den möglichen Zerfallsprodukten dargestellt. Die Zerfallsprozesse, nämlich Protonenzerfall, doppelter Protonenzerfall oder β^+ -Zerfall werden im folgenden Abschnitt diskutiert. In den Abbildungen sind die jeweils wahrscheinlichsten Zerfallsarten eingezeichnet. Bei O^{12} und Mg^{19} sind je zwei mögliche Zerfallsarten angegeben. Im Anschluß an einen β^+ -Zerfall ist häufig Protonenemission oder auch α -Teilchenemission möglich. Dies Verhalten ist in den Abbildungen entsprechend angezeigt und wird ebenfalls im folgenden Kapitel 6 diskutiert.

6. Diskussion der Zerfallseigenschaften der leichten neutronenarmen Atomkerne

Die Figuren 1 bis 17 erlauben die in dieser Arbeit betrachteten Kerne nach ihrem Zerfallscharakter oder zumindest ihrem wahrscheinlichsten Zerfallscharakter zu klassifizieren. Figur 18 zeigt eine Isotopenkarte, in der die verschiedenen Zerfälle durch entsprechende Pfeile ver-

+)¹⁾ Sc^{39} ist, nach Karnaukhov und Tarantin²⁾ sowie Goldansky¹⁾ protoneninstabil. Dies wird im folgenden Kapitel 6 bestätigt. Sc^{39} läßt sich relativ leicht über die Reaktionen $\text{Ca}^{40}(\text{p}, 2\text{n}) \text{Sc}^{39}$ oder $\text{Ca}^{40}(\text{d}, 3\text{n}) \text{Sc}^{39}$ erzeugen.

++) Goldansky's Massenexzesse wurden aus dem System mit $\Delta M(\text{O}^{16})=0$ in das System mit $\Delta M(\text{C}^{12})=0$ umgerechnet.

merkt sind. Die Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenzerfall oder doppelten Protonenzerfall ist besonders gekennzeichnet. Im Falle von O^{12} und Mg^{19} sind die berechneten Massenwerte nicht genau genug, um zu entscheiden, ob β^+ -Zerfall oder doppelter Protonenzerfall vorliegt. Die angegebene Stabilitätsgrenze weicht geringfügig von der von Goldansky¹⁾ angegebenen Grenze ab. Sie zeigt aber wiederum deutlich, daß die Instabilität bei Kernen mit ungeradem Z bei einem geringeren Protonenüberschuß einsetzt als bei Kernen mit geradem Z.

Die Gleichungen (2) bis (6) aus Kapitel 2 wurden benutzt, um angenäherte Werte für die Halbwertzeiten sowie die Energieunschärfen Γ einiger protoneninstabiler Kerne zu berechnen⁺⁾ . Tabelle 2 zeigt einen Vergleich zwischen den wenigen bekannten Werten und den zugehörigen berechneten Werten. In Spalte 2 und 3 sind die Energien und die Drehimpulse der emittierten Protonen angegeben. Die berechneten Werte stimmen sehr gut mit den bekannten Werten überein, nämlich bis auf einen Faktor von etwa 2.

Tabelle 2

Zerfall	E_p	l	bekannt Γ	berechnet	bekannt $T_{1/2}$	berechnet
$Li^5 \rightarrow He^4 + p$	$1.97 \pm 0.04 \text{ MeV}$	1	$\sim 1.5 \text{ MeV}^a$	2.6 MeV	$\sim 3 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$	$1.8 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$
$B^9 \rightarrow Be^8 + p$	$0.19 \pm 0.01 \text{ MeV}$	1	$< 2 \text{ keV}^a$	2.2 keV	$> 2.3 \cdot 10^{-19} \text{ sec}$	$2.1 \cdot 10^{-19} \text{ sec}$
$F^{16} \rightarrow O^{15} + p$	$0.75 \pm 0.02 \text{ MeV}$	2	$\sim 7 \text{ keV}$	1.3 keV	$\sim 10^{-19} \text{ sec}^b$	$3.5 \cdot 10^{-19} \text{ sec}$

a) Nach Zitat 5)

b) Der Wert wurde ebenfalls berechnet, siehe Zitat 5)

Vergleiche zwischen bekannten und berechneten Energiebreiten und Halbwertzeiten.

⁺⁾ Die Rechnungen wurden an der IBM 7070 Rechenmaschine des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt. Ich danke Herrn Dr. Weddigen für die Aufstellung des Rechenprogramms.

Die berechneten Zerfallsenergien, Niveaubreiten und Halbwertzeiten der im Zusammenhang mit dem doppelten Protonenzerfall wichtigen Kerne sind in der folgenden Tabelle 3 zusammengefaßt:

Tabelle 3

Zerfall	E_p	l	Γ	$T_{1/2}$
$\text{Li}^4 \rightarrow \text{He}^3 + p$	$\sim 1.5 \text{ MeV}$	1	1.4 MeV	$3.2 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$
$\text{Li}^5 \rightarrow \text{He}^4 + p$	$1.97 \pm 0.04 \text{ MeV}^a$	1	1.5 MeV^a	$3.0 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$
$\text{N}^{11} \rightarrow \text{C}^{10} + p$	$2.55 \pm 0.3 \text{ MeV}$	1	2.7 MeV	$1.7 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$
$\text{F}^{15} \rightarrow \text{C}^{14} + p$	$1.7 \pm 0.3 \text{ MeV}$	2	54 keV	$8.5 \cdot 10^{-21} \text{ sec}$
$\text{Na}^{18} \rightarrow \text{Ne}^{17} + p$	$3.5 \pm 2.0 \text{ MeV}$	2	0.56 MeV	$8.1 \cdot 10^{-22} \text{ sec}$
$\text{Al}^{22} \rightarrow \text{Mg}^{21} + p$	$1.4 \pm 2.0 \text{ MeV}$	2	6.9 keV	$6.6 \cdot 10^{-20} \text{ sec}$

a) Experimentell, siehe Zitat 5)

Berechnete Energiebreiten und Halbwertzeiten

Die berechneten Halbwertzeiten sind alle von der Größenordnung 10^{-20} bis 10^{-22} sec und damit wie erwartet einer direkten Messung nicht zugänglich. Die Niveaubreiten dieser Kerne werden im Zusammenhang mit dem doppelten Protonenzerfall näher diskutiert.

Wie bereits erwähnt ist der protoneninstabile Kern Sc^{39} relativ leicht zu erzeugen. Die Massen von Sc^{39} und Ca^{38} wurden in Kapitel 5 berechnet, und man erhält die Zerfallsenergie E_p aus der Differenz der Massenexzesse

$$\begin{aligned}
 E_p &= \Delta M(\text{Sc}^{39}) - [\Delta M(\text{Ca}^{38}) + \Delta M(p)] = \\
 &= [(-13.3 \pm 0.3) - (-14.0 \pm 0.3)] \text{ MeV} = (0.7 \pm 0.5) \text{ MeV}.
 \end{aligned}$$

Da beim Zerfall $\text{Sc}^{39} \rightarrow \text{Ca}^{38} + p$ ein $1 f_{7/2}$ -Proton mit $l=3$

emittiert wird, ist bei der Berechnung der Halbwertszeit der entsprechende Zentrifugalwall zu berücksichtigen. Die Energie- und Drehimpulsabhängigkeit der Halbwertszeit des Zerfalles wurde nach den Gleichungen (2) bis (6) berechnet. Figur 19 zeigt das Ergebnis. Man erkennt, daß die Halbwertszeit außerordentlich stark von der Energie abhängt. Bei einer etwa 4 mal größeren Energie ist die Halbwertszeit jeweils um einen Faktor 10^{-10} kleiner. Ein zusätzlicher Zentrifugalwall mit $l=1,2,3$ und 4 verlängert die Halbwertszeit um Faktoren von etwa 4, 40, 1200 und 59 000. Karnaukhov und Tarantin²⁾ haben ähnliche Faktoren angegeben. Mit $E_p = 0.7$ MeV und $l = 3$ ergibt sich aus Figur 19 eine Halbwertszeit von angenähert $T_{1/2} \approx 10^{-14}$ sec. Unter Einschluß der Fehlergrenzen erhält man

$E_p = 0.2$ MeV	$T_{1/2} = 4.2 \cdot 10^{-5}$ sec
$E_p = 0.7$ MeV	$T_{1/2} = 3.9 \cdot 10^{-14}$ sec
$E_p = 1.2$ MeV	$T_{1/2} = 1.0 \cdot 10^{-16}$ sec.

Für $E_p < 0.4$ MeV wird $T_{1/2} > 10^{-10}$ sec und damit einer direkten Messung zugänglich.

Goldansky^{1,3)} hat die folgenden leichten Kerne ($Z \leq 14$) als Kandidaten für doppelten Protonenzerfall angegeben: Be^6 , Ne^{16} , Mg^{17} oder Mg^{18} und Si^{21} oder Si^{22} . Andererseits ergeben die Abb. 1 bis 17 dieser Arbeit zunächst die folgenden Kerne als Kandidaten: Be^5 , Be^6 , O^{12} , Ne^{16} , Mg^{19} und Si^{23} . Diese sollen nun (vergl. die Figuren 1,2,6,9,11,15) im Zusammenhang mit Tabelle 3 diskutiert werden.

Be^6 : Über den Zerfall des Kernes Be^6 (Fig. 2) liegen die meisten experimentellen Aussagen vor. Die bekannten Massenexzesse der beteiligten Kerne Be^6 , Li^5 und He^4 erlauben tatsächlich nur einen doppelten Protonenzerfall,

während ein einfacher Protonenzerfall energetisch nicht möglich ist. Goldansky^{1,3)} hat jedoch bereits darauf hingewiesen, daß die Niveaubreite von Li^5 von $\Gamma = 1.5 \text{ MeV}$ zwei aufeinanderfolgende Protonenzerfälle sehr wahrscheinlich doch möglich macht und deshalb der doppelte Protonenzerfall nur als schwache Beimischung zu erwarten ist.

Be^5 : In Be^5 (Fig. 1) sind die Verhältnisse ähnlich wie in Be^6 . Die Niveaubreite von Li^4 ist nach Tabelle 3 etwa 1.4 MeV . Zwei aufeinanderfolgende Protonenzerfälle werden also sehr begünstigt. Im übrigen sind aber die Massenexzesse von Be^5 und Li^4 nur ungenau vorauszusagen.

O^{12} : In O^{12} (Fig. 6) liegen die Verhältnisse günstiger. Die Masse des Zwischenkerns N^{11} läßt sich recht genau voraussagen und der Zerfall $\text{O}^{12} \rightarrow \text{N}^{11} + p$ ist praktisch unmöglich. Trotz einer Niveaubreite von $\Gamma = 2.7 \text{ MeV}$ für N^{11} (Tabelle 3) bleibt für den Massenexzess des Kernes O^{12} ein Bereich von etwas über 1 MeV für doppelten Protonenzerfall. Der Massenexzess von O^{12} wurde zu $\Delta M = (30.4 \pm 3.0) \text{ MeV}$ berechnet. Sollte der tatsächliche Massenexzess im Bereich von 30.3 bis ca. 31.4 MeV liegen, so findet ein reiner doppelter Protonenzerfall statt. Wegen der kleinen Zerfallsenergie E_0 von nur rund 150 keV (bei $\Delta M = 30.4 \text{ MeV}$) sollte die Halbwertzeit (siehe später) dann relativ groß sein. Ist der Massenexzess von O^{12} jedoch kleiner als 30.25 MeV , so findet β^+ -Zerfall statt.

Ne^{16} : Die Massenexzesse von Ne^{16} und F^{15} sind recht genau vorauszusagen (Figur 9) und Ne^{16} ist wahrscheinlich stabil gegenüber dem Zerfall in $\text{F}^{15} + p$ mit einer Energie von allerdings nur $(0.2 \pm 0.4 \pm 0.3) \text{ MeV}$. Ist diese Energie tatsächlich > 0 , so findet doppelter Protonenzerfall statt mit

einem E_0 von etwa 1.5 MeV, da die berechnete Niveaubreite von F^{15} (siehe Tabelle 3) von 54 keV keine wesentliche Einschränkung bedeutet.

Mg^{19} : Die Massen von Mg^{19} und Na^{18} sind zwar nur relativ ungenau vorauszusagen (Figur 11), doch sind die Bedingungen für doppelten Protonenzerfall von Mg^{19} günstig. Mg^{19} ist stabil gegenüber dem Zerfall in $Na^{18} + p$ mit einer Energie von $(2.3 \pm 3.0 \pm 2.0)$ MeV und die berechnete Niveaubreite von Na^{18} von 560 keV (Tabelle 3) bietet nur eine geringe Einschränkung. β^+ -Zerfall ist unter Umständen auch möglich.

Si^{23} : Der Kern Si^{23} schließlich (Figur 15) zerfällt sehr wahrscheinlich durch Emission einzelner Protonen. Da die Massen von Si^{23} und Al^{22} aber nur ungenau vorauszusagen sind, besteht auch für Si^{23} eine geringe Wahrscheinlichkeit für doppelten Protonenzerfall.

Die vorangegangenen Überlegungen zeigen, daß sich die Kerne O^{12} , Ne^{16} und Mg^{19} wahrscheinlich durch doppelten Protonenzerfall umwandeln. Die Kerne O^{12} und Mg^{19} waren von Goldansky ^{1,3)} nicht angegeben worden. Bei Ne^{16} besteht eine Alternative zwischen doppeltem Protonenzerfall und zwei aufeinanderfolgenden einfachen Protonenzerfällen. Bei O^{12} und Mg^{19} bestehen Alternativen zwischen doppeltem Protonenzerfall und β^+ -Zerfall. In diesen beiden Fällen ist es somit möglich, aus der Nichtexistenz oder Existenz eines β^+ -Zerfalles auf die Existenz oder Nichtexistenz eines doppelten Protonenzerfalles zu schließen.

Die Gleichungen (2) bis (6) aus Kapitel 2 erlauben es auch die Halbwertzeiten für doppelten Protonenzerfall abzuschätzen. Wie in Kapitel 3 ausgeführt wurde, kann man da-

bei entweder die Emission eines Di-Protons oder die unabhängige aber gleichzeitige Emission zweier Protonen betrachten. Berücksichtigt man den Drehimpuls der Protonen, so führt letztere Zerfallsart außer für $l=0$ zu einer erheblich verringerten Zerfallswahrscheinlichkeit. Diese Aussage wird im Folgenden für die angegebenen Kandidaten für doppelten Protonenzerfall quantitativ bestätigt.

Gleichung (2) gestattet die Durchlässigkeiten für die verschiedenen Fälle zu berechnen. Tabelle 4 zeigt das Ergebnis. Spalte (6) gibt die Durchlässigkeit für ein mit $L=0$ und der Energie E_0 emittiertes Di-Proton an. Spalte (7) gibt die Durchlässigkeit für ein mit $l=0$ und der Energie $E_0/2$ emittiertes Proton an. Spalte (8) gibt die Durchlässigkeit für ein mit $l=1$ (Schalenmodell) und der Energie $E_0/2$ emittiertes Proton an. Spalte (9) zeigt zunächst, daß das Verhältnis $[P_{L=0}^{(p)}(\frac{E_0}{2})]^2 / P_{L=0}^{(2p)}(E_0)$ tatsächlich nahe bei dem von Goldansky¹⁾ angegebenen Wert 1 liegt. Der Wert weicht etwas von 1 ab, weil für den Radius R für Protonen bzw. Di-Protonen verschiedene Werte gemäß $R=r_0(\sqrt[3]{A} + \sqrt[3]{A})$ benutzt wurden. Setzt man $R=r_0\sqrt[3]{A}$ so erhält man sogar exakt den Wert 1. Berücksichtigt man jedoch den Drehimpuls l der einzeln emittierten Protonen gemäß den in Spalte (4) angegebenen Konfigurationen, so verringert sich die Durchlässigkeit ganz erheblich, wie man durch einen Vergleich der Spalten (7) und (8) erkennen kann. Spalte (11) schließlich zeigt, daß die Durchlässigkeit zweier einzelner Protonen um 3 bis 5 Größenordnungen geringer ist als die Durchlässigkeit für ein Di-Proton.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
	Zerfall	E_0 MeV	Konfiguration	l_{SM}	$P_{L=0}^{(2p)}(E_0)$	$P_{l=0}^{(p)}(\frac{E_0}{2})$	$P_1^{(p)}(\frac{E_0}{2})$
1.	$\text{Be}^5 \rightarrow \text{He}^3 + (2p)$	1.60	$[(\pi 1p_{3/2})^2]_0^+$	1	$9.81 \cdot 10^{-1}$	$9.54 \cdot 10^{-1}$	$5.78 \cdot 10^{-2}$
2.	$\text{Be}^6 \rightarrow \text{He}^4 + (2p)$	1.42	$[(\pi 1p_{3/2})^2]_0^+$	1	$9.36 \cdot 10^{-1}$	$9.21 \cdot 10^{-1}$	$5.80 \cdot 10^{-2}$
3.	$0^{12} \rightarrow \text{C}^{10} + (2p)$	0.15	$[(\pi 1p_{1/2})^2]_0^+$	1	$1.03 \cdot 10^{-13}$	$1.36 \cdot 10^{-7}$	$7.44 \cdot 10^{-9}$
4.	$\text{Ne}^{16} \rightarrow 0^{14} + (2p)$	1.51	$[(\pi 1d_{5/2})^2]_0^+$	2	$3.24 \cdot 10^{-3}$	$4.30 \cdot 10^{-2}$	$2.12 \cdot 10^{-4}$
5.	$\text{Mg}^{19} \rightarrow \text{Ne}^{17} + (2p)$	1.20	$[(\pi 1d_{5/2})^2]_0^+$	2	$1.95 \cdot 10^{-5}$	$3.06 \cdot 10^{-3}$	$1.70 \cdot 10^{-5}$
6.	$\text{Si}^{23} \rightarrow \text{Mg}^{21} + (2p)$	2.00	$[(\pi 1d_{5/2})^2]_0^+$	2	$3.88 \cdot 10^{-4}$	$1.44 \cdot 10^{-2}$	$1.73 \cdot 10^{-4}$

(1)	(9)	(10)	(11)
	$[P_{l=0}^{(p)}(\frac{E_0}{2})]^2 / P_{L=0}^{(2p)}(E_0)$	$[P_1^{(p)}(\frac{E_0}{2})]^2 / [P_{l=0}^{(p)}(\frac{E_0}{2})]^2$	$[P_1^{(p)}(\frac{E_0}{2})]^2 / P_{L=0}^{(2p)}(E_0)$
1.	0.93	$3.67 \cdot 10^{-3}$	$3.41 \cdot 10^{-3}$
2.	0.91	$3.97 \cdot 10^{-3}$	$3.61 \cdot 10^{-3}$
3.	0.18	$2.99 \cdot 10^{-3}$	$5.38 \cdot 10^{-4}$
4.	0.57	$2.43 \cdot 10^{-5}$	$1.39 \cdot 10^{-5}$
5.	0.48	$3.09 \cdot 10^{-5}$	$1.48 \cdot 10^{-5}$
6.	0.53	$1.44 \cdot 10^{-4}$	$7.63 \cdot 10^{-5}$

Durchlässigkeiten durch den Coulombwall für Di-Protonen der Energie E_0 sowie für Protonen der Energie $E_0/2$ mit dem Drehimpuls $l=0$ bzw. $l=1$ Schalenmodell.

Tabelle 4

Unter der Annahme eines reinen doppelten Protonenzerfalles erhält man nun für die in Frage kommenden Kerne die in Figur 20 in Abhängigkeit von der Zerfallsenergie aufgetragenen Halbwertzeiten. Die markierten Punkte auf den Kurven entsprechen den berechneten Zerfallsenergien E_0 , die Begrenzungsstriche, sofern angegeben, den zugehörigen Fehlergrenzen. Die Halbwertzeiten von Be^6 und Ne^{16} lassen sich am genauesten abschätzen. Sie sind von der Größenordnung 10^{-22} sec bzw. 10^{-20} sec. Die Halbwertzeiten von O^{12} , Mg^{19} und Si^{23} hängen sehr stark von der tatsächlichen Zerfallsenergie ab und können zwischen 10^{-20} sec und 10^{+10} sec liegen. Bei Halbwertzeiten $> 10^{-2}$ sec setzt β^+ -Zerfall ein und beginnt den doppelten Protonenzerfall zu überdecken. Man sieht weiter aus Abbildung 20, daß die Halbwertzeit von O^{12} am ehesten einer Messung zugänglich ist. Für die berechnete Zerfallsenergie E_0 von 150 keV ergibt sich $T_{1/2} \approx 10^{-9}$ sec. Sollte E_0 zwischen 65 keV und 165 keV liegen, so liegt $T_{1/2}$ zwischen 10^0 und 10^{-10} sec und wird damit meßbar.

Die Kerne, die in Figur 18 innerhalb der eingezeichneten Stabilitätsgrenze liegen, wandeln sich durch β^+ -Zerfall um. Es soll im Folgenden festgestellt werden, welche dieser Kerne verzögerte Protonen oder auch verzögerte α -Teilchen aussenden können. Um eine solche Übersicht zu erhalten, wurden die Figuren 1 bis 17 benutzt, sowie für die bereits bekannten β^+ -Zerfälle die Übersichtsartikel von Ajzenberg-Selove 5) und Endt und van der Leun 18). Verzögerte Emission von Protonen oder α -Teilchen ist energetisch nicht möglich im Anschluß an einen β^+ -Zerfall der folgenden Kerne: Be^7 , C^{10} , C^{11} , N^{13} , O^{14} , O^{15} , F^{17} , Ne^{18} , Ne^{19} , Na^{21} , Na^{22} , Mg^{22} , Mg^{23} , Al^{25} , Al^{26} , Si^{26} und Si^{27} . Die restlichen β^+ -Strahler, wo verzögerte Protonenemission und/oder α -Teilchenemission möglich ist, werden im Folgenden einzeln diskutiert. In

Klammern sind jeweils die Energiebereiche in MeV für angeregte Zustände des Tochterkerns angegeben, von denen aus Protonen- bzw. α -Teilchenemission möglich ist. Um die obere Begrenzung des Energiebereichs zu erhalten, wurde angenommen, daß ein β^+ -Zerfall stattfindet. Läßt man auch K-Einfang zu, so verschiebt sich die obere Grenze um etwa 1 MeV nach höheren Energien. Wegen der starken Energieabhängigkeit der β -Übergangswahrscheinlichkeit werden durch den β -Zerfall bevorzugt der Grundzustand und/oder niedrig angeregte Zustände des Tochterkerns bevölkert. Deshalb ist ein hoher Prozentsatz verzögerter Protonen oder α -Teilchen nur dann zu erwarten, wenn bereits die niedrig angeregten Zustände weiter zerfallen können.

B^8 : (p nicht mögliche) (α von 0.00 bis 16.96).
Der β^+ -Zerfall ist gut bekannt ⁵⁾. Die Halbwertszeit beträgt 0.78 sec. Etwa 80 % aller Zerfälle gehen in den 1. angeregten Zustand von Be^8 bei 2.90 MeV. Verzögerte Emission von Protonen ist nicht möglich. Jeder β^+ -Zerfall wird von der Emission von α -Teilchen gefolgt, da bereits der Grundzustand instabil ist gegenüber Emission von α -Teilchen gemäß $Be^8 \rightarrow 2\alpha$.

C^9 (p von 0.00 bis 15.9)(α von 1.69 bis 15.9)(siehe Figur 4).
Der β^+ -Zerfall ist noch nicht bekannt. Eine starke Komponente sollte in den Grundzustand von B^9 gehen, da dieser Übergang vermutlich erlaubt ist. Jeder β^+ -Zerfall wird von der Emission von Protonen gefolgt, da selbst der Grundzustand von B^9 instabil ist, gemäß $B^9 \rightarrow p + 2\alpha$. Es sollte eine starke Protonenkomponente von $0.17 \text{ MeV} = 0.19 \text{ MeV} \times 8/9$ auftreten. Findet primär α -Teilchenemission statt, so ist wegen der Instabilität von Li^5 eine p-Komponente

von 1.58 MeV mit einer Energiebreite von ca. 1.5 MeV zu erwarten.

N^{12} (p von 15.96 bis 16.44) (α von 7.38 bis 16.44)
Der β^+ -Zerfall ist gut bekannt ⁵⁾. Die Halbwertszeit beträgt 11.4 msec. Der Zerfall ist komplex, jedoch gehen etwa 85 % aller Zerfälle in den Grundzustand von C^{12} . Verzögerte Emission von Protonen ist praktisch nicht möglich. Verzögerte Emission von α -Teilchen von etwa 4 MeV wurde bereits beobachtet.

O^{12} (p von 0.51 bis 12.0) (α von 7.92 bis 12.0) (siehe Figur 6).
Über den Zerfall von O^{12} ist noch nichts bekannt. Entweder findet doppelter Protonenzerfall oder β^+ -Zerfall statt. Eine starke Komponente sollte dann in den Grundzustand von N^{12} übergehen, da dieser Übergang erlaubt ist. Alle Übergänge in angeregte Zustände mit Spin 0^+ oder 1^+ können zu verzögerter Protonenemission führen, da der erste angeregte Zustand von N^{12} bereits bei 1.06 MeV liegt. Nur Übergänge in hoch angeregte Zustände können zu α -Teilchenemission führen.

O^{13} (p von 1.94 bis 17.0) (α von 9.50 bis 17.0) (siehe Figur 7).
Der β^+ -Zerfall ist noch nicht bekannt. Die Halbwertszeit des Spiegelüberganges $B^{13} \xrightarrow{\beta^-} C^{13}$ beträgt 35 ± 15 msec und kann benutzt werden um die Halbwertszeit von O^{13} zu berechnen. Goldansky ¹⁾ schätzte die Halbwertszeit zu 10 msec ab. Eine starke Komponente sollte in den Grundzustand von N^{13} übergehen, da dieser Übergang vermutlich erlaubt ist (siehe Spiegelübergang $B^{13} \xrightarrow{\beta^-} C^{13}$). Alle Übergänge in angeregte Zustände können zu verzögerter Protonenemission führen, da der erste angeregte Zustand von N^{13} bereits bei 2.36 MeV liegt. Der Versuch verzögerte Neutronen beim

Zerfall $B^{13} \xrightarrow{\beta^-} C^{13}$ nachzuweisen waren nicht erfolgreich 5). Nur Übergänge in hochangeregte Zustände könnten zu α -Teilchenemission führen.

Ne^{17} (p von 0.60 bis 13.4) (α von 5.83 bis 13.4) (siehe Figur 10). Der β^+ -Zerfall ist noch nicht bekannt, jedoch wurden bereits verzögerte Protonenemission beobachtet 6,7,8). Die zu erwartenden Eigenschaften des Zerfalls wurden von Goldansky 4) eingehend diskutiert. Aus dem ft-Wert des Spiegelüberganges $N^{17} \xrightarrow{\beta^-} O^{17} \rightarrow (O^{16} + n)$ berechnete er für Ne^{17} eine Halbwertszeit von etwa 30 msec. Dies ist auch die Größenordnung, mit der verzögerte Protonen gefunden wurden. Da der Spin von Ne^{17} $1/2^-$ sein muß, ist ein erlaubter Übergang in den Grund- und den ersten angeregten Zustand von F^{17} nicht möglich. Der Zerfall sollte somit in den $1/2^-$ Zustand bei 3.10 MeV, den $3/2^-$ Zustand bei 4.4 MeV und höher angeregte Zustände führen. Von allen diesen Zuständen aus ist verzögerte Protonenemission möglich, und die bereits gefundenen 6,7,8) Protonen mit Energien von 2.7 MeV, 3.4 MeV und 4.6 MeV passen recht gut in das Zerfallsschema. Nur Übergänge in hochangeregte Zustände können zu α -Teilchenemission führen.

Na^{20} (p von 12.87 bis 14.33) (α von 4.75 bis 14.33). Der β^+ -Zerfall ist nur relativ schlecht bekannt. Der Zerfall ist komplex und geht in Zustände von Ne^{20} zwischen 6.8 und 10.8 MeV. Die Halbwertszeit beträgt 0.38 sec. Verzögerte Emission von Protonen ist praktisch nicht möglich. Die verzögerte Emission von α -Teilchen wurde bereits beobachtet 5).

(Mg¹⁹) (p von 0.00 bis 18.2) (α von 6.2 bis 18.2) (siehe Fig. 11).
Über den Zerfall von Mg¹⁹ ist noch nichts bekannt. Entweder findet doppelter Protonenzerfall oder β^+ -Zerfall statt. Im letzteren Fall sollte der Übergang in den Grundzustand sowie den 1. und 2. angeregten Zustand von Na¹⁹ nicht erlaubt sein. Jeder β^+ -Zerfall muß zu verzögerter Protonenemission oder bei Übergängen in hinreichend angeregte Zustände auch zu verzögerter α -Teilchenemission führen. Findet primär α -Teilchenemission statt, so ist wegen der Instabilität von F¹⁵ gemäß $F^{15} \rightarrow O^{14} + p$ eine p-Komponente von etwa 1.6 MeV mit einer Energiebreite von etwa 50 keV (Tabelle 3) zu erwarten.

Mg²⁰ (p von 0.77 bis 8.1) (α von 5.05 bis 8.1) (siehe Figur 12).
Der β^+ -Zerfall ist noch nicht bekannt. Goldansky¹⁾ schätzte die Halbwertszeit zu 0.7 sec ab. Der Übergang in den Grundzustand von Na²⁰ sollte verboten sein. Von etwa 0.17 MeV Anregungsenergie ab (vergl. den Spiegelkern F²⁰) sind einige Zustände mit 0⁺ und 1⁺ zu erwarten, die durch erlaubte β^+ -Übergänge erreicht werden können. Von diesen und von höher angeregten Zuständen ist verzögerte Protonenemission zu erwarten, wie auch bereits von Goldansky⁴⁾ diskutiert wurde. Übergänge zu höher angeregten Zuständen können auch zu verzögerter α -Emission führen. In diesem Fall findet wegen der Instabilität von F¹⁶ anschließend p-Zerfall statt mit einer Energie von etwa 0.7 MeV und einer Breite Γ von etwa 1 keV.

Mg²¹ (p von 2.45 bis 12.0) (α von 6.58 bis 12.0) (siehe Figur 13).
Der β^+ -Zerfall von Mg²¹ ist noch nicht bekannt. Goldansky¹⁾ schätzte die Halbwertszeit zu 0.3 sec ab. Der Übergang in den Grundzustand von Na²¹ sollte erlaubt sein, ebenso Über-

gänge in zahlreiche angeregte Zustände. Übergänge in höher angeregte Zustände können zu verzögerter Protonenemission und dann auch zu α -Teilchenemission führen.

Al^{23} (p von 7.57 bis 11.2) (α von 9.65 bis 11.2) (siehe Figur 14). Über den β^+ -Zerfall von Al^{23} ist praktisch nichts bekannt. Die Halbwertszeit ist vermutlich ¹⁸⁾ 0.13 sec. Der Übergang in den Grundzustand von Mg^{23} sollte erlaubt sein. Nur Übergänge in sehr hoch angeregte Zustände könnten zu verzögerter Protonen- oder α -Teilchenemission führen.

Al^{24} (p von 11.69 bis 13.0) (α von 9.31 bis 13.0). Der β^+ -Zerfall ist gut bekannt ¹⁸⁾. Der Zerfall ist komplex und geht in angeregte Zustände von Mg^{24} . Die Halbwertszeit beträgt 2.1 sec. Nur Übergänge in sehr hoch angeregte Zustände können zu verzögerter α -Teilchen- oder Protonenemission führen. In etwa 0.05 % aller Zerfälle wurden verzögerte α -Teilchen von etwa 2 MeV gefunden ¹⁸⁾.

Si^{24} (p von 1.74 bis 9.8) (α nicht möglich) (siehe Figur 16). Der β^+ -Zerfall ist noch nicht bekannt. Goldansky ¹⁾ schätzte die Halbwertszeit zu 0.2 sec ab. Der Übergang in den Grundzustand von Al^{24} ist verboten. Der Zerfall ist vermutlich komplex. Starke Komponenten sollten in Zustände bei etwa 0.5 MeV und 1.3 MeV gehen (vergl. den Spiegelübergang $\text{Ne}^{24} \xrightarrow{\beta^-} \text{Na}^{24}$). Übergänge in höher angeregte Zustände können zu verzögerter Protonenemission führen. Verzögerte Emission von α -Teilchen ist nicht möglich.

Si^{25} (p von 2.29 bis 11.6) (α von 9.16 bis 11.6) (siehe Figur 17). Der β^+ -Zerfall ist noch nicht bekannt. Goldansky ¹⁾ schätzte die Halbwertszeit zu 0.4 sec ab. Der Zerfall ist vermutlich

komplex (vergl. den Spiegelübergang $\text{Na}^{25} \xrightarrow{\beta^-} \text{Mg}^{25}$) und geht in den Grundzustand und die niedrig angeregten Zustände von Al^{25} . Übergänge in höher angeregte $3/2^+$ oder $5/2^+$ Zustände können zu verzögerter Protonenemission führen. Verzögerte Protonen der Energie 4.2 ± 0.2 MeV wurden bereits experimentell nachgewiesen ⁶⁾ mit einer Halbwertszeit > 10 msec. Übergänge in sehr hoch angeregte Zustände können auch zu α -Teilchenemission führen.

Die eben besprochenen Kerne lassen sich in drei Gruppen einteilen, nämlich in solche, wo ein hoher Prozentsatz, evtl. alle, β^+ -Zerfälle zu verzögerter Protonenemission führen, solche wo der Anteil verzögerter Protonen unbestimmt ist, sicherlich aber geringer als bei den Kernen der ersten Gruppe und von den Verzweigungen im vorausgehenden β -Zerfall abhängt und solche, wo vermutlich nur ein sehr geringer Anteil verzögerter Protonen zu erwarten ist.

- (1) Ein hoher Prozentsatz verzögerter Protonen ist zu erwarten bei C^9 , Ne^{17} , (Mg^{19}) und Mg^{20} . In Ne^{17} wurden bereits verzögerte Protonen nachgewiesen ^{6,7,8)}.
- (2) Der Anteil verzögerter Protonen ist unbestimmt beim Zerfall der Kerne (O^{12}), O^{13} , Mg^{21} , Si^{24} und Si^{25} . In Si^{25} wurde bereits eine verzögerte Protonengruppe nachgewiesen ⁶⁾.
- (3) In den Kernen B^8 , Na^{20} , Al^{23} und Al^{24} ist keine oder nur geringe Emission verzögerter Protonen zu erwarten.

Diese Einteilung zeigt, daß verzögerte Emission von Protonen bevorzugt bei Kernen mit hohem Protonenüberschuß

und mit geradem Z auftritt. Dies entspricht der Erwartung. Es soll noch bemerkt werden, daß bei O^{12} und Mg^{19} die Nichtexistenz eines doppelten Protonenzerfalles durch den Nachweis verzögerter Protonen bewiesen werden kann. In Mg^{19} müßten tatsächlich alle Zerfälle (die Aussage ist dann auch umkehrbar), in O^{12} ein unbestimmter Anteil aller β^+ -Zerfälle zu Protonenemission führen. Eine Zuordnung zu diesen Zerfällen wäre über die zu messenden Protonenenergien zusammen mit den teilweise bekannten Niveauschemas und über die Anregungsfunktionen (Schwelle) für die Erzeugung der betreffenden Aktivität zu führen.

Ein neutronenreicher Kern, der möglicherweise ebenfalls verzögert Protonen emittiert ist H^4 . Sollte der β^- -Zerfall von H^4 (mit verzögerter Protonenemission) tatsächlich existieren, so wäre die Kenntnis der Eigenschaften des Zerfall von sehr großem Interesse für die Theorie des β -Zerfalls.

In Kapitel 5 war erwähnt worden, daß der Kern He^4 sehr wahrscheinlich ^{13,14)} einen angeregten ungebundenen Zustand mit 0^+ und $T=1$ zwischen 20 und 22 MeV besitzt. Die wohl genaueste Bestimmung ist die von Lefevre et al. ¹³⁾ über die Reaktion $T(d,pn)T$, wo gemäß $T(d,n)He^{4*}(p)T$ ein angeregter Zwischenzustand in He^4 bei (20.0 ± 0.2) MeV angezeigt zu sein scheint. Ausgehend von einem Zustand bei dieser Anregungsenergie erhält man unter Berücksichtigung der Coulomb-Energiedifferenzen ⁹⁾ und der n-p Massendifferenz die Massen der anderen Mitglieder des Isospintripletts mit $T_z = \pm 1$. Für H^4 ergibt sich ein Massenexzess von $M=(23.02 \pm 0.20 \pm \epsilon)$ MeV, für Li^4 ein Wert von $M=(22.72 \pm 0.20 \pm \epsilon)$ MeV. Hier ist ϵ die Unsicherheit der berechneten Coulomb-Energiedifferenz. ϵ wird auf 0.20 MeV geschätzt. Die von Werntz und Brennan ¹⁴⁾ benutzten

Coulomb-Energiedifferenzen unterscheiden sich etwas von den in dieser Arbeit berechneten Energiedifferenzen. Bezüglich des Zerfalles von Li^4 bleibt die Aussage bestehen, daß Li^4 unstabil ist und gemäß $\text{Li}^4 \rightarrow \text{He}^3 + p$ zerfällt (siehe Figur 21). Bezüglich H^4 jedoch ergeben sich unterschiedliche Aussagen.

Werntz und Brennan ¹⁴⁾ erhalten eine Masse für H^4 , die einen Zerfall in $t+n$ ausschließt. Aus den oben angegebenen Massenexzessen erhält man jedoch für den Q-Wert des Zerfalles $\text{H}^4 \rightarrow t+n$ einen Wert von $Q = (0.0 \pm 0.2 \pm \epsilon)$ MeV. Es besteht somit bei positivem Q durchaus die Möglichkeit für diesen Zerfall. Die negativen Ergebnisse bei der Suche nach einem β -Zerfall von H^4 (z.B. Spicer ¹⁹⁾) scheinen diese Aussagen zu bestätigen. Die Autoren suchten nach einem β -Übergang von H^4 in den Grundzustand von He^4 mit einer Grenzenergie von etwa 20 MeV. Werntz und Brennan ¹⁴⁾ untersuchten theoretisch die Eigenschaften dieses Zerfalles. Es handelt sich um einen T-verbotenen $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergang, der folglich nur über die T=1 Isospin Beimischungen zum T=0 Grundzustand von He^4 vor sich geht. Ähnliche Verhältnisse ²⁰⁾ liegen bei den Zerfällen $\text{Ge}^{66} \xrightarrow{\beta^+} \text{Ga}^{66} \xrightarrow{\beta^+} \text{Zn}^{66}$ vor. Sowohl von den Experimentatoren als auch von Werntz und Brennan ¹⁴⁾ wurde jedoch übersehen, daß H^4 dann auch einen übererlaubten $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergang in den angeregten Zustand von He^4 machen muß mit einem ft-Wert von 3100 sec. Die Grenzenergie für diese Komponente beträgt $E_{\beta^-} = 0.59_{-\epsilon}^{+0}$ MeV, und im Anschluß an den Zerfall werden verzögert Protonen emittiert gemäß $\text{He}^{4*} \rightarrow t+p$ mit einer Energie von $E_p = 140_{-140}^{+200}$ keV. Die Wahrscheinlichkeit für den elektromagnetischen Übergang in den Grundzustand von He^4 gemäß $\text{He}^{4*} \xrightarrow{\pi} \text{He}^4$ durch interne Paarzeugung ist trotz der hohen zur Verfügung stehenden Energie noch um mehrere

Größenordnungen geringer als die Emission von Protonen ²¹⁾. Mit $E_{\beta^-} = 0.59$ MeV ergibt sich eine partielle Halbwertszeit für die übererlaubte Komponente von 5840 sec, während Werntz und Brennan ¹⁴⁾ für die verbotene Komponente eine partielle Halbwertszeit von 3400 sec berechneten. Daraus ergibt sich eine effektive Halbwertszeit von 2150 sec mit Verzweigungsverhältnissen von 37 % und 63 %. Tabelle 5 macht die entsprechenden Angaben auch für andere β^- -Energien und (in Zeile 4 und 5) mit der Annahme einer gegenüber Werntz und Brennan um Faktoren 10 bzw. 100 geringeren T=1 Beimischung zum Grundzustand von He^4 . Das Ergebnis zeigt, daß es durchaus denkbar ist, wenn auch nicht wahrscheinlich, daß der β -Zerfall von H^4 nur deshalb noch nicht beobachtet wurde, weil der Zerfall bevorzugt in den angeregten Zustand von He^4 geht. Die Nichtexistenz eines β -Zerfalls von H^4 kann erst dann als bewiesen angesehen werden, wenn gezeigt werden kann, daß keine übererlaubte β -Komponente mit nachfolgender Protonenemission existiert.

7. Reaktionen zur Erzeugung leichter neutronenarmer Atomkerne

In Tabelle 6 sind Reaktionen angegeben, die für die Erzeugung der im vorangegangenen Kapitel 6 behandelten Kerne benutzt werden können. Die Q-Werte und Schwellenenergien wurden mit Hilfe der Tabelle 1 sowie für die bekannten Kerne mit Hilfe der Tabellen von König et al. ¹⁶⁾ berechnet. Das Karlsruher Isochronzyklotron liefert Protonen, Deuteronen oder α -Teilchen mit Maximalenergien von 27 MeV, 54 MeV bzw. 108 MeV. Dies muß bei der Auswahl geeigneter Reaktionen berücksichtigt werden.

$E_{\beta^-} (H^4 \rightarrow He^{4*})$ MeV	$T_{1/2} (H^4 \rightarrow He^{4*})$ sec	$T_{1/2} (H^4 \rightarrow He^4)$ sec	$T_{1/2}^{eff}$ sec	$\alpha(H^4 \rightarrow He^{4*})$ %	$\alpha(H^4 \rightarrow He^4)$ %
0.59	5 840	3 400	2150	37	63
0.49	10 690	3 400	2580	24	76
0.39	25 600	3 400	3000	12	88
0.59	5 840	34 000	4990	85	15
0.59	5 840	340 000	5740	98	2

Berechnete partielle und effektive Halbwertszeiten und Verzweigungsverhältnisse für den T-erlaubten (übererlaubten) $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergang von H^4 nach He^{4*} und den T-verbotenen $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergang von H^4 nach He^4 .

Tabelle 5

Der protoneninstabile Kern Sc^{39} läßt sich über eine $(p,2n)$ - oder eine $(d,3n)$ -Reaktion an Ca^{40} erzeugen. Die Schwelle für die $(p,2n)$ -Reaktion liegt oberhalb 27 MeV, die $(d,3n)$ -Reaktion scheint jedoch gut geeignet Sc^{39} zu erzeugen.

Goldansky ^{1,3)} hat bereits darauf hingewiesen, daß vor allem Reaktionen, die durch He^3 -Ionen oder schweren Ionen an Kernen mit geradem Z induziert werden, geeignet sind neutronenarme Kerne mit geradem Z zu erzeugen, d.h. also solche Kerne, die doppelten Protonenzerfall zeigen oder verzögert Protonen emittieren. In den Gruppen (2), (3) und (4) der Tabelle 5 sind Reaktionen aufgeführt, die sich zur Erzeugung der Kerne O^{12} , Ne^{16} und Mg^{19} eignen. Diese Kerne sind die wahrscheinlichsten Kandidaten für doppelten Protonenzerfall. Es bestätigt sich, daß die He^3 -induzierten Reaktionen am günstigsten sind. Da He^3 -Ionen am Karlsruher Isochronzyklotron nicht beschleunigt werden können, kommen nur α -Teilchen induzierte Reaktionen in Frage.

Unter (5) bis (9) sind eine Reihe von α -Teilchen induzierten Reaktionen an Kernen mit geradem Z aufgeführt. Als Targetkerne kommen Be^9 , C^{12} , O^{16} , Ne^{20} und Mg^{24} in Betracht. Es sind alle Reaktionen angegeben, die über einen der besprochenen Prozesse zur Emission von Protonen führen können. Es ist zu beachten, daß nicht nur (α, xn) -Reaktionen sondern auch Reaktionen vom Typ $(\alpha, \alpha xn)$ zu einem der fraglichen Kerne führen können. Die Q-Werte sind von ähnlicher Größe, und die Coulombbarriere für das auslaufende α -Teilchen sollte zu keiner wesentlichen Verringerung des Wirkungsquerschnittes führen. Goldansky ¹⁾ hat Wirkungsquerschnitte für (He^3, xn) und andere Reaktionen berechnet. Die Wirkungsquerschnitte erreichen Werte bis 0.1 mb und die Teilchenenergien, bei denen der Wirkungs-

querschnitt ein Maximum hat, liegen 20 bis 30 MeV über der Schwelle. Eine Durchsicht von Tabelle 5 zeigt, daß es möglich sein sollte, die Kerne O^{12} , Ne^{16} und Mg^{19} (doppelter Protonenzerfall.) sowie C^9 , O^{13} , Ne^{17} , Mg^{20} , Mg^{21} , Si^{24} , Si^{25} (verzögerte Protonen) zu erzeugen.

Nachtrag

Nach Beendigung dieser Arbeit wurde der Autor auf eine Veröffentlichung von Zeldovich ²²⁾ aufmerksam gemacht. Die von Zeldovich für $Z \leq 14$ angegebene Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenemission stimmt mit der in dieser Arbeit angegebenen Grenze überein. Auch wurde von ihm angegeben, daß die Kerne O^{12} , Ne^{16} und Mg^{19} möglicherweise durch die gleichzeitige Emission von zwei Protonen zerfallen können.

Gesetzmäßigkeiten bezüglich der Massen leichter Atomkerne ¹⁰⁾ lassen vermuten, daß der Massenexzess von B^7 (und He^7) etwa 5 bis 6 MeV größer ist als in Tabelle 1 angegeben. Nach Figur 3 folgt daraus, daß C^8 ein weiterer Kandidat für doppelten Protonenzerfall ist.

Tabelle 6

	Reaktion	Q[MeV]	E _{Schwelle} [MeV]
(1)	Ca ⁴⁰ (p, 2n)Sc ³⁹	-30.40 ± 0.30	31.16 ± 0.40
	Ca ⁴⁰ (d, 3n)Sc ³⁹	-32.62 ± 0.30	34.25 ± 0.40
(2)	N ¹⁴ (p, 3n)O ¹²	-44.46 ± 3.00	47.64 ± 3.00
	C ¹² (He ³ , 3n)O ¹²	-39.68 ± 3.00	49.60 ± 3.00
	C ¹² (α, 4n)O ¹²	-60.26 ± 3.00	80.35 ± 3.00
(3)	F ¹⁹ (p, 4n)Ne ¹⁶	-50.70 ± 0.40	53.37 ± 0.50
	O ¹⁶ (He ³ , 3n)Ne ¹⁶	-38.12 ± 0.40	45.27 ± 0.50
	O ¹⁶ (α, 4n)Ne ¹⁶	-58.70 ± 0.40	73.38 ± 0.50
(4)	Na ²³ (p, 5n)Mg ¹⁹	-74.70 ± 3.00	77.95 ± 3.00
	Ne ²⁰ (He ³ , 4n)Mg ¹⁹	-56.50 ± 3.00	64.98 ± 3.00
	Ne ²⁰ (α, 5n)Mg ¹⁹	-77.07 ± 3.00	92.48 ± 3.00
(5)	Be ⁹ (α, 5n)C ⁸	-64.68 ± 3.50	93.42 ± 3.50
	Be ⁹ (α, 4n)C ⁹	-47.81 ± 1.00	69.06 ± 1.00
	Be ⁹ (α, α 4n)Be ⁹	-52.04 ± ca.	75.17 ± ca.
	Be ⁹ (α, α 3n)Be ⁶	-31.29 ± 0.20	45.20 ± 0.30
(6)	C ¹² (α, 5n)O ¹¹	-91.63 ± 3.00	122.17 ± 3.00
	C ¹² (α, 4n)O ¹²	-60.26 ± 3.00	80.35 ± 3.00
	C ¹² (α, 3n)O ¹³	-45.18 ± 0.30	60.24 ± 0.40
	C ¹² (α, α 4n)C ⁸	-70.39 ± 3.50	93.85 ± 3.50
	C ¹² (α, α 3n)C ⁹	-53.51 ± 1.00	71.35 ± 1.00

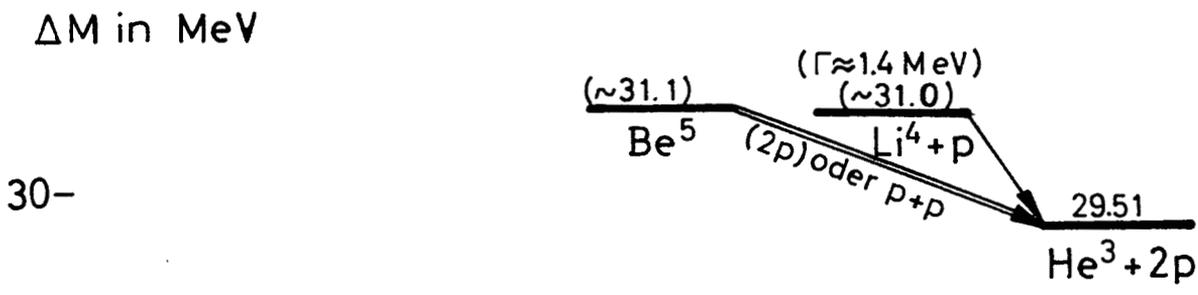
	Reaktion	Q[MeV]	E _{Schwelle} [MeV]
(7)	${}^{16}_0(\alpha, 5n){}^{15}\text{Ne}$	-84.87 ± 3.00	106.09 ± 3.00
	${}^{16}_0(\alpha, 4n){}^{16}\text{Ne}$	-58.70 ± 0.40	73.38 ± 0.50
	${}^{16}_0(\alpha, 3n){}^{17}\text{Ne}$	-42.82 ± 0.30	53.53 ± 0.40
	${}^{16}_0(\alpha, \alpha 5n){}^{11}_0$	-98.80 ± 3.00	123.50 ± 3.00
	${}^{16}_0(\alpha, \alpha 4n){}^{12}_0$	-67.43 ± 3.00	84.29 ± 3.00
	${}^{16}_0(\alpha, \alpha 3n){}^{13}_0$	-52.35 ± 0.30	65.44 ± 0.40
(8)	${}^{20}\text{Ne}(\alpha, 5n){}^{19}\text{Mg}$	-77.07 ± 3.00	92.48 ± 3.00
	${}^{20}\text{Ne}(\alpha, 4n){}^{20}\text{Mg}$	-54.30 ± 0.40	65.16 ± 0.50
	${}^{20}\text{Ne}(\alpha, 3n){}^{21}\text{Mg}$	-39.62 ± 0.30	47.54 ± 0.40
	${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha 5n){}^{15}\text{Ne}$	-89.60 ± 3.00	107.52 ± 3.00
	${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha 4n){}^{16}\text{Ne}$	-63.43 ± 0.40	76.12 ± 0.50
	${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha 3n){}^{17}\text{Ne}$	-47.55 ± 0.30	57.06 ± 0.40
(9)	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, 5n){}^{23}\text{Si}$	-79.26 ± 3.00	92.47 ± 3.00
	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, 4n){}^{24}\text{Si}$	-54.69 ± 0.40	63.80 ± 0.50
	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, 3n){}^{25}\text{Si}$	-39.41 ± 0.50	45.98 ± 0.60
	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha 5n){}^{19}\text{Mg}$	-86.39 ± 3.00	100.79 ± 3.00
	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha 4n){}^{20}\text{Mg}$	-63.62 ± 0.40	74.22 ± 0.50
	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha 3n){}^{21}\text{Mg}$	-48.94 ± 0.30	57.10 ± 0.40

Q-Werte und Energieschwellen von Reaktionen zur Erzeugung neutronenarmer Kerne.

Literaturverzeichnis

- 1) V.I.Goldansky, Soviet Physics JETP 12 (1961) 348;
Nuclear Physics 19 (1960) 482
- 2) V.A.Karnaukhov and N.I.Tarantin,
Soviet Physics JETP 12 (1961) 771
- 3) V.I.Goldansky, Nuclear Physics 27 (1961) 648
- 4) V.I.Goldansky, Soviet Physics Doklady 7 (1963) 922
- 5) F. Ajzenberg-Selove and T.Lauritsen,
Nuclear Physics 11 (1959) 1
- 6) R.D.Barton and R.Mc. Pherson,
Bull.Amer.Phys.Soc. 8 (1963) 357
- 7) I.L.Preiss, private Mitteilung (1963)
- 8) V.A.Karnaukhov, Ter-Akopian and Subbotin,
Asilomar Conference on Reactions between Complex
Nuclei (1963)
- 9) J.Jänecke, Zeitschr. f. Physik 160 (1960) 171
- 10) J.Jänecke, (unveröffentlicht)
- 11) A.I.Baz and J.A.Smorodinkij, Usp.Fiz.Nauk 55 (1955) 215;
Der Isospin von Atomkernen, J. Schintlmeister (Heraus-
geber) Akademie Verlag, Berlin 1960
- 12) A.I.Baz, Atomnaya Energia 6 (1959) 571
- 13) H.W.Lefevre, R.R.Borchers and C.H.Poppe,
Phys. Rev. 128 (1962) 1328
- 14) C.Werntz and J.G.Brennan, Physics Letters 6 (1963) 113
- 15) J.Jänecke, Nuclear Physics 30 (1962) 328
- 16) L.A.König, J.H.E.Mattauch and A.H.Wapstra,
Nuclear Physics 31 (1962) 18
- 17) R.Ayres, W.F.Hornyak, L.Chan and H.Fann,
Nuclear Physics 29 (1962) 212
- 18) P.M.Endt and C.van der Leun, Nuclear Physics 34 (1962) 1
- 19) B.M.Spicer, Phys. Letters 6 (1963) 88
- 20) W.P.Alford and J.B.French, Phys. Rev. Letters 6 (1961) 119
- 21) N.Jarmie, M.G.Silbert, D.B.Smith and J.L.Loos,
Phys. Rev. 130 (1963) 987
- 22) Ya.B.Zeldovich, Soviet Physics JETP 11 (1960) 812

- Fig. 1 bis 17: Zerfallsschemata der leichten ($Z \leq 14$) neutronenarmen Atomkerne. Die Masseneüberschüsse sind in Einheiten mit $\Delta M(C^{12})=0$ angegeben. Berechnete Werte sind eingeklammert.
- Fig. 18: Isotopenkarte der leichten ($Z \leq 14$) stabilen und neutronenarmen Atomkerne. Der Zerfallscharakter der einzelnen Isotope sowie die Stabilitätsgrenze gegenüber Protonenemission ist eingezeichnet.
- Fig. 19: Halbwertszeiten für den Protonenzerfall $Sc^{39} \rightarrow Ca^{38} + p$ als Funktion der Protonenenergie und für verschiedene Drehimpulse des emittierten Protons. Der wahrscheinlichste Energiebereich und Halbwertszeitenbereich ist besonders gekennzeichnet.
- Fig. 20: Halbwertszeiten für doppelten Protonenzerfall für die jeweils wahrscheinlichsten Energiebereiche der emittierten Di-Protonen.
- Fig. 21: Das Isospin Triplet $H^4 - He^{4*} - Li^4$. Der Kern H^4 zerfällt entweder gemäß $H^4 \rightarrow t+n$ oder gemäß $H^4 \xrightarrow{\beta^-} He^4$ oder He^{4*} . Beim Übergang nach He^{4*} werden verzögert Protonen emittiert. Verzögerte interne Paarerzeugung ist dann ebenfalls möglich, jedoch um mehrere Größenordnungen unwahrscheinlicher. Der Kern Li^4 zerfällt gemäß $Li^4 \rightarrow He^3 + p$.



$$\frac{11.68 \pm 0.04}{\text{Li}^5}$$

10-

15-

20-

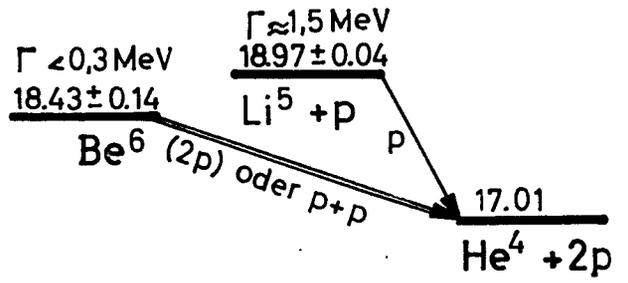
25-

30-

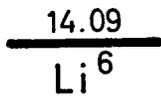
Be^5 Fig. 1

ΔM in MeV

20-



15-



10-

Be^6 Fig.

ΔM in MeV

40-

(38.1 ± 3.5)

C^8

p

35-

(34.5 ± 1.0)

$B^7 + p$

p

33.01 ± 0.14

$Be^6 + 2p$

30-

25-

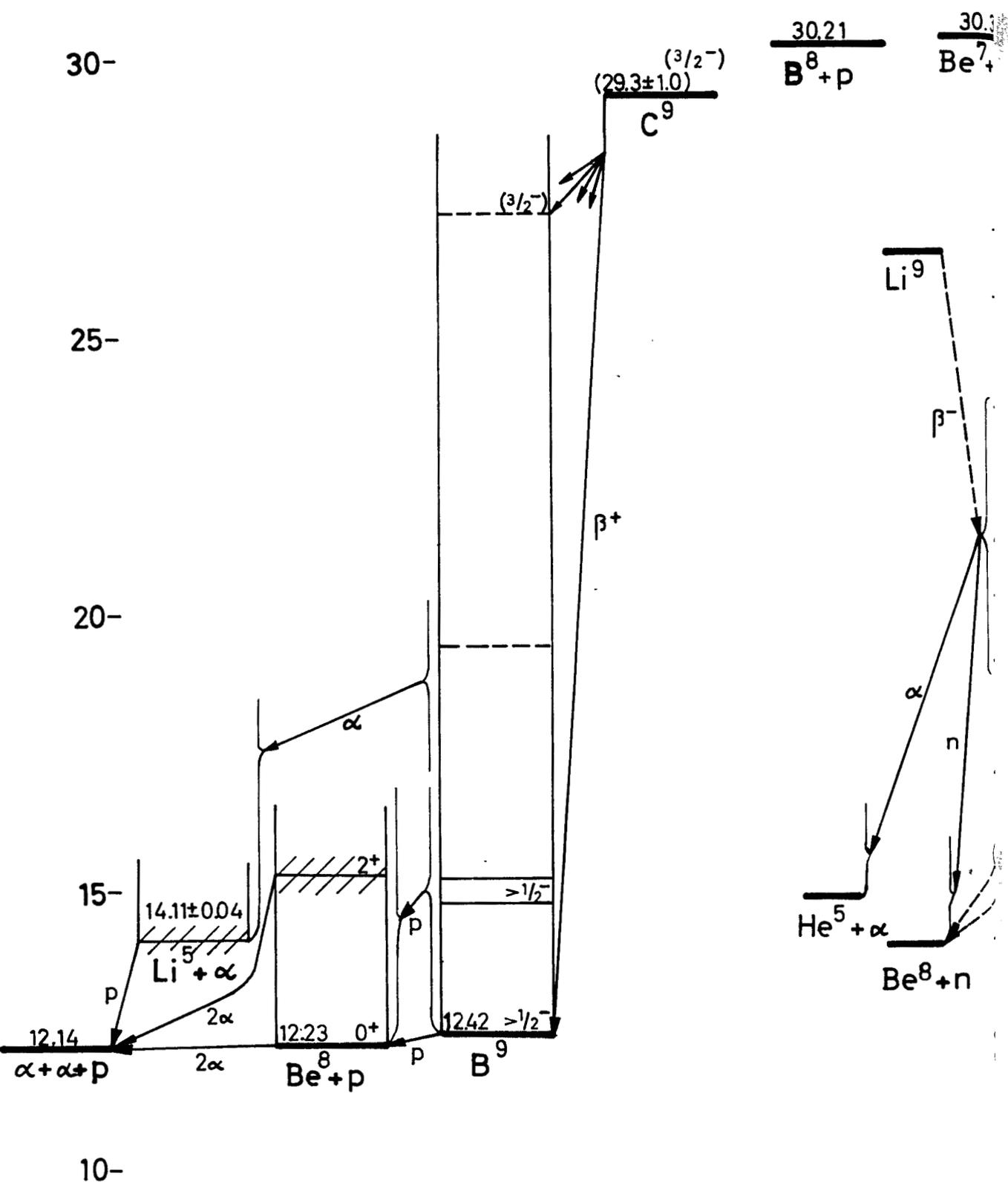
$\frac{23.06}{B^7 + p}$

$\frac{22.92}{B^8}$

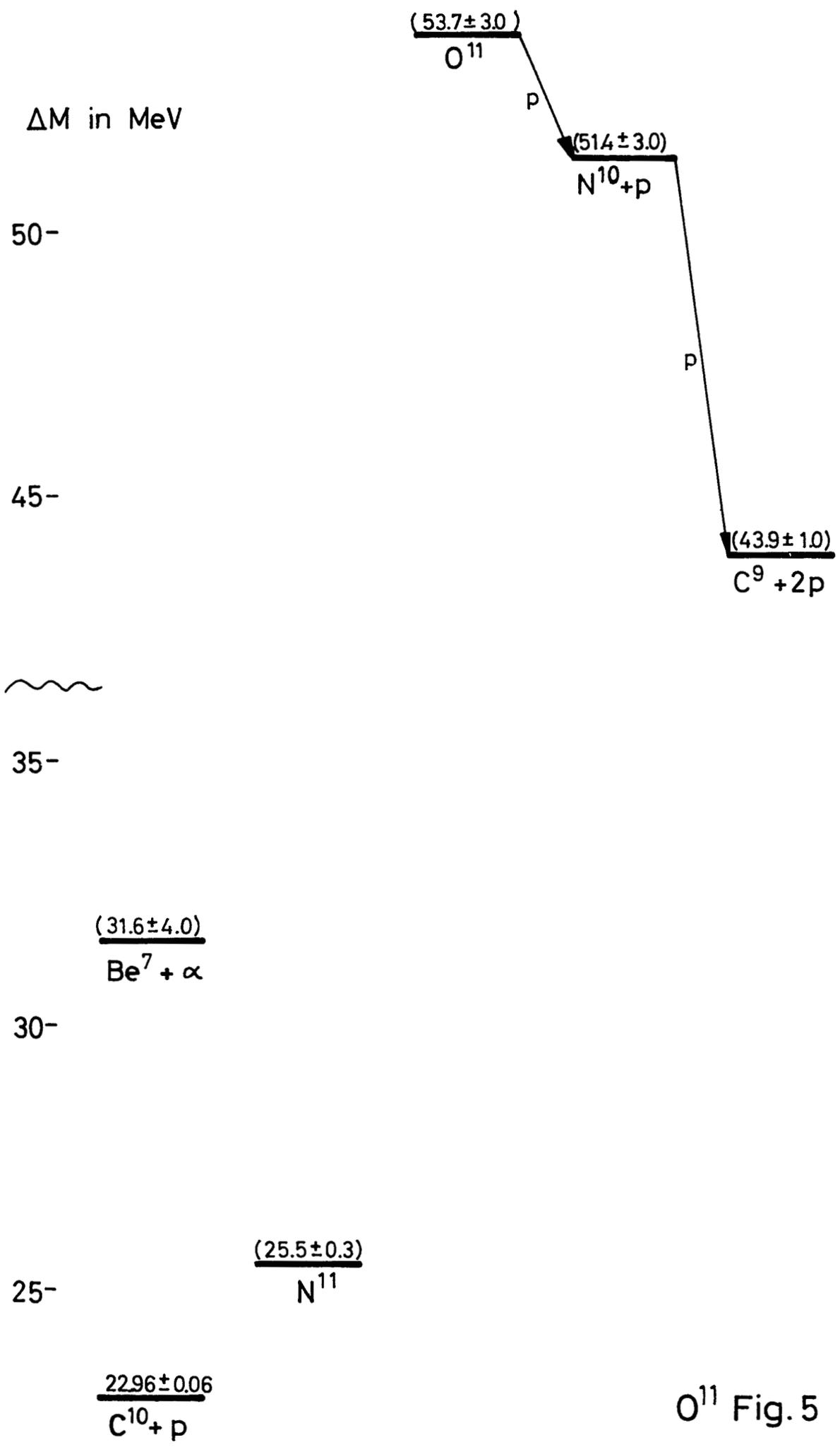
20-

C^8 Fig. 3

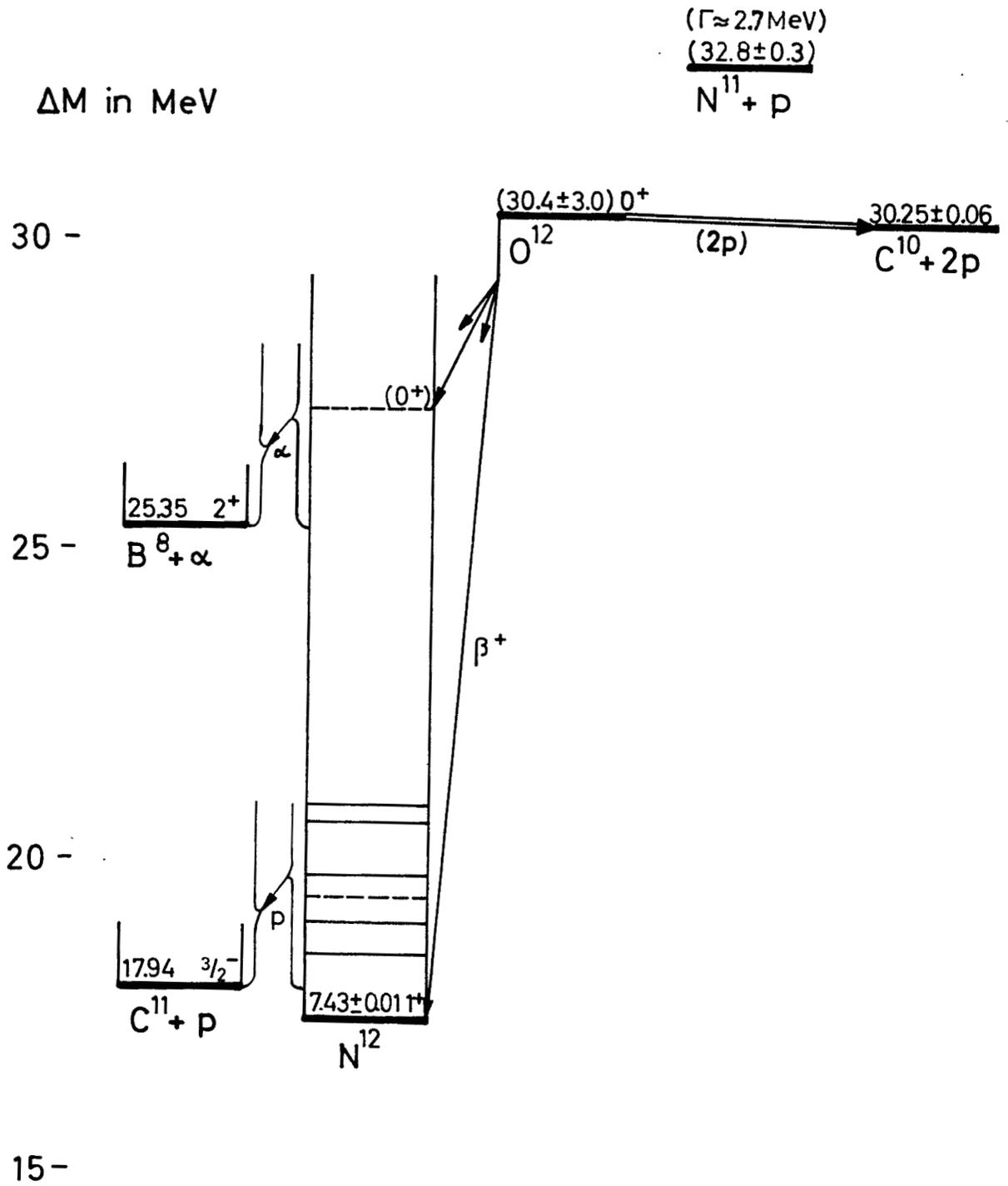
ΔM in MeV



C^9 Fig.4



O^{11} Fig. 5



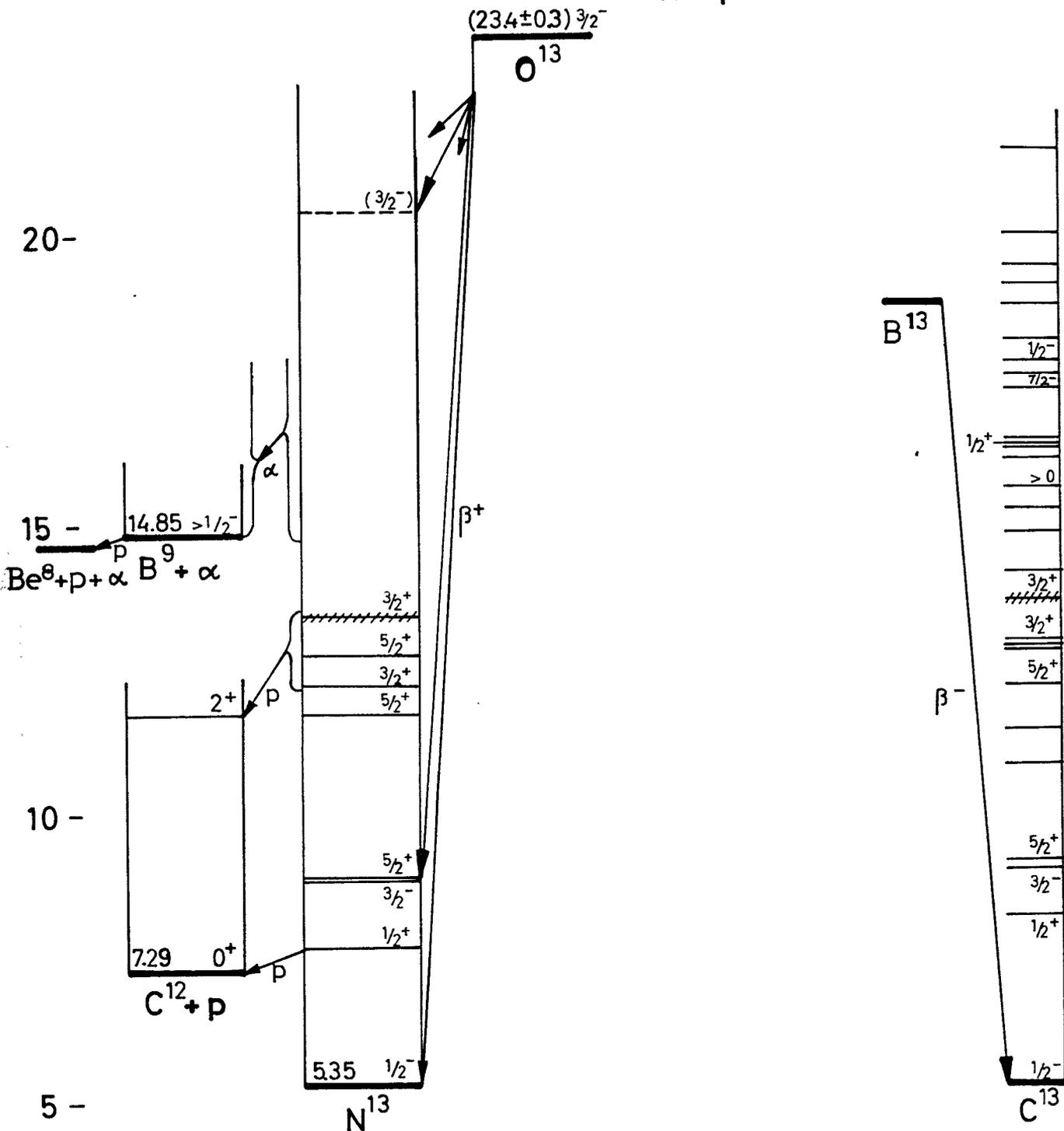
O^{12} Fig.6

ΔM in MeV

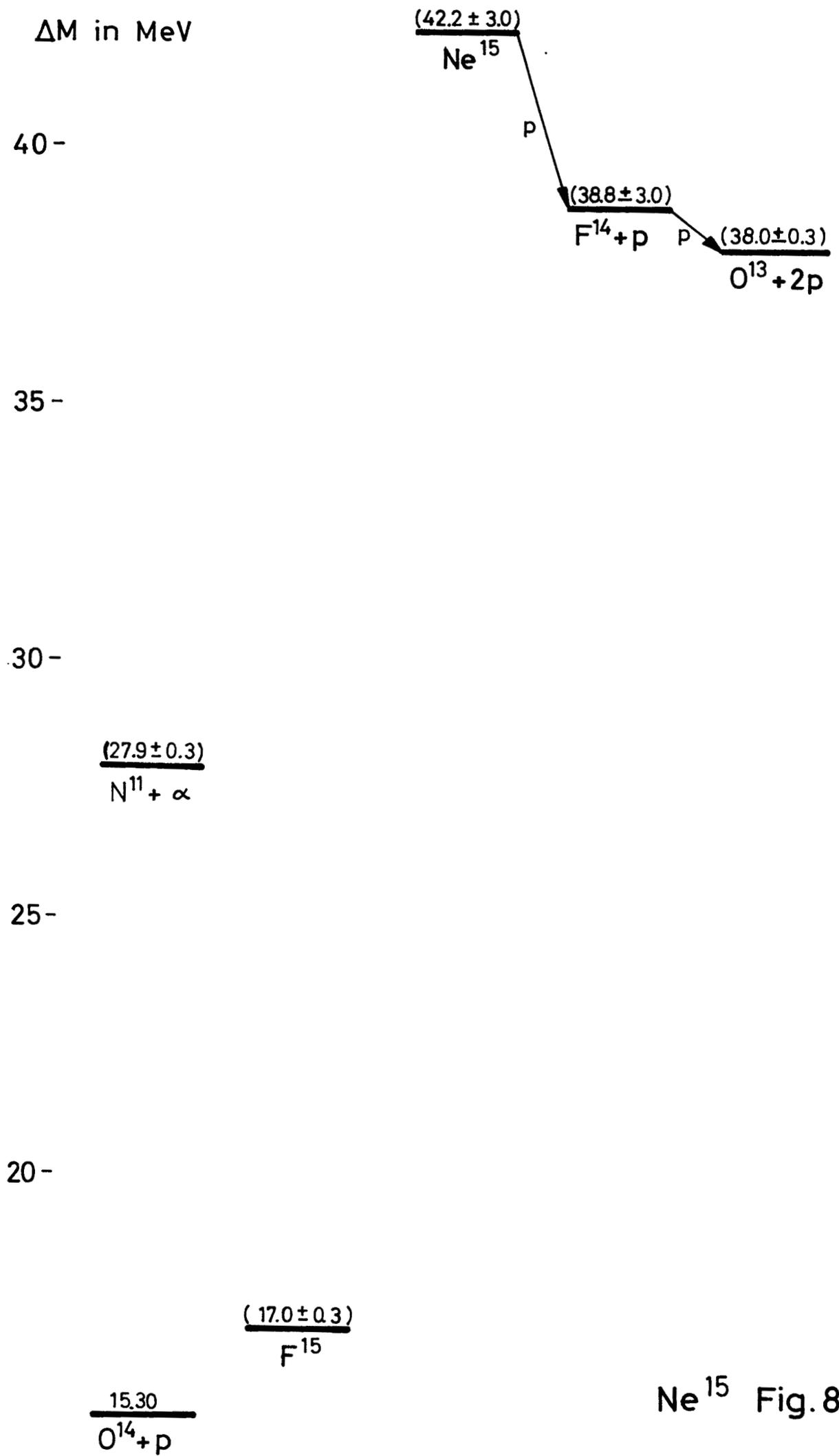
25-

$\frac{24.72}{N^{12} + p}$

$\frac{25.23}{C^{11} + 2p}$

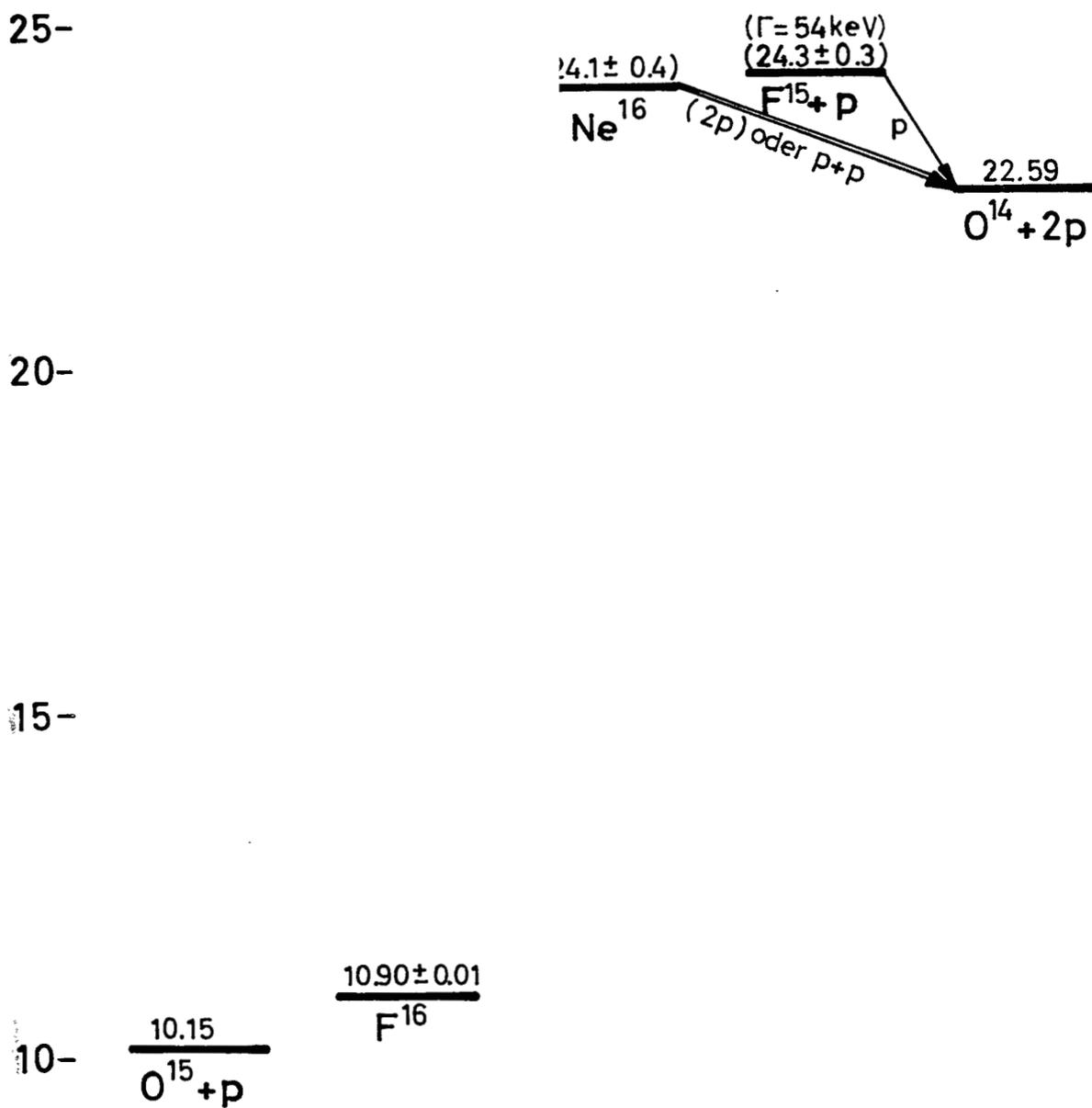


O^{13} Fig. 7



Ne^{15} Fig. 8

ΔM in MeV



Ne^{16} Fig. 9

ΔM in MeV

20 -

$$\frac{18.19 \pm 0.01}{F^{16} + p}$$

$$\frac{17.44}{O^{15} + 2p}$$

15 -

$$(16.35 \pm 0.3) \text{ Ne}^{17} \left(\frac{1}{2}^- \right)$$

10 -

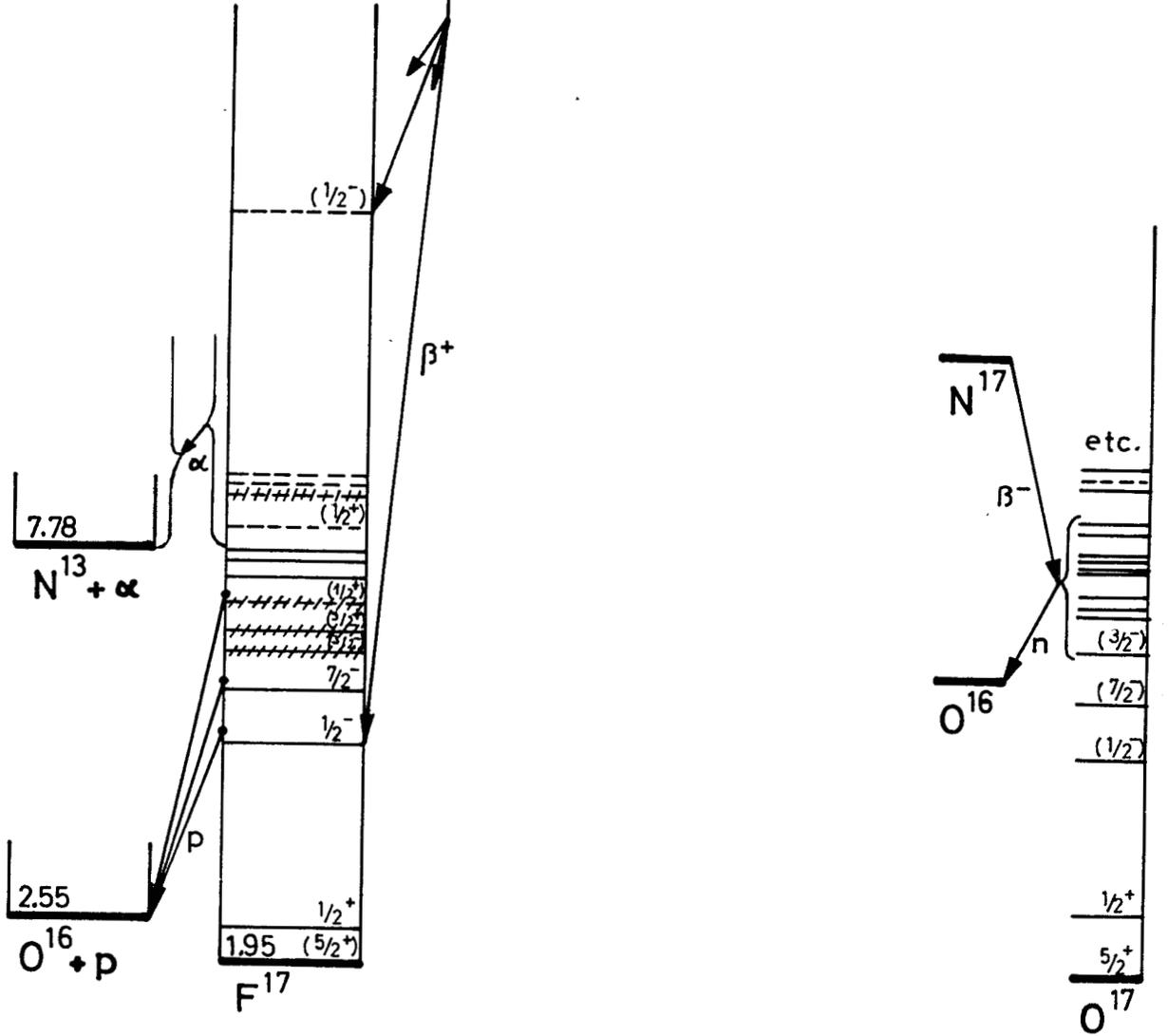
$$7.78 \text{ N}^{13} + \alpha$$

5 -

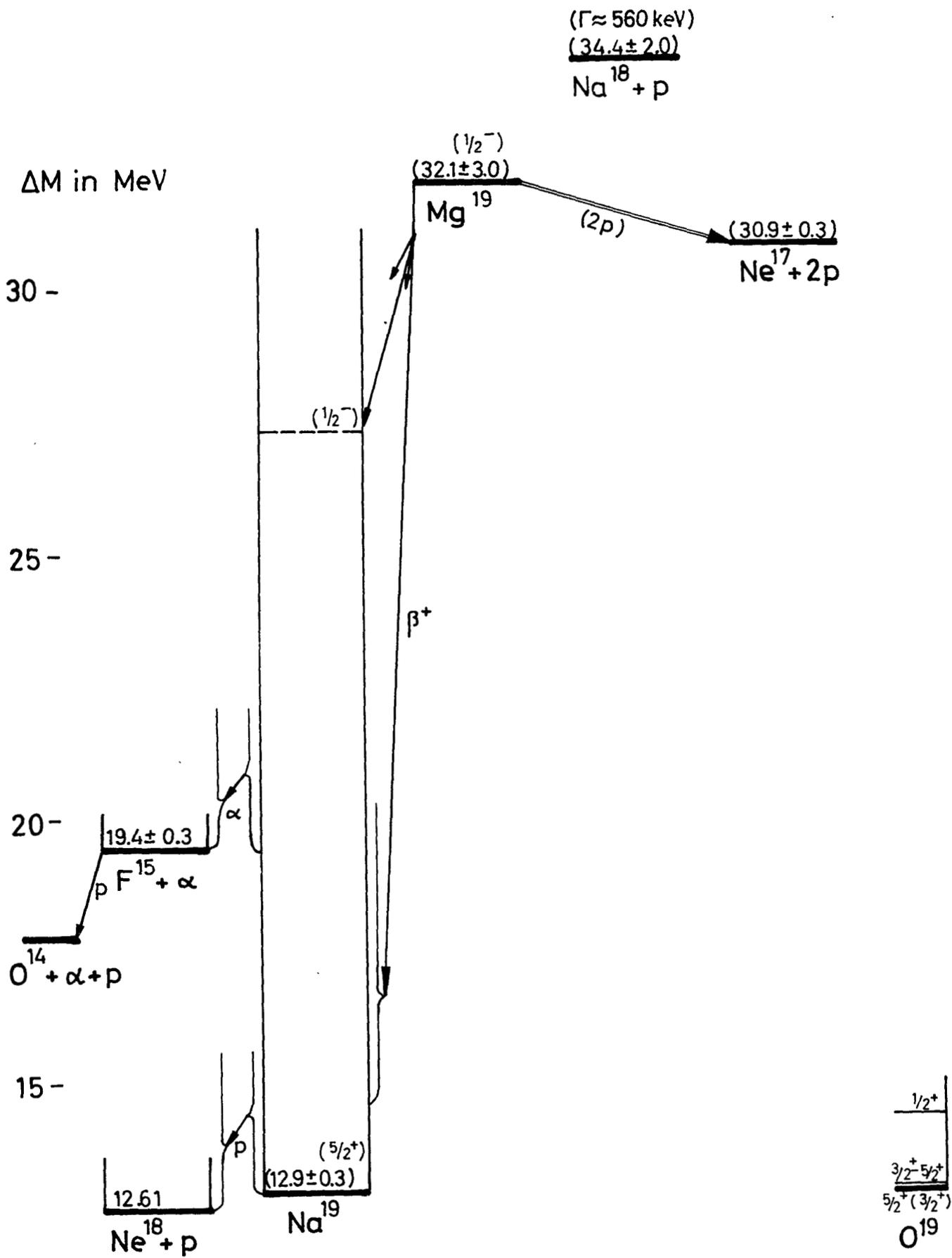
$$2.55 \text{ O}^{16} + p$$

$$1.95 \text{ F}^{17} \left(\frac{5}{2}^+ \right)$$

0 -

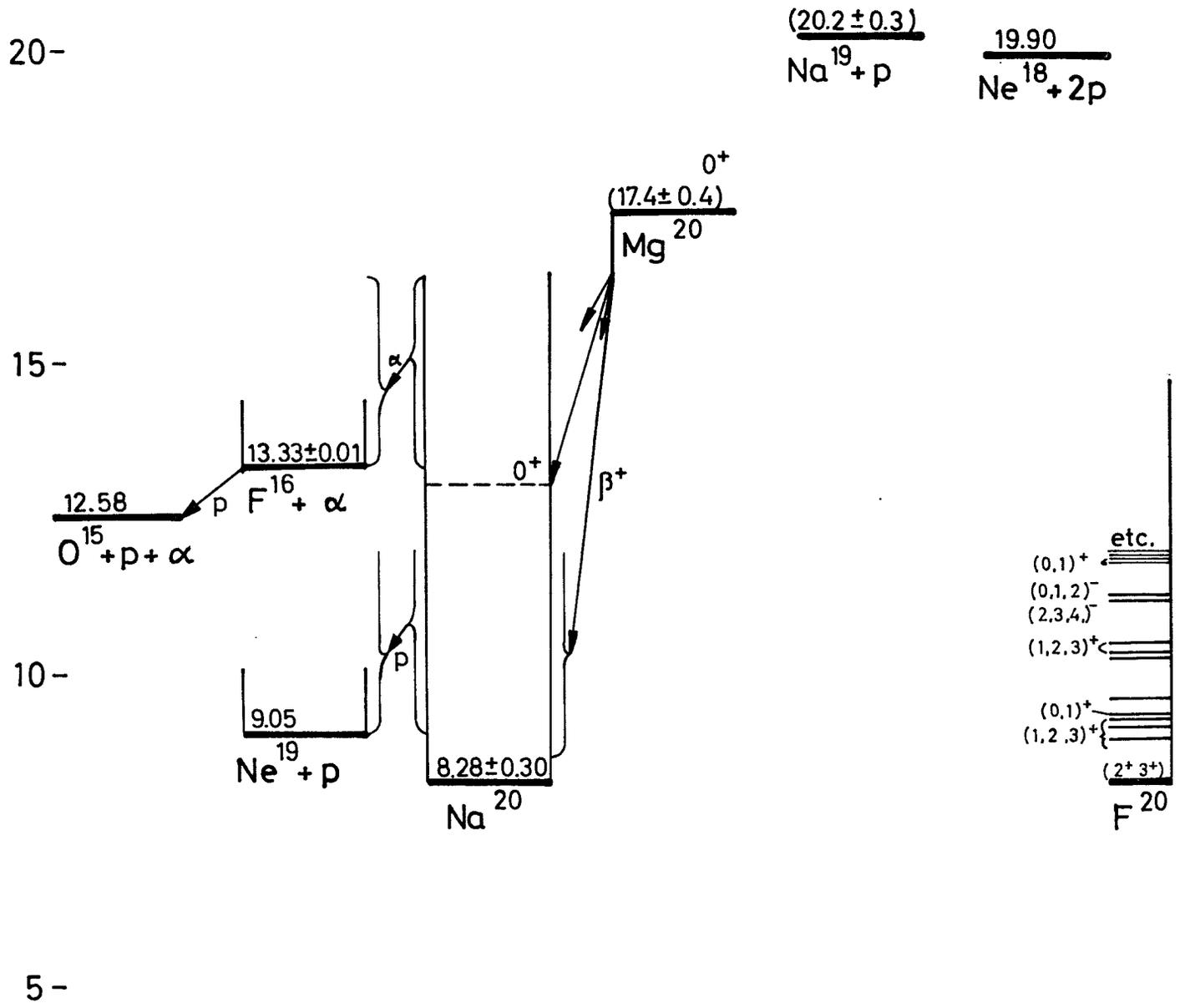


Ne^{17} Fig.10



Mg^{19} Fig. 11

ΔM in MeV



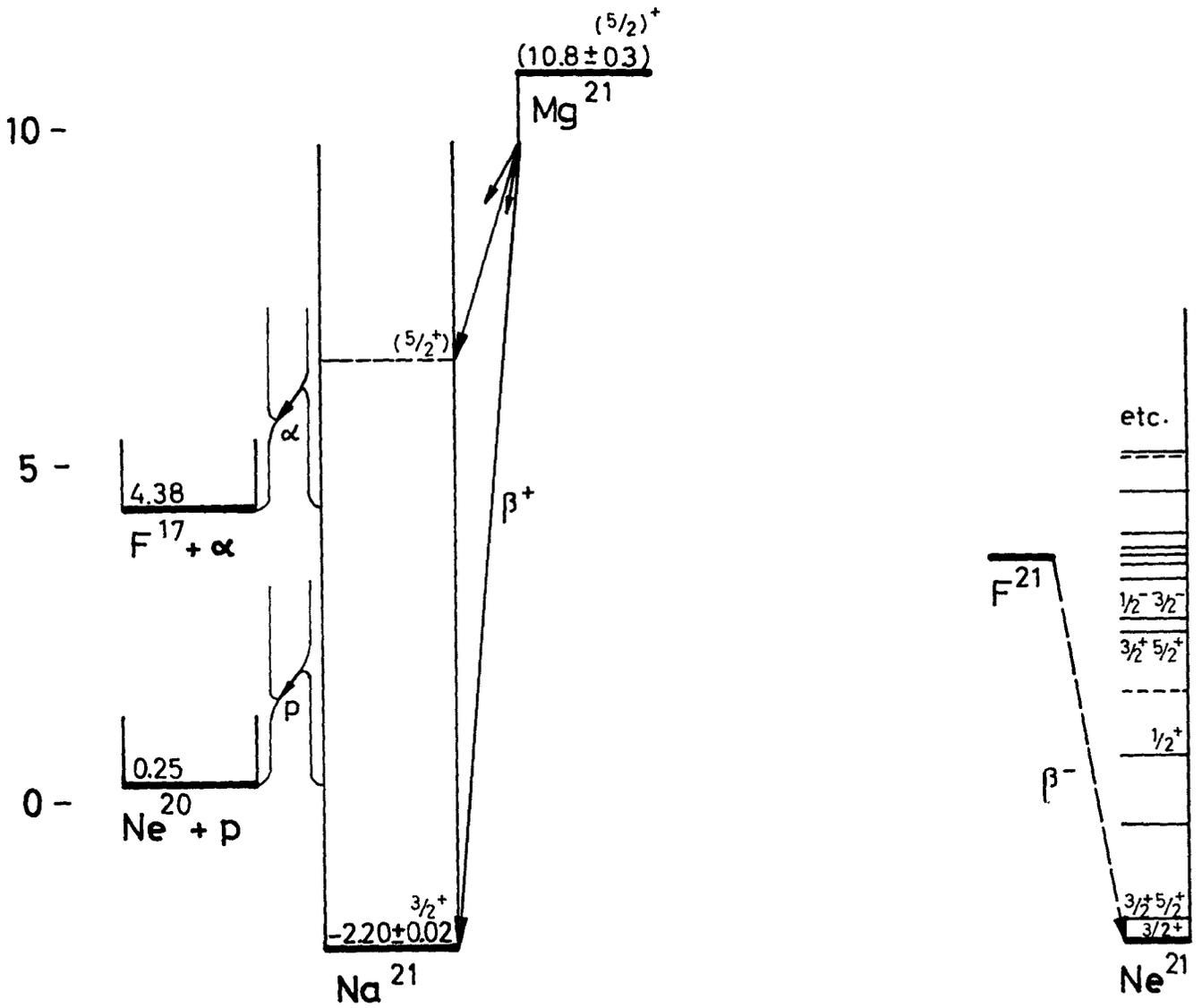
Mg^{20} Fig.12

ΔM in MeV

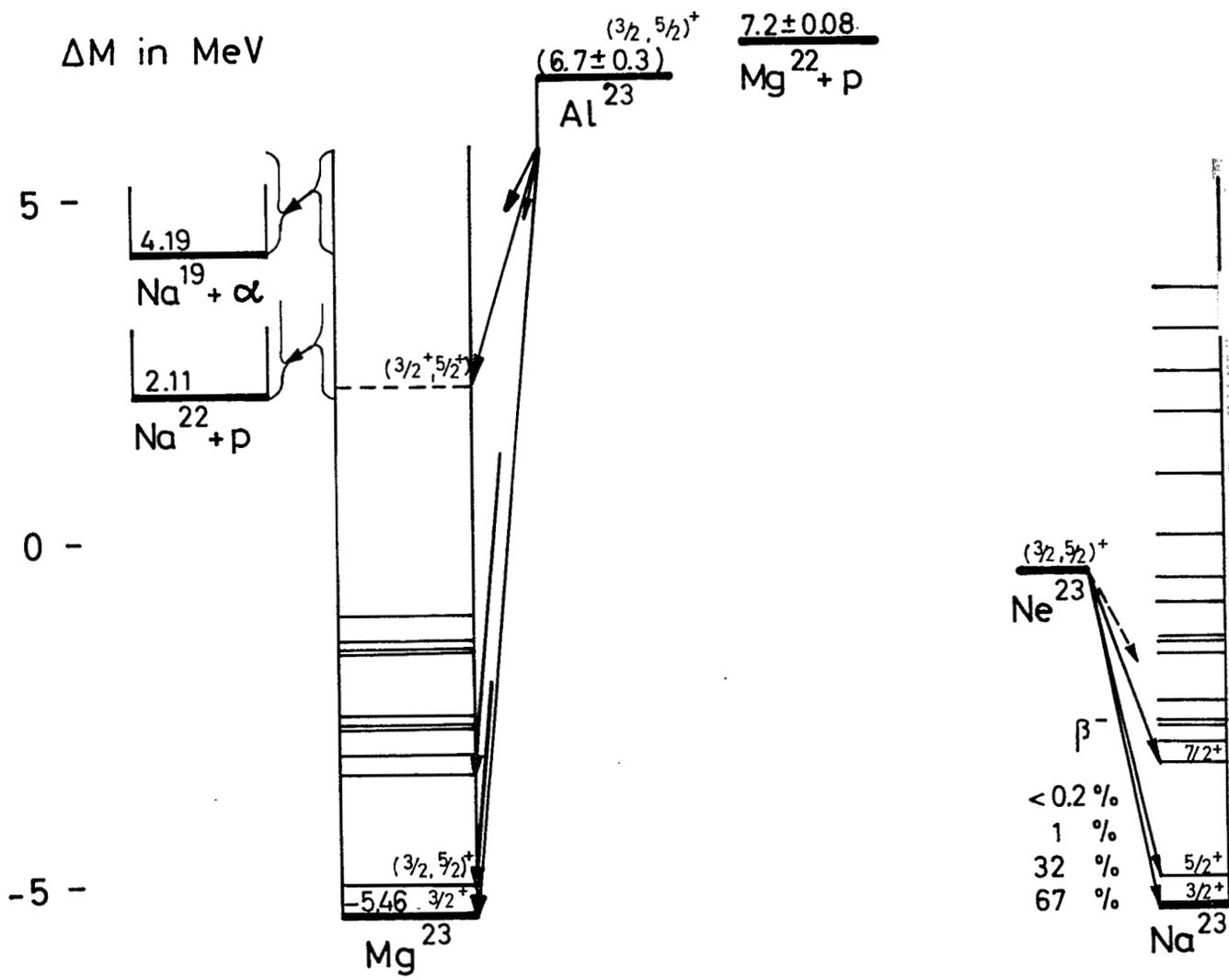
15-

$$\frac{15.6 \pm 0.3}{\text{Na}^{20} + p}$$

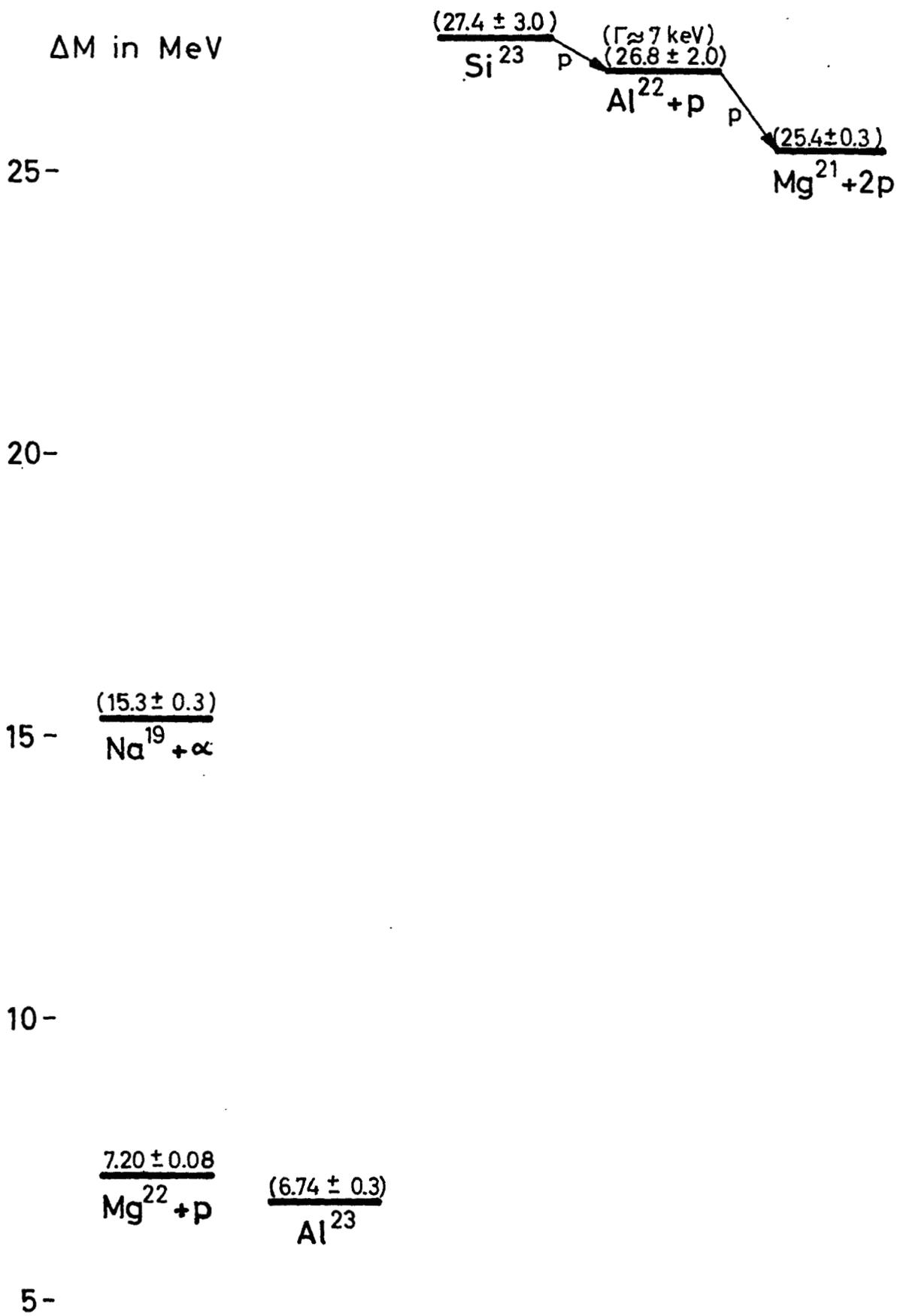
$$\frac{16.34}{\text{Ne}^{19} + 2p}$$



Mg^{21} Fig.13



Al^{23} Fig.14

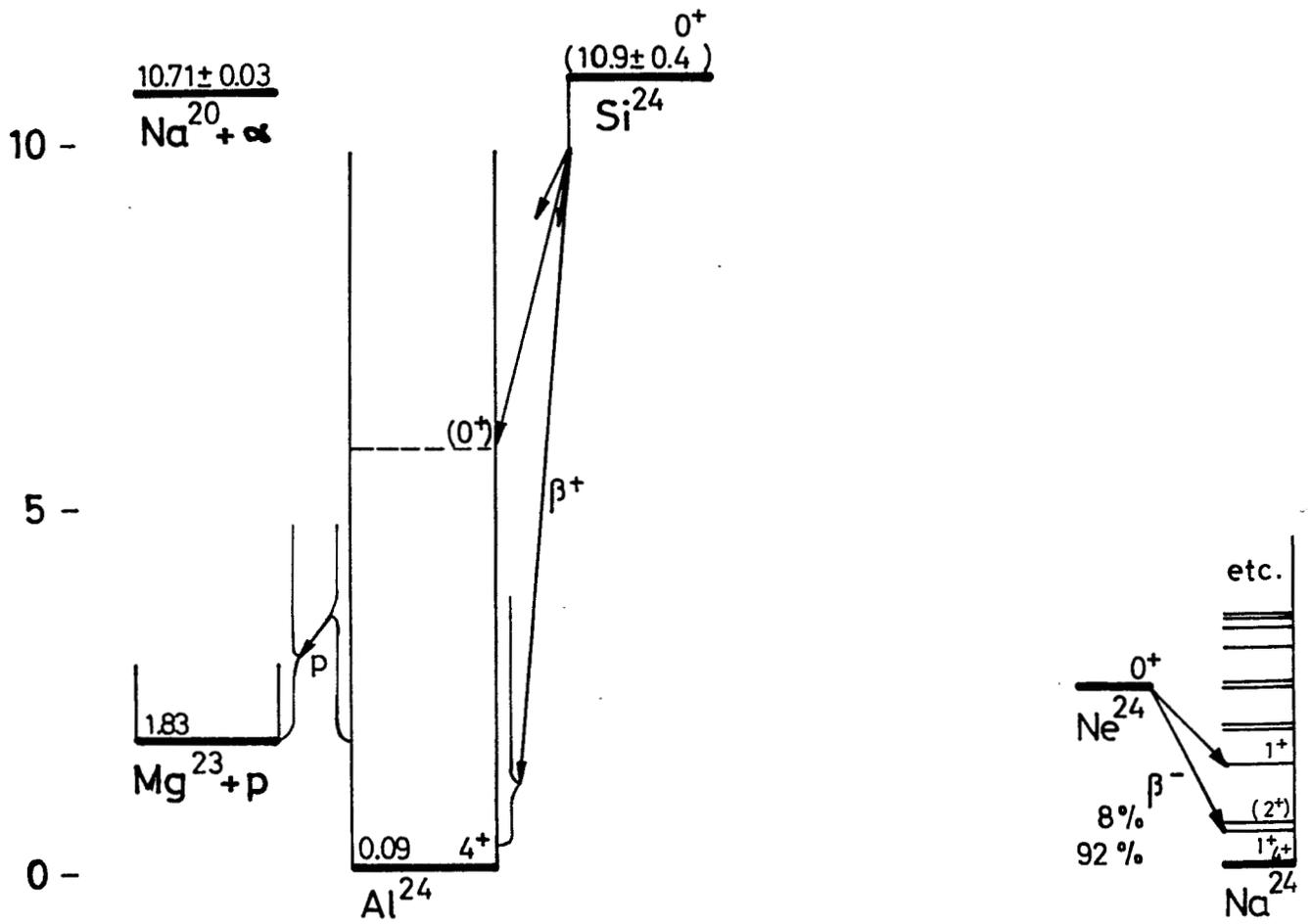


Si^{23} Fig. 15

ΔM in MeV

15 -

$$\frac{(14.0 \pm 0.3)}{\text{Al}^{23} + \text{p}} \qquad \frac{1449 \pm 0.08}{\text{Mg}^{22} + 2\text{p}}$$



Si^{24} Fig. 16

ΔM in MeV

10 -

$$\frac{9.12}{\text{Mg}^{23} + 2p}$$

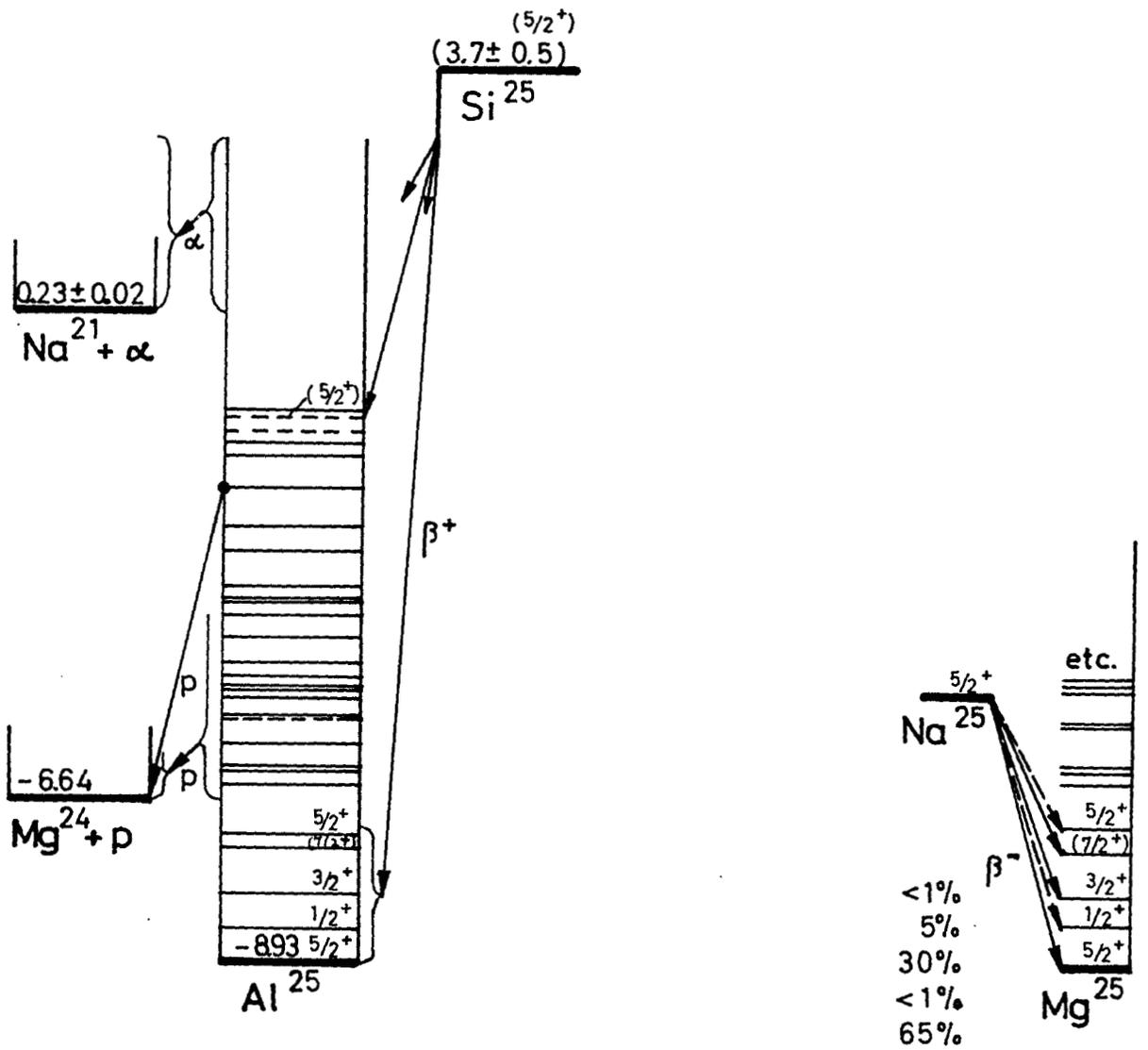
$$\frac{7.38 \pm 0.30}{\text{Al}^{24} + p}$$

5 -

0 -

-5 -

-10 -



Si^{25} Fig. 17

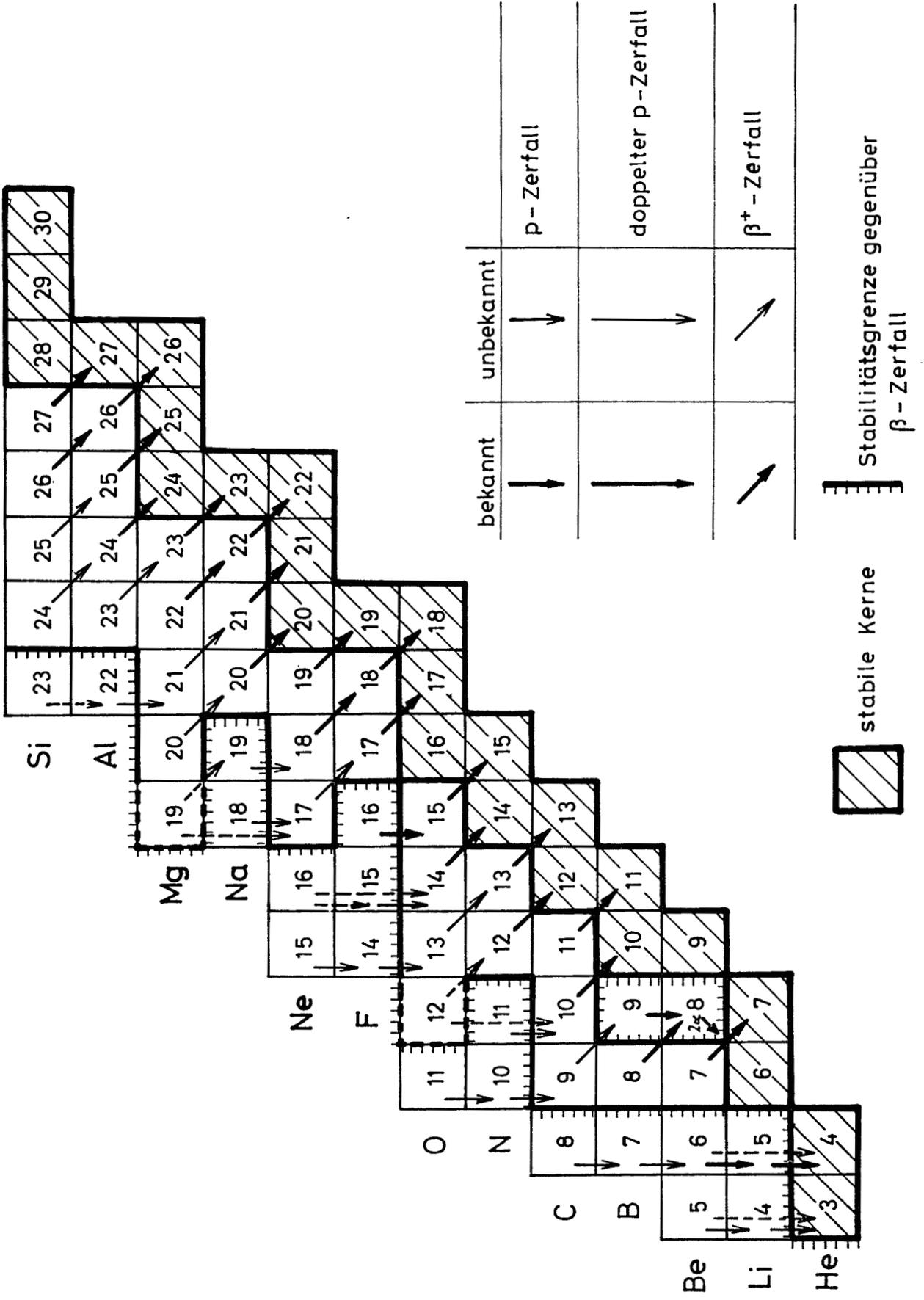


Fig. 18

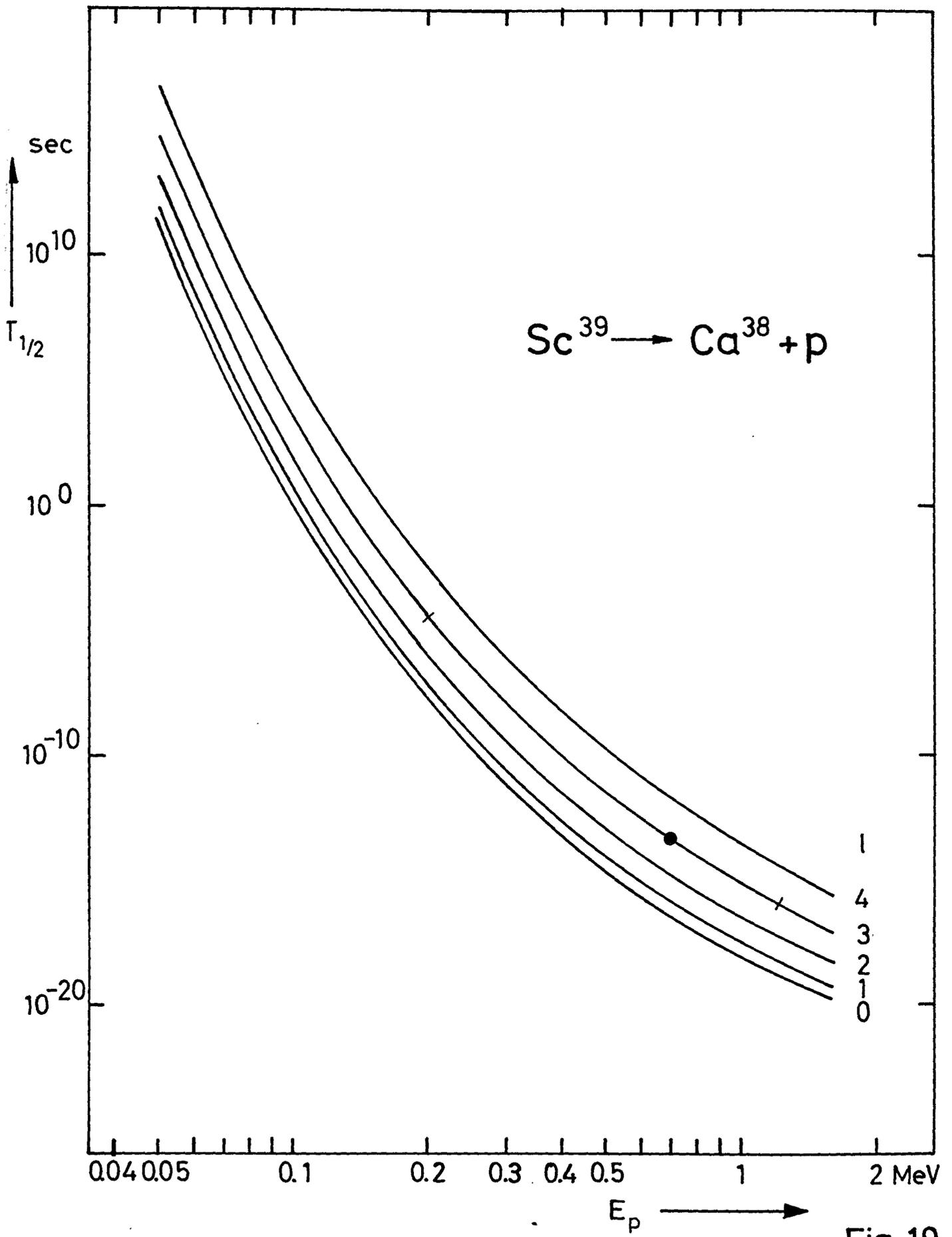


Fig. 19

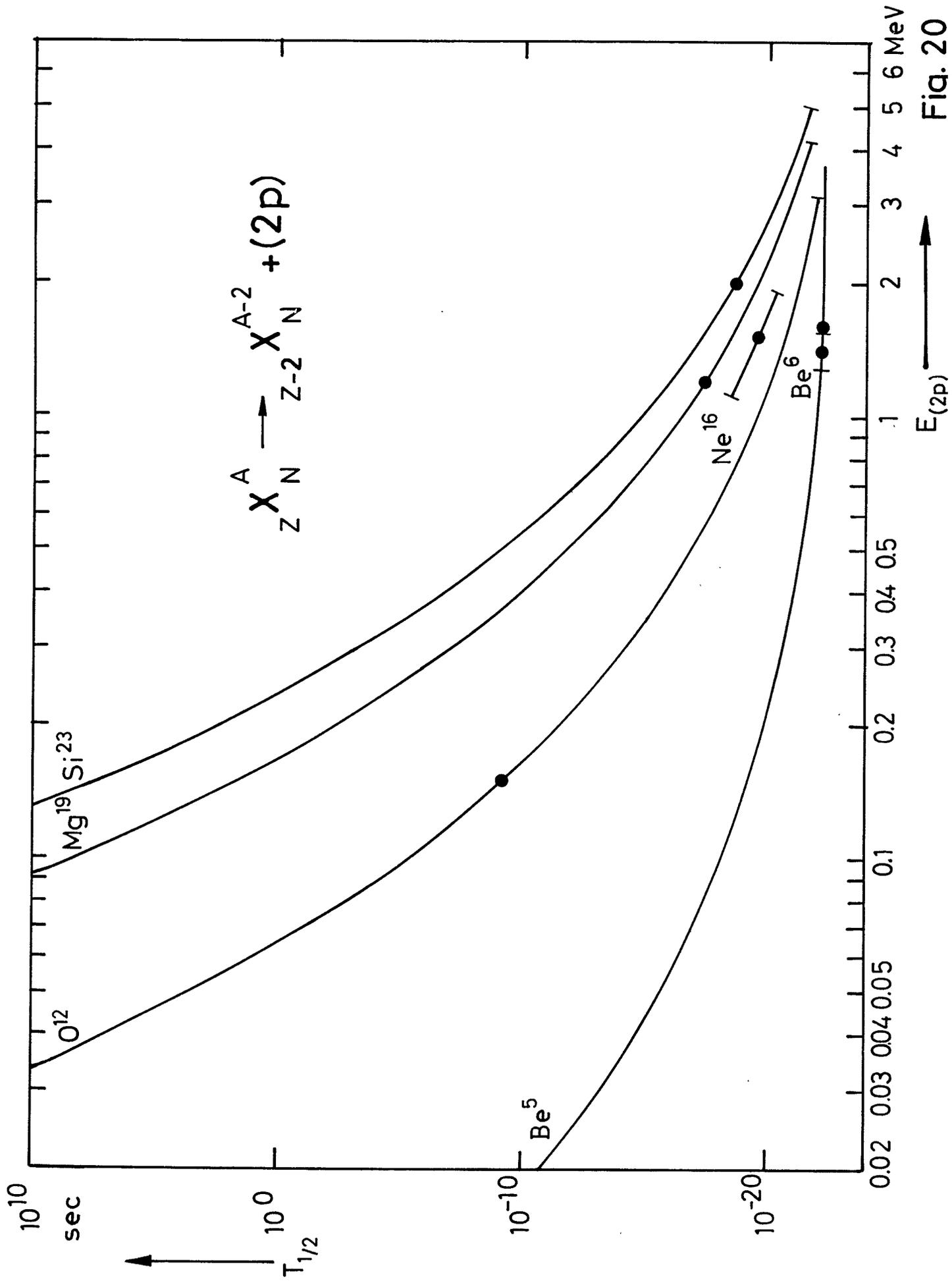


Fig. 20

ΔM in MeV

24 -

23 -

22 -

21 -



3 -

2 -

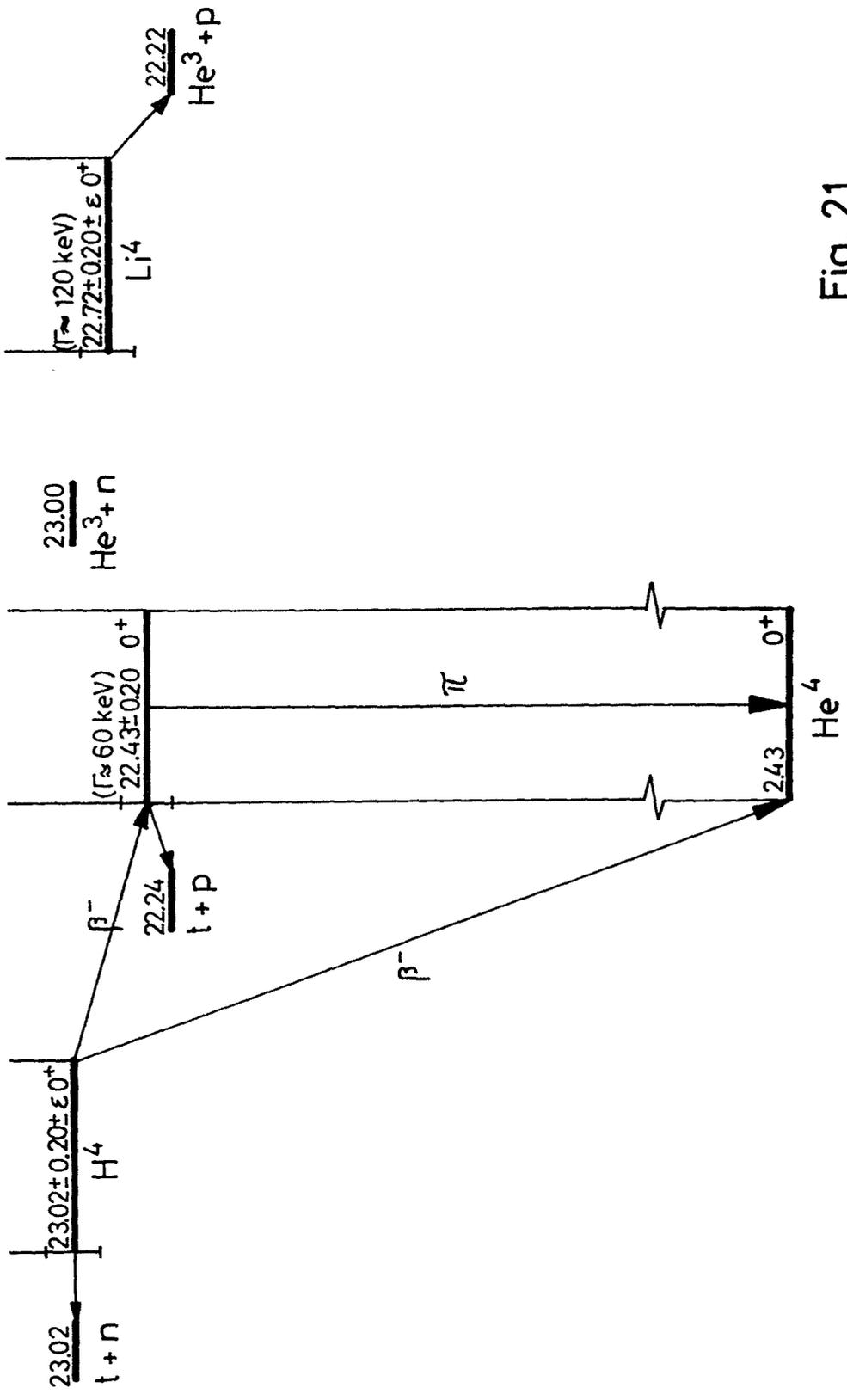


Fig. 21