



KfK 2876 B
November 1979

**Messung der Energiespektren
von geladenen
Sekundärteilchen, die nach der
Absorption von gestoppten
negativen Pionen in
natürlichem Calcium emittiert
werden**

H. Randoll
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 2876 B

Messung der Energiespektren von geladenen Sekundärteilchen,
die nach der Absorption von gestoppten negativen Pionen in
natürlichem Calcium emittiert werden ⁺⁾

Helmut Randoll

⁺⁾ von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Am Institut für Kernphysik des Kernforschungszentrums und der Universität Karlsruhe arbeitet eine Gruppe an experimentellen Untersuchungen zur Anwendung negativer Pionen in der Krebstherapie. Als Beitrag dazu werden in der vorliegenden Arbeit die Energiespektren geladener Sekundärteilchen nach der Pionabsorption in natürlichem Calcium gemessen.

Es werden zwei Targets mit einer effektiven Massebelegung von 0.022g/cm^2 bzw. 0.285g/cm^2 verwendet. Die Energiespektren der Sekundärteilchen reichen von 1.5 MeV bis an die kinematisch mögliche Grenze heran.

Aus den gemessenen Spektren werden durch ein Targetdickenkorrekturprogramm die Spektren auf Energie- und Teilchenverlust im Target korrigiert. Außerdem werden aus den so gewonnenen Produktionsspektren Dicktargetspektren berechnet. Diese beschreiben die Teilchenflüsse aus sehr dicken Targets und sind deshalb für die praktische medizinische Anwendung von besonderer Bedeutung.

Verglichen mit früheren Messungen anderer Autoren unterscheidet sich das vorliegende Experiment durch die Verwendung dünnerer Targets, verbesserte Teilchentrennung, erweiterten Energiebereich und durch den Nachweis aller Wasserstoff- und Heliumisotope. Die Form der Spektren sowie die relativen Teilchenausbeuten stimmen mit diesen früheren Ergebnissen gut überein, jedoch gibt es beträchtliche Abweichungen in der Absolutnormierung auf die Anzahl gestoppter Pionen. Ebenfalls durchgeführte Vergleiche mit früheren Messungen dieser Arbeitsgruppe an anderen Targets ermöglichen Rückschlüsse auf den Absorptionsprozeß.

MEASUREMENT OF THE ENERGY SPECTRA OF CHARGED SECONDARY
PARTICLES EMITTED FOLLOWING THE ABSORPTION OF STOPPED
NEGATIVE PIONS IN NATURAL CALCIUM

Abstract

At the 'Institut für Kernphysik' of the Karlsruhe Nuclear Research Centre and the Karlsruhe University a team works on experimental investigations in the application of negative pions in cancer therapy. As a contribution to this the energy spectra of charged secondary particles emitted after pion absorption in calcium are measured in the present publication.

Two targets with an effective mass of 0.022g/cm^2 and 0.285g/cm^2 are used. The energy spectra of the secondary particles reach from 1.5 MeV close to the kinematical limit.

The measured spectra are corrected for energy and particle loss in the target by means of a computercode. The spectra 'as produced' are used for the calculation of energy spectra which describe the particle flux out of a very thick target. These thick target yields are of special importance for the practical medical application.

Compared with earlier measurements of other authors the present experiments differ by the use of thinner targets, improved particle separation, expanded energy range and by the identification of all hydrogen and helium isotopes. The shape of the spectra and the relative particle yields are consistent with these earlier results however there are considerable discrepancies in the absolute yields per stopped pion. The comparison with the earlier work of this group on other targets allows conclusions on the absorption process.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. EINLEITUNG	1
II. ABSORPTION VON NEGATIVEN PIONEN UND SEKUNDÄR- TEILCHENEMISSION	3
II.1 Einfang von negativen Pionen	3
II.2 Absorptionsprozesse	4
III. EXPERIMENTELLER AUFBAU	9
III.1 Der Pionenstrahl Pi-E3 am SIN	9
III.2 Streukammer und Detektoren	10
III.3 Elektronik	11
III.4 Targetherstellung	15
IV. MESSUNG UND ANALYSE DER DATEN	17
IV.1 Benutzte Methoden zur Teilchentrennung	17
IV.2 Durchführung der Teilchentrennung	18
IV.3 Energieeichungen	22
IV.4 Zeiteichungen	25
IV.5 Targetdickenkorrektur	26
IV.6 Normierung	28
V. AUSWERTUNG UND DISKUSSION DER SPEKTREN	33
V.1 Fehlerbetrachtung	33
V.2 Meß- und Produktionsspektren	37
V.3 Teilchen- und Energiebilanz	40
V.4 Dicktargetausbeuten	42
V.5 Vergleich der Produktionsspektren mit anderen Autoren und anderen Targets	44
Literaturverzeichnis	48
Tabellen	51
Abbildungen	57
Anhang	99

I. EINLEITUNG

Negative Pi-Mesonen sind Elementarteilchen, die in Materie durch elektromagnetische Wechselwirkung von Atomen eingefangen und danach durch hadronische Wechselwirkung vom Atomkern absorbiert werden können. Ihre speziellen Eigenschaften machen sie sowohl in kernphysikalischer als auch in strahlenbiologischer Hinsicht besonders interessant. 1947 wurden geladene Pionen in der kosmischen Strahlung beim Studium von photographischen Kernspurenemulsionen entdeckt /Lat/, aber erst seit den siebziger Jahren gibt es Mesonenfabriken wie z.B. das Schweizerische Institut für Nuklearforschung (SIN), mit denen ausreichende Pionenflüsse für die Strahlentherapie produziert werden können.

Aus kernphysikalischer Sicht sollte sich die Pionabsorption gut zur Strukturuntersuchung des Atomkerns eignen. Obwohl der Mechanismus bis heute nicht vollständig verstanden ist, scheint klar zu sein, daß das Pion an einer Substruktur des Atomkerns, z.B. an einem Zweinukleonensystem oder einem Quasi-Alpha teilchen absorbiert wird. Hinweise auf diese Struktur geben die dabei emittierten 'direkten' Anteile der Sekundärteilchenspektren. Beim Übergang des verbleibenden hoch angeregten Kerns in den Grundzustand kommt es zur Emission von Präequilibriums- und Verdampfungssekundärteilchen, deren Spektren Rückschlüsse auf den Präcompound- und Compoundkern erlauben.

Die strahlenmedizinischen Möglichkeiten werden erstmals von Fowler /Fow/ 1961 ausführlich diskutiert. Die niedere biologisch wirksame Dosis der Pionen im Flug und eine sehr starke Erhöhung dieser Dosis am Ende der Reichweite ermöglichen die Bestrahlung tiefliegender Tumoren, wobei das umliegende Gewebe, verglichen mit allen anderen Strahlenarten, optimal geschont wird. Einen wesentlichen zusätzlichen Beitrag zum Dosispeak in der Pionstoppregion liefern die geladenen Sekundärteilchen, deren Häufigkeit und Energieverteilung zur Berechnung von Höhe und Breite des Peaks bekannt sein müssen.

Die vorliegende Untersuchung an Calcium ist die Fortsetzung der Arbeiten von Mechttersheimer /Mech/ an Kohlenstoff und Münchmeyer /Mün/ an sauerstoffhaltigen Targets sowie von Klein /Kle/, der die bei der Pionabsorption emittierten Neutronen gemessen hat.

Strahlenmedizinisch sind die Messungen an Calcium wichtig, weil nach Frigerio et al. /Fri/ die Knochenrinde zu 26.8 Gewichtsprozenten aus Calcium besteht.

II. ABSORPTION VON NEGATIVEN PIONEN UND SEKUNDÄRTEILCHENEMISSION

II.1 Einfang von negativen Pionen

Negative Pionen mit wenigen MeV kinetischer Energie verlieren in Materie durch Ionisation von Atomen und durch Anregung von Elektronen auf noch nicht besetzte Niveaus ihre gesamte kinetische Energie. Dabei gehen, entsprechend den relativ kleinen totalen Wirkungsquerschnitten für Reaktionen niederenergetischer Pionen im Fluge (<100mb) nur wenige Pionen für den folgenden Absorptionsprozeß verloren.

Die fast ruhenden Pionen werden in hoch angeregten Atomniveaus eingefangen und kaskadieren unter Emission von Photonen oder Auger-Elektronen zu Zuständen niedriger Hauptquantenzahl. Dort befinden sie sich in sehr geringem Abstand zum Atomkern, wie folgende Betrachtung der Größenordnung zeigt:

- Der Kernradius von ^{40}Ca beträgt (Halbwertsbreite der Ladungsverteilung) 3.58 fm /Lan/.
- Der Bohrsche Radius von umlaufenden negativ geladenen Teilchen ist gegeben durch:

$$r = \frac{n^2 \cdot \hbar^2 \cdot c^2}{Z \cdot e^2 \cdot m} \quad \text{II.1 a}$$

n = Hauptquantenzahl, m = Masse des Teilchens (MeV), Z = Kernladung

Für ein negatives Pion auf der K- Schale des ^{40}Ca -Atoms ergibt sich:

$$r = 9.7 \text{ fm}$$

(Zum Vergleich: Ein Elektron hätte den Bahnradius $r = 2650 \text{ fm}$)

Man sieht, daß das Pion auf den untersten Niveaus Bahnradien von der Größenordnung des Kerns erreicht. Die Wellenfunktionen von Pion und Kern überlappen sich. Durch die kurzreichweitige starke Wechselwirkung wird das Pion schließlich vom Atomkern absorbiert.

Von den beschriebenen Vorgängen dauert das Abbremsen der niederenergetischen Pionen im Target mit 10^{-11} s am längsten /Mar/, alle anderen Prozesse sind um ein oder mehrere Zehnerpotenzen schneller. Da die mittlere Lebensdauer geladener Pionen 2.6×10^{-8} s beträgt, gehen fast keine Pionen durch Zerfall verloren.

II.2 Absorptionsprozesse

Ein gestopptes Pion bringt seine gesamte Ruhenergie von 139.6 MeV in den Atomkern ein, ohne dessen Nukleonenzahl zu erhöhen. Um abzuschätzen, was dies für den Atomkern bedeutet, wird dieser Energiebetrag mit der Gesamtbindungsenergie aller Nukleonen eines Kerns verglichen. Die Gesamtbindungsenergie verschiedener Kerne beträgt nach A.H.Wapstra /Wap/ :

Isotop	Bindungsenergie aller Nukleonen
^{12}C	92.2 MeV
^{16}O	127.6 MeV
^{40}Ca	342.1 MeV

Daraus folgt, daß das Pion leichte Kerne zum völligen Zerplatzen bringen kann. Bei schweren Kernen reicht jedoch die Pionenenergie nicht für die Freisetzung aller Nukleonen aus. Es verbleibt nach den im folgenden beschriebenen Absorptionsreaktionen, bei denen der Kern einzelne Nukleonen oder schwere Kernbruchstücke emittiert, ein schwerer Restkern übrig.

Mit einzelnen Nukleonen kann ein niederenergetisches Pion nur über Strahlungseinfang $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ oder über Ladungsaustausch $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ wechselwirken. Die Absorption in Ruhe an einem freien Nukleon ohne elektromagnetische Strahlung findet nicht statt, wie sich aus folgender Betrachtung ergibt /Hüf/ :

- An einem ruhenden freien Proton soll ein Pion mit Impuls $P = 0$ absorbiert werden. Energie- und Impulserhaltungssatz fordern dann, daß das Proton einen Impuls von 512 MeV/c vor der Reaktion gehabt

haben muß. Dies ist aber im Widerspruch zur Annahme.

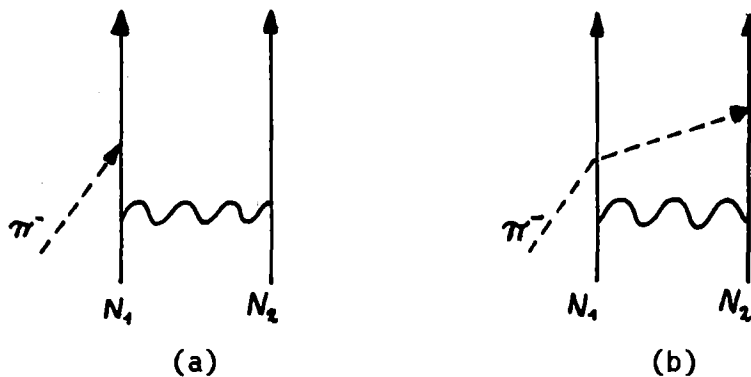
- Betrachtet man den Kern als degeneriertes Fermigas, so erhält man für das Proton auf dem obersten Niveau nach der Formel /Hüf/

$$p_p = \frac{\hbar}{r_0} \left(\frac{g_{\pi} Z}{4A} \right)^{1/3} \quad \text{II.2.a}$$

den Fermimpuls von 231 MeV/c.

Man sieht, daß ein Proton etwa den zweifachen Fermimpuls für die Einnukleon-Absorption im Kern haben müßte. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist zu klein, um quantitativ Pionabsorption zu erklären. Im folgenden wollen wir deshalb stets davon ausgehen, daß das Pion an mindestens zwei Nukleonen absorbiert wird.

Die Absorption an zwei miteinander korrelierten Nukleonen im Atomkern (Quasi-Deuteron) wird in vielen Übersichtsartikeln /Hüf/, /Kol/ durch zwei einfache Reaktionsmodelle beschrieben:



Das Pion wird an zwei durch Kernkräfte (Schlangenlinie) gebundenen Nukleonen absorbiert (a), wobei es auch möglich ist, daß das Pion an einem Nukleon gestreut und danach absorbiert wird (b). Dieser Vorgang (rescattering) ist auch mehrmals denkbar.

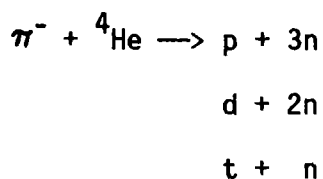
Die beiden Nukleonen übernehmen je ungefähr die Hälfte der Ruheenergie des Pions und verlassen den Kern korreliert unter 180 Grad mit etwa 70 MeV. Ihr Impuls von 360 MeV/c entspricht einer

Absorptionslänge von 0.55 fm. Innerhalb dieser Entfernung müssen die Nukleonen den Impuls übertragen. Daraus hofft man, Informationen über den kurzreichweitigen Anteil ihrer Bindungskräfte zu erhalten (short range correlations).

Vor dem Verlassen des Kerns können die beiden Nukleonen miteinander oder mit dem Restkern wechselwirken (final state interactions). Insbesondere wird die Mitnahme eines weiteren Nukleons durch eines der an der Absorption beteiligten Nukleonen vorgeschlagen /Hüf/ (internal pick up). So könnten energiereiche Deuteronen entstehen. Die Absorption am Quasi-Deuteron kann jedoch nicht der einzige Absorptionsmode sein, weil wesentliche experimentelle Daten un-erklärt bleiben.

- Aus der direkten Reaktion ergeben sich Protonen von 70 MeV. Diese strenge Relation geht durch Bindungsenergien, Rückstreuung und Endzustandswechselwirkung verloren. Trotzdem ist es schwierig, gemessene Protonen mit über 100 MeV und Deuteronen mit Energien von bis zu 100 MeV zu erklären.
- Eine genaue Untersuchung der Zwei-Nukleon Transferreaktion $^{40}\text{Ca}(p,t)^{38}\text{Ca}$, die von Kubono et al./Kub/ durchgeführt wurde, weist auf einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für Zwei-Nukleonen Pickup hin. Die Häufigkeit der gemessenen Tritonen kann also durch diesen Prozeß allein nicht erklärt werden.
- Das Modell sagt nichts über das Auftreten von Heliumkernen aus.

Deshalb schlägt z.B. Kolybasov /Koly/ die Absorption des Pions an einem Alpha-Cluster vor. Es gibt folgende Möglichkeiten, wenn man Strahlungseinfangsreaktionen unberücksichtigt läßt:



Bei einer solchen Reaktion am freien ^4He hätte das Proton ein kontinuierliches Spektrum bis maximal 81.7 MeV, das Deuteron erreichte maximal 56.2 MeV, während bei der dritten Reaktion genau zwei Einzelteilchen mit diskreten Energien entstehen, wobei das Triton 30.6 MeV kinetischer Energie hat. Die kontinuierlichen Protonen- und Deuteronenspektren sowie das monoenergetische Triton werden in dieser Arbeit bei der Pionabsorption in ^4He -Gas beobachtet (siehe IV.3 Energieeichungen). Außerdem deuten die relativ hohen Deuteronen- und Tritonenausbeuten, die an Kohlenstofftargets gemessen werden, auf die Möglichkeit der Pionabsorption an Alpha-Clustern hin /Schl/,/Mech/,/Mün/.

Denkbar ist auch, daß diese Sekundärteilchen der Quasi-Alpha Absorption durch 'internal pick up' zum hochenergetischen Anteil der d,t und Helium-Spektren beitragen oder daß das Pion an noch größeren Clustern absorbiert werden kann. Darüber sind aber noch keine weiteren Untersuchungen bekannt.

Nach den direkten Prozessen, bei denen eine genau definierte Zahl von wenigen Nukleonen mit dem Pion wechselwirken soll und der Restkern unbeteiligter Zuschauer (spectator) ist, folgen weitere Reaktionen, die den niederenergetischen Teil der Sekundärteilchenspektren bestimmen. Ein bei der Absorption entstandenes Nukleon kann gestreut werden, bevor es den Kern verläßt. Dabei wird der Kern lokal hoch angeregt. Er befindet sich im thermodynamischen Ungleichgewicht (Präequilibrium) und kehrt unter Emission von Teilchen niederer Energie ins thermische Gleichgewicht zurück. Von dort geht der Restkern unter Abdampfung von Nukleonen mit wenigen MeV und unter Emission von Gamma-Quanten in den Grundzustand über. Diese Teilchen bilden das niederenergetische Ende des Sekundärteilchenspektrums.

Die Präequilibriums- und Verdampfungsreaktionen werden von verschiedenen Autoren mit stark vereinfachten Kernmodellen quantitativ gerechnet. Die wichtigsten Arbeiten dazu hat Mechttersheimer /Mech/ zusammengestellt und soweit wie möglich mit seinen Messungen verglichen. Ausgehend von der Pionabsorption am Zwei-Nukleonen-System wird mittels intranuklearer Kaskade /Bert/,/Gut/ oder Exzitonenmodell

/Gad/ beschrieben, wie der Kern weitere Nukleonen emittiert.

Die Modelle beschreiben lediglich die Entstehung sekundärer Protonen und Neutronen, die Emission von Deuteronen und Tritonen erklären sie nicht. Allerdings berücksichtigt Gadioli bereits die Emission von Alpha-Teilchen. Vergleiche mit den gemessenen Spektren sind nur schlecht möglich, weil Gadioli et al. das Modell nur für mittelschwere Kerne $50 < A < 100$ gerechnet haben.

III. EXPERIMENTELLER AUFBAU

III.1 Der Pionenstrahl Pi-E3 am SIN

Der experimentelle Teil der Arbeit wurde am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) in Villigen/Schweiz durchgeführt. Der Pionenstrahl hoher Intensität wird in drei Stufen hergestellt:

1. Ein Injektorzyklotron mit interner Ionenquelle produziert 72 MeV Protonen.
2. In einem Isochronzyklotron, bestehend aus acht Sektormagneten und vier 500 kV Beschleunigerkavitäten, werden die Protonen auf 590 MeV beschleunigt. Die einzelnen Protonenpulse sind ≤ 0.3 ns lang und haben eine Wiederholungsfrequenz von 50.6 MHz. Während der Messungen für diese Arbeit werden Protonenströme bis zu 80 μ A erzeugt.
3. Der Protonenstrahl wird auf Berylliumtargets gelenkt, in denen Pionen produziert werden. Die Pionen für dieses Experiment kommen vom Target E und gelangen über mehrere Fokussier- und Umlenkmagnete senkrecht von oben in das Experimentierareal Pi-E3.

Der Pionenstrahl hat die gleiche Zeitstruktur wie der Protonenstrahl, die Pionen kommen also schubweise in 19.76 ns Intervallen.

Durch die Umlenkmagnete wird der Impuls und durch eine Schlitzblende die Breite der Impulsverteilung der Pionen eingestellt. Dabei wird auf möglichst hohe Stopprate und gute Fokussierung im Target optimiert sowie eine geringe Verunreinigung des Strahls mit Elektronen und Myonen angestrebt. Nach einer früheren Vermessung des Strahls /App/ ergibt sich mit steigendem Impuls eine Verringerung der Elektronenkontamination, während das Pion-zu-Myon-Verhältnis etwa konstant bleibt. Die absolute Pionstopprate muß wegen des impulsabhängigen Pionenflusses und wegen des impulsabhängigen Reichweitestragglings optimiert werden.

Günstig ist ein Impuls von etwa 140 MeV/c und eine Impulsbreite $\Delta P/P$ zwischen 1% und 2%. Bei dieser Einstellung und 70 μA Protonenstrahl beobachtet man etwa 10^7 Pionen/s in den Teleskopzählern S1 und S2 (Abb.2), die mit etwa 5% Myonen und ungefähr 25% Elektronen verunreinigt sind. Das bedeutet, daß statistisch nur zu jedem fünften Protonenpuls des Zyklotrons ein Pion in der Meßapparatur registriert wird. Die Pionstopprate ist hauptsächlich wegen der benutzten dünnen Targets erheblich geringer. Nur dadurch lassen sich die bei der Pionabsorption beobachteten Sekundärteilchen hinreichend exakt einem eingefallenen Teilchen zuordnen.

III.2 Streukammer und Detektoren

Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 1 und 2 dargestellt. Ein Teleskop aus fünf Plastikszintillationszählern weist gestoppte Pionen nach und ein Detektorsystem aus einem Halbleiterzähler und einem NaJ-Szintillator die im Target produzierten Sekundärteilchen.

Die Pionen kommen von oben durch die Teleskopzähler S1 und S2 und gelangen durch ein dünnes Kupferblechfenster in die Vakuumstreukammer. In einem 6.5 cm dicken Graphitmoderator verlieren die Pionen fast ihre gesamte kinetische Energie. Die beiden Teleskopzähler S3 und S4 weisen sie noch einmal auf dem Weg ins Target nach. Diese beiden Detektoren definieren einen Strahlfleck von etwa 6 cm Durchmesser. Der Zähler S5 ist in Antikoinzidenz geschaltet. Damit werden alle nicht gestoppten Pionen verworfen. Darunter befindet sich in der Streukammer wieder ein dünnes Kupferfenster, damit noch nicht gestoppte Pionen die Kammer verlassen können und nicht durch Absorptionsprodukte den Untergrund erhöhen.

Bei der geometrischen Optimierung des Teleskops ist insbesondere die Position des Moderators und des Detektors 4 wichtig. Der Pionstrahl wird im Graphitblock abgebremst und durch Vielfachstreuung aufgeweitet. Um die Verluste des stark divergierenden Strahls im oben definierten Strahlfleck klein zu halten, muß der

Absorber sich möglichst nahe am Target befinden. Der Detektor S4 gibt die Zeitinformation, wann das Pion das Target erreicht. Er soll möglichst dicht über dem Target montiert werden. Weil aber in S4 ebenfalls Pionen gestoppt und Sekundärteilchen emittiert werden, muß dieser Detektor außerhalb des Blickwinkels der Sekundärteilchendetektoren montiert werden. Zur Einengung dieses Blickfeldes werden Messingblenden in die Strahlwege der Sekundärteilchen gebracht. Das Target ist unter 45 Grad zum einfallenden Pionenstrahl eingebaut.

Um die im Target produzierten Sekundärteilchen durch ihre Flugzeit unterscheiden zu können, muß der Abstand vom Sekundärteilchendetektor zum Target möglichst groß sein. Dem steht eine Verkleinerung des Raumwinkels und somit der Zählrate entgegen. Das Detektorsystem S6, S6' ist 1 m vom Target entfernt. Damit ist eine Teilchentrennung (siehe Kapitel IV.2) gut möglich. Alle geladenen Sekundärteilchenspektren werden mit diesem System gemessen.

Detektor S6 ist ein 190 μm dicker Silizium-Oberflächensperrschichtzähler der Firma Ortec. Seine Totschichten sind vernachlässigbar. Niederenergetische Sekundärteilchen werden darin gestoppt und liefern ein Energiesignal. Höherenergetische Teilchen stoppen hier nicht und produzieren ein Energieverlustsignal. Sie werden erst in dem unmittelbar dahinter folgenden 5.1 cm dicken NaJ-Kristall gestoppt und erzeugen dort ein Energiesignal. Zeitsignale von beiden Detektoren ermöglichen in Verbindung mit S4 die Messung der Flugzeit.

Der Druck in der Vakuumkammer wird mittels Turbomolekularpumpe unter 10^{-4} Torr gehalten. Dadurch sind Energie- und Teilchenverluste der Sekundärteilchen in der Vakuumkammer vernachlässigbar.

III.3 Elektronik

Die Meßelektronik übernimmt die Signale der Detektoren, bereitet die darin enthaltene Information auf und gibt sie über ein CAMAC-Interface an den Computer (PDP 11/50) weiter. Alle zu einem Pion-

stopp gehörende Information definiert ein Ereignis. Der Computer wählt bestimmte Ereignisse aus und schreibt sie auf Band.

Aus technischen Gründen muß man zwischen 'schneller' und 'langsamer' Elektronik unterscheiden. Die Länge aller Signale, die zeitlich miteinander korreliert werden, liegen im Nanosekundenbereich. Dafür werden die Detektorsignale in 'Timing Filter Amplifier' (TFA) stark differenziert, um ein Signal mit steilen Flanken zu erzeugen. Der folgende 'Constant Fraction Trigger' (CFT) bildet das geforderte Rechtecksignal zeitlich korreliert zum Impulsanstieg und unabhängig von der Impulshöhe. Diese 'schnellen' Signale werden für die Auswahllogik und die Zeitmessungen benötigt.

Die genaueste Energie-Information erhält man dagegen, wenn man das Detektorsignal integriert (einige μ s lang). Dies geschieht in 'Spectroscopy Amplifier' (SA). Die Blockschaltbilder der Elektronik sind in Abbildung 3 bis 6 dargestellt. Neben der Schaltung für das Detektorsystem S6, S6' sind dort noch weitere eingezeichnet, die genauso aufgebaut sind. Sie werden, ebenso wie die Koinzidenzregister, für die Messungen dieser Arbeit nicht benötigt. Im einzelnen hat die Elektronik die in den folgenden fünf Abschnitten beschriebenen Aufgaben:

III.3.1 Auswahl von Ereignissen

Eine möglichst enge Auswahl von Ereignissen muß durch schnelle Elektronik erfolgen, weil die nachfolgende Weitergabe an den Computer relativ lange dauert. Während der dadurch bedingten Totzeit können keine weiteren Signale verarbeitet werden. In diesem Experiment gehen wegen zu dichter Signalfolge beim 0.1 mm dicken Target 11% und beim 1.3 mm dicken Target 17% aller Ereignisse während der Totzeit des Computers verloren.

Ausgewählt werden Signale der Sekundärteilchendetektoren S6, S6', zu denen auch ein im Target gestopptes Pion gehört. Dies ist genau dann der Fall, wenn alle Teleskopzähler S1, S2, S3, und S4 zeitlich korreliert ein Signal erzeugen und von S5 ebenso

korreliert kein Signal kommt (Teilchen gestoppt). Durch die geforderte strenge Korrelation wird die Signalrate drastisch reduziert. Eine Mehrfachkoinzidenz erzeugt das Signal $1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot \bar{5}$ (Abb.3). In der 'Trigger Unit 6' sucht ein Signal von S6 oder S6' das dazugehörige Pion-Stoppsignal. Wird es gefunden, so erzeugt die Einheit einen Triggerpuls 'Mastertrigger MT 6', der zu der Steuereinheit 'Mastermodule' der CAMAC-Elektronik geleitet wird (Abb.4). Dort wird geprüft, ob der Computer bereit ist, Daten zu übernehmen. Wenn ja, geht ein 'Look At Me' (LAM) Signal an den Computer und an einem schnellen und langsamen Ausgang des Mastermoduls erscheinen Pulse, die den weiteren Signalfluß steuern.

III.3.2 Zeitsignale

Eine wichtige Information zur Teilchentrennung ist die Flugzeit. Deshalb wird, gesteuert vom 'Fast Out' des Mastermoduls, die Flugzeit der Sekundärteilchen vom Target (bestmögliches Signal gibt S4) zu den Detektoren S6 und S6' gemessen (Abb.4). Dies geschieht in 'Time to Digital Convertern' (TDC) mit 1024 Kanälen. Die Flugzeit bis zum Halbleiterzähler (T6) wird in TDC-1 und die NaJ-Flugzeit (T6') in TDC-2 registriert. Ihr Meßbereich beträgt je ungefähr 200 ns.

Zusätzlich wird zu jedem Ereignis die zeitliche Relation des im Teleskop nachgewiesenen Primärteilchens zur Zyklotron-Hochfrequenz (RF) gemessen. Dies ermöglicht die Unterscheidung zwischen einfallenden Pionen, Myonen und Elektronen. Die Elektronik generiert zu jedem Ereignis, das vom Computer übernommen wird, ein 40 ns Signal, welches das nächste Rf-Signal auswählt. Dieses wird als Stopp eines TDC verwendet, der mit dem S4-Signal gestartet wurde.

III.3.3 Energiesignale

Das Energiesignal des NaJ wird dem Photomultiplier von S6' nicht an der Anode, sondern bereits vorher an einer Dynode entnommen. Dadurch wirken sich Nichtlinearitäten durch Raumladungen der letzten Multiplierstufen nicht auf das Energiesignal aus.

In Abbildung 5 ist der Weg des Energiesignals dargestellt. Es wird auf zwei 'Spectroscopy Amplifier' (SA) in Parallelschaltung gegeben. Der eine Verstärker ist so eingestellt, daß auch die höchsten vorkommenden Ausgangssignale vom nachfolgenden 'Analog to Digital Converter' (ADC) verarbeitet werden können. Dadurch werden kleine Energiesignale nur sehr grob unterschieden oder liegen unterhalb der Schwelle des ADC. Deshalb wird das Detektorsignal in einem zweiten SA wesentlich mehr verstärkt und einem zweiten ADC zugeführt. Dadurch haben auch kleine Signale den vollen dynamischen Bereich eines ADC zur Verfügung. Zu große Energiesignale lassen diesen zweiten ADC überlaufen und setzen ihn auf Null zurück. Entsprechend wird das Halbleitersignal von S6 im 'Pre-Amplifier' (PA) vorverstärkt und auf zwei verschieden verstärkende SA mit jeweils folgendem ADC gegeben. Um die Kapazität des Verbindungskabels zwischen Halbleiterzähler und Vorverstärker klein zu halten, befindet sich dieser Vorverstärker direkt am Detektor.

Die insgesamt vier Energiesignale des Detektorsystems S6, S6' gelangen jedoch nur auf die ADC, wenn die 'Linear Gates' vom 'Slow Out' des Mastermoduls geöffnet werden, d.h. wenn die Auswahllogik einen Triggerpuls liefert und der Computer mit der Abarbeitung des vorhergehenden Ereignisses schon fertig ist. Alle verwendeten ADC haben 1024 Kanäle. In nachfolgender Tabelle sind die jeweils eingestellten Energiebereiche protokolliert:

Detektor	rel.Verstärkung (Grobeinstellung)	ADC	Energiebereich (MeV)
S6	1	1	0.5 - 30.
	3	2	0. - 5.5
S6'	1	3	0. - 150.
	10	4	0. - 6.1

Der Prozeßrechner prüft, ob ein Energiesignal aus dem Halbleiterzähler gekommen ist. Nur solche Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben. Dabei werden alle Parameter eines Ereignisses getrennt festgehalten. Auf diese Weise verwirft der Computer alle

Neutronen und Gammaquanten, da diese im Halbleiterzähler eine sehr geringe Nachweiswahrscheinlichkeit haben. Bei Mechttersheimer /Mech/ ist dieses Verfahren ausführlich beschrieben. Eine Erläuterung des Rechenprogramms für die Datenannahme steht bei Münchmeyer /Mün/.

III.3.4 Zählraten

Zur Normierung der Meßergebnisse auf die Anzahl der gestoppten Pionen müssen die Signale im Teleskop gezählt werden. Dazu gibt man die koinzidenten Pulse der Teleskopdetektoren auf CAMAC-Zähler. Der Computer setzt diese beim Start des Meßprogramms auf Null und schreibt den Zählerinhalt in einem Schlußprotokoll auf Magnetband.

Es wird die Anzahl einfallender Teilchen $Z_{1\cdot 2}$ gezählt, die Zahl der Teilchen im Strahlfleck vor dem Target $Z_{1\cdot 2\cdot 3\cdot 4}$ und die Zahl der gestoppten Teilchen $Z_{1\cdot 2\cdot 3\cdot 4\cdot 5}$. Zusätzlich wird ein 1 Hz Puls zur Zeitmessung und der 'Agoritsas' gezählt, der ein Maß für die integrale Protonenstrahlintensität des Zyklotrons am Pionenproduktionstarget E ist.

Alle diese Pulse gehen direkt auf 'Scaler II' (Abb.4). Sie werden ein zweites Mal auf 'Scaler I' gegeben, wobei das 'Busy'-Signal aus dem Mastermodul auf dem 'Inhibit'-Eingang von 'Scaler I' nur die Zählpulse auswählt, die während der Totzeit des Computers kommen. Subtraktion der entsprechenden Daten von 'Scaler I' und 'Scaler II' ergibt die Zählraten für die aktive Zeit des Computers, diese werden für die Normierung der Meßdaten verwendet. Die Zählraten für beide Calciumtargets und einen Leertargetring stehen in Tabelle 3.

III.4 Targetherstellung

Als Targets werden zwei dünne Folien aus Calcium verwendet. Derartige Folien sind industriell nicht in der erforderlichen Größe erhältlich, deshalb werden sie selbst hergestellt. Ausgangsmaterial

sind Calciumblöcke der Firma Ventron Corporation (*). Die metallische Reinheit des Materials ist 99%, weitere physikalische Daten sind im Alfa Catalog /Alfa/ angegeben. Das Calcium besteht aus der natürlichen Isotopenmischung, also zu 96.9% aus dem doppelt magischen ^{40}Ca -Isotop.

Die Blöcke werden zunächst zu 2 mm starken, planparallelen Platten mit glatter Oberfläche verarbeitet. Als Oxidationsschutz dient während der maschinellen Bearbeitung und Aufbewahrung entgastes Paraffinöl. Die Platten werden in mehreren Arbeitsgängen auf ihre Sollstärke gewalzt, wobei wieder Paraffinöl auf der Walze als Oxidationsschutz dient. Schließlich wird das Öl abgewaschen und die Folien durch Umbörteeln am Rand auf 2 mm dicken Epoxi-Kunststoffringen mit einem Innendurchmesser von 180 mm befestigt. Der Targetrand ist somit hinreichend weit vom Strahlfleck entfernt, so daß die Spektren nicht durch den Targetring verfälscht werden. Da Calcium sehr schnell oxidiert, werden die Targets unter dem Schutzgas Argon im Exsikkator bis zum Einbau in die Vakuumkammer aufbewahrt.

Die beiden Targets sind $100\ \mu\text{m} \pm 3\ \mu\text{m}$ und $1.3\ \text{mm} \pm 0.04\ \text{mm}$ dick. Dies wird mit der Mikrometerschraube an möglichst vielen Punkten gemessen. Die Dichte von Calcium in der verwendeten Kristallform beträgt $1.55\ \text{g/cm}^3$ /Alfa/. Unter Berücksichtigung der 45 Grad Schräglage des Targets erhält man sowohl in Richtung Sekundärteilchendetektor als auch in Richtung Pionenstrahl eine effektive Massebelegung von $0.0219\ \text{g/cm}^2$ und $0.285\ \text{g/cm}^2$.

(*) Ventron Corporation; P.O. Box 299, 152 Andover Street, Danvers, Massachusetts 01923, USA

IV. MESSUNG UND ANALYSE DER DATEN

IV.1 Benutzte Methoden zur Teilchentrennung

Drei Methoden zur Teilchentrennung sollen kurz beschrieben werden. Dabei sind m , P , t , s , E_{kin} Ruhemasse, Impuls, Flugzeit, Flugstrecke und kinetische Energie des Teilchens.

1. Gleich geladene Teilchen mit demselben Impuls fliegen in statischen Magnetfeldern auf gleichen Bahnen. Durch den Magnetkanal Pi-E3 werden also negative Teilchen (Pionen, Elektronen, Myonen) mit gleichem Impuls ausgewählt. Zwischen ihrer Masse und der Flugzeit besteht der Zusammenhang ($P = \text{const}$):

$$m_0 = \sqrt{t^2 c^2 - s^2} \cdot P / [c \cdot s] \quad \text{IV.1 a}$$

Teilchen mit größerer Ruhemasse kommen also später an.

2. Kinetische Energie und Flugzeit eines Teilchens sind durch folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$E_{\text{kin}} = \left(\sqrt{\frac{s^2}{t^2 c^2 - s^2} + 1} - 1 \right) m_0 c^2 \quad \text{IV.1 b}$$

Der Flugweg ist in unserem Experiment immer gleich lang. In einer zweidimensionalen Darstellung Energie über Flugzeit erscheinen Teilchen gleicher Masse auf hyperbelähnlichen Ästen getrennt. Bei gleicher Flugzeit liegen Teilchen mit steigender Massezahl äquidistant übereinander.

3. Der Energieverlust ΔE eines Teilchens in einem dünnen Zähler der Dicke Δx ist nach Bethe-Bloch näherungsweise proportional zum Quadrat der Ladung Z des Teilchens und umgekehrt proportional zur kinetischen Energie:

$$\Delta E \sim Z^2 \cdot m_0 \cdot \frac{\Delta x}{E_{\text{kin}}} \quad \text{IV.1 c}$$

In einer zweidimensionalen Darstellung des Energieverlustes über der kinetischen Energie liegen Teilchen mit verschiedener

Masse auf hyperbelähnlichen Kurven getrennt. Noch besser trennt dieses Verfahren aber Teilchen mit verschiedener Kernladung, weil dieser Parameter quadratisch eingeht. Bei gleicher kinetischer Energie liegen Protonen, Deuteronen und Tritonen äquidistant übereinander, ^3He folgt erst nach weiteren neun solcher Abstände. Dieses Verfahren kann nur angewandt werden, wenn das Teilchen genügend Energie hat, um auch im NaJ-Detektor ein Energiesignal zu produzieren.

IV.2 Durchführung der Einzelteilchentrennung

Die Magnetbänder mit den Rohdaten werden 'off-line' am Rechenzentrum des Kernforschungszentrums Karlsruhe auf einer IBM 370/ 168 +3033 ausgewertet.

Aus den ADC und TDC Inhalten (je 1024 Kanäle) werden zweidimensionale Spektren gebildet. Diese werden in 256x512 Kanälen zusammengefaßt und ausgedruckt. In diesen Spektren definieren Hyperbelabschnitte einzelne Trennkurven. Die Abbildungen 7 bis 16, 18 und 27 entstehen durch weiteres Zusammenfassen der Spektren zu 128x128 Kanälen. Aus technischen Gründen werden die Bilder in zwei Hälften zerlegt und vom Bildschirm eines Vielkanalanalysators abfotografiert. Die Beschriftungen der Achsen zeigen wegen ungenauer Reproduktion nur ungefähr die sich aus den Eichungen ergebenden Werte.

Der Gang der Auswertung ist in Abbildung 6 schematisch dargestellt. Zuerst wird untersucht, ob ein Pion, Elektron oder Myon stoppt. Die Teilchen werden gleichzeitig am Target E produziert. Im Kanal E werden Teilchen mit gleichem Impuls selektiert. Auf dem etwa 11 m langen Weg zur Meßapparatur unterscheiden sich ihre Flugzeiten so stark, daß sie leicht getrennt werden können. Details finden sich in /App/. Nur Ereignisse, die mit der Flugzeit eines Pions verknüpft sind, werden weiterverarbeitet.

Eine quantitative Auswertung der Rohdaten vom 0.1 mm Calciumtarget ergibt, daß 93.4% aller Ereignisse auf Magnetband mit einem Pionstopp korreliert sind, 4.2% mit einem Myon und 2.4% mit einem

Elektron. Vergleicht man diese Zahlen mit den in III.1 genannten Daten über den Pionenstrahl, so erkennt man, daß die Myonen anteilmäßig nur mit etwas weniger geladenen Sekundärteilchen (im wesentlichen Elektronen) korreliert werden als die Pionen, mit den einfallenden Elektronen aber wesentlich weniger Sekundärteilchen korreliert werden. (Die Elektronen produzieren im Teleskop fast keine Stoppsignale.)

Als nächstes wird abgefragt, ob das Teilchen im Halbleiterzähler stoppt oder durch diesen hindurchfliegt und im NaJ-Detektor seine Restenergie verliert. Das Entscheidungskriterium für nicht gestoppte Teilchen ist, daß mindestens einer der beiden ADC von S6' ein Energiesignal ungleich Null enthält.

Für gestoppte Teilchen gibt es lediglich die Energie- und Flugzeitinformation aus dem Halbleiterzähler. Zunächst werden diese Teilchen im Spektrum E6x3 über T6 getrennt (Abb.7). Deutlich erkennt man in diesem Spektrum einen Hyperbelast, auf dem alle Protonen liegen. Nach rechts folgen Deuteronen und ⁴Helium. Dazwischen liegen wenige Teilchen mit drei Nukleonen. In diesem Flugzeit-Spektrum ist also keine Unterscheidung zwischen Tritonen und ³Helium möglich. Weil bei höheren Energien weniger ³Helium als Tritonen vorhanden sind, werden in diesem Teil des Spektrums alle Teilchen der Masse 3 den Tritonen zugeordnet. Links neben den Protonen bei Energien unter 2 MeV liegen gestoppte Myonen. Außerdem gibt es eine 20 ns Wiederholungsstruktur, die durch Fehlzuordnung von Pionstopps erzeugt wird (siehe Abschnitt IV.6.3).

Obwohl der ADC-2 auch noch kleinere Energien konvertieren könnte, gibt es, wie Abbildung 7 zeigt, unterhalb von 0.7 MeV keine Ereignisse mehr. Das liegt daran, daß Teilchen mit geringeren Energien wegen der Schwelle am 'Constant Fraction Trigger' von S6 keinen Mastertrigger produzieren. Es läßt sich leicht feststellen, daß dies und nicht eine Schwelle bei den Energiesignalen die Spektren begrenzt. Hochenergetische Protonen z.B. deponieren im Halbleiterzähler Energien unterhalb von 0.7 MeV (Abb.12). Bei diesen Teilchen wird der Mastertrigger von S6' erzeugt. Wegen des Untergrunds aus der Wiederholungsstruktur der Myonen wird aber als untere Grenze der Einzelteilchenspektren 1.5 MeV festgelegt.

Die Maximalenergie für gestoppte Protonen beträgt 4.73 MeV (siehe IV.3) und der Konversionsbereich des ADC-2 geht bis etwa 5.5 MeV. Das Protonenspektrum endet also in dieser Darstellung und braucht im ADC-1 nicht mehr getrennt zu werden.

Gestoppte Teilchen mit Energien größer 5.5 MeV lassen den ADC-2 überlaufen. Er enthält dann die Zahl Null. Nur Teilchen, die diese Bedingung erfüllen, werden im Spektrum E6 über T6 (Abb.8) getrennt. Tritonen haben in dem verwendeten Halbleiterdetektor eine maximale Stoppenergie von 7.3 MeV (siehe IV.3). Teilchen der Masse 3 über dieser Energie sind $^3\text{Helium}$.

Das schwerste vorkommende Teilchen in diesem Spektrum ist $^4\text{Helium}$. In einer Arbeit von Münchmeyer /Mün/ über sauerstoffhaltige Kunststofftargets werden bei identisch eingestellter Apparatur auch schwerere Kerne (Masse 6, Masse 7) beobachtet. Deshalb werden in dieser Arbeit Trennkurven für diese Massen berechnet, die dazu dienen, im Calciumspektrum eine Obergrenze für die Teilchenausbeute schwerer Kerne zu finden.

Die verschiedenen Sekundärteilchen werden so identifiziert, ihre Energie berechnet (siehe IV.3) und ins Teilchenspektrum eingeordnet. Dies ergibt den niederenergetischen Anteil der gemessenen Spektren.

Teilchen, die durch den Halbleiterzähler hindurchfliegen, produzieren Energie- und Flugzeitsignale im NaJ-Detektor S6', zusätzlich steht ein ΔE -Signal aus dem Halbleiterzähler zur Verfügung.

Zunächst wird der durch Zerfallsmyonen und Halbleiterrauschen entstandene Untergrund verworfen. Das in Abbildung 9 dargestellte Spektrum E6x3 über E6'x10 zeigt eine dicke Linie von Protonen, darüber Deuteronen und, fast nicht mehr zu erkennen, Tritonen. Außerdem gibt es am unteren Bildrand viele Ereignisse, deren Energieverlustsignale bei vorgegebener Energie kleiner als die für Protonen sind. Einen großen Anteil an diesen Spektren haben Myonen aus dem Pionzerfall. Abbildung 10 zeigt das Spektrum nach dem Abtrennen des Untergrunds. Falls im Detektor S6' ein Energiesignal größer als

6.1 MeV produziert wird, läuft ADC-4 über. In diesem Fall betrachtet man das Spektrum E6x3 über E6' und verwirft alle Ereignisse unterhalb der dicken Protonenlinie, wie in Abbildung 11 und 12 dargestellt.

Darauf werden die Teilchen nach einfach und zweifach geladenen Teilchen unterschieden. Da für $Z = 2$ die ΔE -Signale zu groß für ADC-2 sind, erfolgt diese Unterscheidung in zwei Spektren, bei denen über dem verstärkten und unverstärkten NaJ-Signal jeweils das unverstärkte ΔE -Signal aufgetragen wird (Abb.13, 14).

Für die weitere Trennung der Sekundärteilchen werden die geeichten Energiesignale (siehe Abschnitt IV.3) aus Halbleiterzähler und NaJ-Detektor zur Gesamtenergie der Teilchen $E(6+6')$ addiert. Schließlich werden zwei Gesamtenergie-über-Flugzeit-Spektren, eines für einfach und eines für zweifach geladene Teilchen, dazu verwendet, die Wasserstoffisotope untereinander (Abb.15) und die Heliumisotope untereinander (Abb.16) zu trennen. In diesen Spektren wird als Flugzeit das NaJ-Signal genommen, weil es bei größeren Energien die bessere Zeitauflösung hat und weil es am obersten Energieende keine Flugzeitmessung aus dem Halbleiterzähler mehr gibt. Bewährt hat sich auch die Verwendung der Gesamtenergie, weil dadurch statistische Schwankungen des Energieverlusts im Halbleiterzähler, die zu entsprechenden Schwankungen der Energieabgabe im NaJ-Kristall führen, ausgeglichen werden. Damit sind die im NaJ-Detektor beobachteten Ereignisse nach Teilchensorte getrennt und geeicht. Fügt man die Spektren der im S6 gestoppten Teilchen am niederenergetischen Ende hinzu und faßt die Teilchen in Energieintervallen von jeweils 1 MeV Breite zusammen, so sind die gemessenen Einzelteilchenspektren fertig. Als Energie wird jeweils die Intervallmitte angegeben. Die gemessenen Spektren sind für das dünne Target in den Abbildungen 22 und 23 und für das dicke Target in den Abbildungen 24 und 25 dargestellt. Die Spektren sind auf den Abbildungen bereits auf die Anzahl gestoppter Pionen normiert (Abschnitt IV.6). Beim dicken Target sind die statistischen Schwankungen viel kleiner als beim dünnen Target; das liegt an der etwa dreifachen Pionenstopprate.

Diese Spektren werden im weiteren Teil der Arbeit 'Gemessene

Einzelteilchenspektren' genannt. Sie sind im Anhang A jeweils in der zweiten Spalte 'Events' aufgelistet.

In allen Flugzeitspektren wird festgestellt, daß sie beim dünnen Target um etwa 4 ns zu größeren Flugzeiten verschoben sind. Dies erklärt sich dadurch, daß im dünnen Target im Mittel wesentlich niederenergetischere und das heißt langsamere Pionen gestoppt werden als im dicken Target. Daneben unterliegt die Flugzeit von langsamen Pionen auch größeren statistischen Schwankungen. Deshalb haben alle Spektren über der Flugzeit beim dünnen Target eine etwas schlechtere Zeitauflösung. Bei Verwendung eines Gastargets versagt die Flugzeittrennung völlig. Zur Auswertung des Helium-Gastargets, welches zur Eichung benötigt wird, erfolgt deshalb die Teilchentrennung nur im ΔE -über-E-Spektrum. Die Trennkurven für die Tritonen werden aus den entsprechenden Spektren des Calcium-Targetes gewonnen.

IV.3 Energieeichungen

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie jedem Kanal der vier verwendeten ADC eine Energie zugeordnet wird. Zugrunde gelegt ist dabei in allen vier Fällen, daß die Nichtlinearitäten der Meßelektronik (Lichtausbeute des Detektors, Photomultiplier beim NaJ, Verstärker, ADC) vernachlässigbar gegen die Ungenauigkeit der Eichpunkte sind. Es wird also für jeden ADC eine lineare Kanal-zu-Energie-Zuordnung gemacht.

Für die Eichung des Halbleiterdetektors gibt es folgende Information:

1. Ein Thorium B -Präparat emittiert ^4He -Kerne mit kinetischen Energien von 6.05 MeV und 8.78 MeV.
2. Aus der Massebelegung des Halbleiterzählers und unter Zuhilfenahme von Reichweitentabellen /Wil/ läßt sich die Maximalenergie von gestoppten Sekundärteilchen berechnen:

Teilchen	maximale Stoppenergie
Protonen	4.72 MeV
Deuteronen	6.25 MeV
Tritonen	7.3 MeV
$^3\text{Helium}$	16.3 MeV
$^4\text{Helium}$	18.3 MeV

3. Die ganze Streukammer wird mit $^4\text{Helium}$ -Gas bei Normaldruck gefüllt. Bei der Pionabsorption an ^4He entsteht ein monoenergetisches Triton mit 30.6 MeV (siehe II.2). Es verliert in S6 1.52 MeV (berechnet nach /Wil/). Dieser Punkt liegt gerade noch am unteren Ende des Konversionsbereichs von ADC-1 (E6).

Die Lage der beiden Peaks des ThB-Präparats läßt sich in einem eindimensionalen Energiespektrum leicht bestimmen. Die ADC-Kanäle der Maximalenergien für gestoppte Teilchen gehen aus Abbildung 8 hervor. Nur der Endpunkt des $^3\text{Helium}$ -Spektrums kann wegen zu geringer Statistik nicht verwendet werden. Von allen Eichpunkten werden die ADC-1-Kanäle über der Energie (Abb.17) aufgetragen und durch die eingezeichnete Gerade verbunden. Sie ordnet jedem Kanal eine Energie zu und ermöglicht eine Abschätzung des Gleichspannungspegels.

Zur Eichung des ADC-2 (E6x3) benutzt man Energiesignale zwischen 0.5 MeV und 5.5 MeV, indem man den Inhalt des ADC-1 über dem des ADC-2 aufträgt. Dies ergibt eine Gerade, die es ermöglicht, ADC-2-Kanäle in Energien umzurechnen. Zusätzlich wird zur Eichung von ADC-2 das monoenergetische Triton (Abb.18) sowie die Maximalenergie von im Halbleiterzähler gestoppten Protonen (Abb.7) verwendet.

Als Eichpunkte für den NaJ-Detektor steht folgende Information zur Verfügung:

1. Der bei weitem genaueste Eichpunkt ist das bereits beschriebene 30.6 MeV Triton vom Heliumtarget. Es kommt wegen des Energie-

verlusts von 1.52 MeV in S6 und 0.83 MeV im Heliumgas mit 28.3 MeV im NaJ-Detektor an. In Abbildung 18 ist der Peak deutlich zu erkennen, ebenso wie das gut vom Untergrund getrennte kontinuierliche Protonenspektrum und die wenigen Deuteronen. Mit der in Abschnitt IV.2 für Gastargets beschriebenen Trennmethode ergibt sich das ungeeichte eindimensionale Tritonenspektrum der Abbildung 19.

2. Von einem 1 mm dicken Graphittarget werden die Sekundärteilchenspektren mit sehr guter Statistik gemessen und das hochenergetische Ende der Wasserstoffisotope bestimmt. Die kinematisch möglichen Maximalenergien sind für Protonen 101.8 MeV, für Deuteronen 94.0 MeV und für Tritonen 84.2 MeV.
3. Eine Möglichkeit zur Kontrolle im niederenergetischen Bereich des ADC-3 bieten die hyperbelähnlichen Energieverlust-Energiespektren (Abb.11). Im Bereich starker Krümmung der Hyperbeln lassen sich den Energieverlust-Werten bestimmte Kanäle des ADC-3 zuordnen. Dann wird aus dem bekannten Energieverlust der Teilchen (der Halbleiterdetektor ist bereits geeicht) die Gesamtenergie mittels Tabellen /Wil/ ausgerechnet und den ADC-3-Kanälen zugeordnet.

Alle so gewonnenen Eichpunkte sind in Abbildung 21 aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade ordnet jedem ADC-3-Kanal eindeutig eine Energie zu. Der Gleichspannungspegel bei diesem ADC ist Null. Sekundärteilchen, die im NaJ-Detektor weniger als 6.1 MeV haben, produzieren ein konvertierbares Signal sowohl in ADC-3 als auch in ADC-4, analog zum Halbleiterzähler kann damit ADC-4 geeicht werden. Für den ADC-4 gibt es zusätzlich folgenden Eichpunkt:

4. Ein ^{60}Co -Präparat produziert zwei Gamma-Quanten mit 1.17 MeV und 1.13 MeV. Daraus läßt sich der Energienullpunkt des ADC-4 bestimmen. Er liegt etwa im Kanal -10.

Wegen der unterschiedlichen Lichtausbeute bei zwei- oder mehrfach geladenen Teilchen ist diese Eichung des NaJ-Detektors nur für

Wasserstoffisotope korrekt. Für die Heliumisotope ist ein Korrekturfaktor nötig, der nach Eby et al./Eby/ bestimmt wird. Dabei spielt der Thalliumgehalt des NaJ-Kristalls eine Rolle. Er beträgt laut Hersteller 0.1%.

Damit sind alle vier ADC geeicht. Die Fehler sind in der Arbeit von Münchmeyer /Mün/ abgeschätzt. Insgesamt beträgt im Halbleiterzähler die Genauigkeit der Zuordnung ADC-Kanal zu Energie etwa $\pm 2\%$. Im NaJ-Detektor sind die ungenauesten Eichpunkte die kinematischen Grenzen der Graphitspektren. Sie werden von Mechtersheimer /Mech/ mit $\pm 3\%$ angegeben.

Als guter Test für die Energieauflösung kann die Breite des Tritonenpeaks in Abbildung 19 betrachtet werden. Sie beträgt 6 Kanäle (FWHM) entsprechend 0.9 MeV. Bei dieser Methode wird nicht nur die Auflösung des Detektors berücksichtigt, sondern auch die zeitlichen Instabilitäten bei Verstärker und ADC.

Der gleiche Peak dient zum Schluß einer Überprüfung der gesamten Eichung. Das in Abbildung 19 gezeigte Spektrum wird mit dem selben Eichprogramm ausgewertet, mit dem auch die Energien der Calciumdaten ausgerechnet werden. Das Endergebnis nach Addition der Halbleiterenergie und des Energieverlusts in ^4He zeigt Abbildung 20. Die Daten sind in Energieintervallen von 1/2 MeV zusammengefaßt. Man sieht einen Peak von weniger als 1 MeV Breite (FWHM), der genau im Intervall zwischen 30 MeV und 31 MeV liegt.

IV.4 Zeiteichungen

Obwohl zur Teilchentrennung eine Zeiteichung nicht benötigt wird, so ist doch die genaue Länge des Konversionsbereichs der TDC für die Normierung (IV.6) wichtig. Zu diesem Zweck wird die Zeitstruktur des Pionenstrahls verwendet. Da in einem etwa 300 ns langen Zeitintervall ein gestopptes Pion als Mastertrigger und somit auch als Start für die TDC ausgesucht wird, kann es vorkommen, daß ein Pion gewählt wird, welches 19.76 ns oder ein mehrfaches davon früher oder später kommt (siehe III.1). Entsprechend falsch ist dann die

Flugzeitmessung der zugehörigen Sekundärteilchen. Sie bilden eine Wiederholungsstruktur, die in Abbildung 8 und Abbildung 27 deutlich erkennbar ist. Damit werden die Konversionsbereiche der TDC bestimmt. TDC-1 hat einen Meßbereich von 195 ± 7 ns oder 0.190 ns pro Kanal. Der Bereich von TDC-2 ist 202 ± 8 ns lang, was 0.197 ns pro Kanal entspricht. In Abbildung 27 ist aber deutlich sichtbar, daß nur ein etwa 155 ns langer Bereich von TDC-2 ausgenutzt wird, was an der Einstellung der Verzögerungsglieder für das Stoppsignal von S6' liegt. Der Nullpunkt der Zeitachse wird durch die Energie-Flugzeit-Beziehung (IV.1 b) für beide TDC bestimmt. Er wird durch den Zeitpunkt der Pionabsorption im Target festgelegt.

IV.5 Targetdickenkorrektur

Die im Target produzierten Sekundärteilchen legen auf ihrem Weg zum Detektor eine Strecke im Target selbst zurück. Durch Ionisation verlieren sie dabei einen Teil ihrer Energie. Sehr niederenergetische Teilchen bleiben sogar im Target stecken. Deshalb entsprechen die 'Gemessenen Einzelteilchenspektren' nicht den am einzelnen Atomkern produzierten Spektren. Die Abweichung ist umso größer, je dicker das verwendete Target ist. Eine Messung an einem unendlich dünnen Target würde das gewünschte 'Produktionsspektrum' liefern.

Es ist nicht möglich, individuell für jedes Sekundärteilchen den Energieverlust festzustellen, weil nicht bekannt ist, in welcher Tiefe des Targets das Pion absorbiert wird. Dies ist auch gar nicht nötig, weil die gemessenen Spektren auch keine Information über individuelle Sekundärteilchen enthalten. Die bei einer bestimmten Energie gemessenen Teilchen sind entweder mit dieser Energie an der Targetoberfläche entstanden oder mit einer entsprechend höheren Energie, je tiefer sie aus dem Target kommen. Damit enthalten sie alle Information über das Produktionsspektrum, wenn dazu die Pionstoppverteilung und die Reichweite der Sekundärteilchen im Target bekannt sind.

Für die Rechnung wird eine homogene Pionstoppverteilung im Target angenommen. Dies ist gut erfüllt, weil die Pionstoppregion

in unserem Experiment eine Halbwertsbreite von etwa 2 g/cm² hat.

Comiso et al./Com/ und Mechttersheimer /Mech/ geben folgenden Zusammenhang zwischen Produktionsspektrum P(E) und Meßspektrum M(E) an:

$$M(E) = \frac{1}{d_{\text{eff}}} \cdot \left. \frac{dR(E)}{dE} \right|_E \times \int_E^{G(E)} P(E') dE' \quad \text{IV.5 a}$$

Dabei ist d_{eff} die effektive Targetdicke (siehe III.4). Sie wird in Abbildung 26 veranschaulicht. R(E) ist die Funktion zwischen Reichweite und Energie. $G(E) = E(R(E)+d_{\text{eff}})$ ist die Maximalenergie, mit der das gemessene Teilchen mit der Energie E im Target entstanden sein könnte. In obiger Beziehung wird angenommen, daß der Sekundärstrahl parallel ist. Da der Raumwinkel für das Detektorsystem S6,6' sehr klein ist (Tabelle 1), gilt diese Näherung gut. Reichweitenstraggling und Vielfachstreuung werden vernachlässigt.

Man erhält aus Gleichung IV.5 a durch Differentiation einen Ausdruck für das Produktionsspektrum:

$$P(E) = P(G(E)) \cdot \left. \frac{dG(E)}{dE} \right|_E + d_{\text{eff}} \times \left[\frac{M(E) \frac{d^2R(E)}{dE^2}}{\left(\frac{dR(E)}{dE}\right)^2} - \frac{\frac{dM(E)}{dE}}{\frac{dR(E)}{dE}} \right] \quad \text{IV.5 b}$$

Auf dieser Formel basiert ein Targetdickenkorrekturprogramm, das bei Schlepütz /Schl/ aufgelistet ist. Einige Änderungen stammen von Mechttersheimer. Für die Entfaltung der Calcium-Spektren muß eine rein technische Modifikation erfolgen: Das Schlepütz-Programm ist für maximale Sekundärteilchenenergien von 99 MeV vorgesehen. Deshalb wird das Programm für Sekundärteilchen bis maximal 150 MeV erweitert.

Als Eingabedaten dienen die nicht normierten Teilchenspektren sowie die Reichweitentabellen des SPAR-Programms /SPAR/. Die Reichweite und die zugehörige dE/dx-Funktion werden dazu parametrisiert. Für drei Teilchensorten sind zur Kontrolle aus diesen Parametern einige Reichweite-Werte rückgerechnet und mit den Originaldaten des SPAR-Programms sowie den Reichweitentabellen von Williamson et al.

/Wil/ verglichen (Tabelle 2). Der verwendete Fit weicht danach fast nie mehr als 0.2% von den SPAR-Daten ab, dagegen bei niederen Energien um bis zu 20% von den Williamson-Werten. Diese Ungenauigkeit der zur Verfügung stehenden Reichweitentabellen verursacht besonders bei der Entfaltung des dicken Targets bei niederen Energien große Fehler.

Durch Multiplikation der Teilchenspektren mit einem Normierungsfaktor (Kapitel IV.6) ergibt sich die gemessene Sekundärteilchenrate. Sie ist in der jeweils 4. Spalte von Anhang A aufgelistet. Die angegebenen Ober- und Untergrenzen erhält man durch Addition und Subtraktion der Wurzel aus der Zählrate. Diesem Meßspektrum $M(E)$ wird eine Kurve in folgender Form nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt:

$$M(E) = \exp \left[a_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cdot e^{b_i} \right] \quad \text{IV.5 c}$$

Den so erhaltenen Fit korrigiert das Programm auf die Targetdicke. Die numerischen Resultate stehen in Anhang A, 7. Spalte. Danach wird in gleicher Weise die Ober- und Untergrenze der gemessenen Produktionsrate mit einem Ausdruck IV.5 c angepaßt und entfaltet. Die in Anhang A, 8. und 9. Spalte angegebenen Fehler berücksichtigen also nur den statistischen Fehler des Meßspektrums.

Ein Vergleich der entfalteten Spektren mit dem Fit zeigt, daß die Targetdickenkorrekturen beim dünnen Target für Wasserstoffisotope sehr gering sind. Hier unterscheiden sich die entfalteten Spektren vom Fit erst ab

15 MeV	bei Protonen,
31 MeV	bei Deuteronen und
47 MeV	bei Tritonen.

Oberhalb dieser Energien sind der Fit an das gemessene Spektrum und das entfaltete Spektrum jeweils identisch.

IV.6 Normierung

Die gemessenen und auf die Targetdicke korrigierten Spektren enthalten Informationen darüber, welche Sekundärteilchen in welchem Verhältnis zueinander bei der Pionabsorption entstehen. In diesem

Abschnitt werden diese Daten in Relation zu der Anzahl der gestoppten Pionen gebracht. Die so normierten Spektren geben an, wieviel der jeweiligen Sekundärteilchen pro Pion und Energieintervall entstehen.

Zunächst wird die Absolutnormierung des dicken Calcium-Targets durchgeführt. Dabei gehen vier Faktoren ein:

1. Anzahl der gestoppten Pionen:

Dazu muß von der Anzahl der insgesamt gestoppten Pionen die Zahl derjenigen Pionen subtrahiert werden, die während der Totzeit des Computers gestoppt werden. Mit den Zählraten aus Tabelle 2 ergibt sich:

$$Z(1-5) = 4548 \times 10^6 \text{ gestoppte Pionen}$$

2. Korrektur der Leertargetmessung:

Es gibt hauptsächlich zwei Möglichkeiten für das Auftreten eines Signals $1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5$, ohne daß ein Pion im Target absorbiert wird. Es kann zwischen den Zählern S4 und S5 zerfallen oder in S4 absorbiert werden. Deshalb wird eine Messung mit einem Targetring ohne Target durchgeführt. Die in diesem Leertargetring gemessenen Pionstopps müssen, um von der Anzahl gestoppter Pionen subtrahiert werden zu können, auf die gleiche Zahl einfallender Teilchen umgerechnet werden. Unter Berücksichtigung der Totzeit des Computers erhält man die Korrekturzählrate:

$$\frac{Z(1-4) \text{ 1.3mm Ca}}{Z(1-4) \text{ Leertarget}} \times Z(1-5) \text{ Leertarget} = 2804 \times 10^6$$

Damit ergeben sich 1744×10^6 im Calcium absorbierte Pionen.

Das bedeutet, daß 38% der gestoppten Pionen im Target absorbiert werden.

3. Sekundärteilchen mit zeitlich falsch korrelierten Pionstopps:

In der Triggerlogik des Experiments wird zu jedem Sekundärteilchen ein Pionstopp ausgewählt, der innerhalb eines Zeitfensters von etwa 300 ns kommt. Dabei kann es passieren, daß mit den Sekundärteilchen ein einfallendes Teilchen korreliert wird, das 20 ns oder ein mehrfaches davon früher oder später kommt (Zeit-

struktur des Zyklotrons). In diesem Fall sind alle Energiesignale des Detektorsystems S6,6' korrekt, wegen der falschen Flugzeit wird das Teilchen aber in den Energie-über-Flugzeit-Spektren (Abb.7,8,15,16) verworfen. Man beobachtet also zu wenig Sekundärteilchen und muß die Pionstopprate entsprechend verringern.

Dank der Multi-Parameter-Messung bei jedem Ereignis läßt sich dieser Effekt recht genau quantifizieren: Von den Rohdaten wird der Untergrund abgetrennt und die Unterscheidung nach einfallenden Teilchen (Pion, Myon, Elektron) durchgeführt. Daraus werden dann alle Ereignisse herausgesucht, die im ADC-3 ein Energiesignal ungleich Null geliefert haben. Diese Ereignisse sind entweder in den Gesamtenergie-über-Flugzeit-Spektren sichtbar (Abb.15,16) oder sie sind auf der Zeitachse verschoben. Ein Teil davon ist als Wiederholungsstruktur in Abbildung 27 zu erkennen, ein weiterer Teil liegt jedoch außerhalb des Meßbereichs von TDC-2 und wird im ersten Kanal des Flugzeitspektrums dargestellt. Zählt man alle diese Ereignisse einschließlich denen mit $TDC-2 = 0$ und vergleicht deren Anzahl mit der Anzahl der Ereignisse, die im richtigen Zeitintervall liegen, so stellt man fest, daß nur 71% aller Sekundärteilchen die korrekte Flugzeit haben. In ersten TDC-2-Kanal sind alle Ereignisse eingeordnet, die innerhalb des 300 ns Zeitfensters für den Mastertrigger liegen, aber außerhalb des Konversionsbereichs dieses TDC. Dieser Korrekturfaktor gilt zunächst nur für den Teil der Spektren, die im NaJ-Detektor gestoppt werden. Da die Wahrscheinlichkeit für Fehlzuordnungen aber unabhängig von der Energie der Sekundärteilchen ist, ist er für die gesamten Spektren gültig.

Folgender Test bestätigt diesen Korrekturfaktor: Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Pion in einem Strahlpuls produziert und gestoppt wird, hängt nicht von den Pionstopps aus Strahlpulsen davor oder danach ab. Deshalb haben die Wiederholungsstrukturen in Abbildung 27 alle annähernd die gleiche

Intensität in dem Zeitintervall, in dem die 'Trigger Unit 6' Pionenstoppsignale aussucht und Null außerhalb. Dies ist im rechten Teil von Abbildung 27 zu erkennen. Durch die zeitliche Überlappung zwischen Mastertrigger und TDC-2 wird also nur ein Zeitfenster von 155 ns ausgenutzt. Das Verhältnis der Ereignisse im ersten TDC-2-Kanal zur Anzahl Teilchen in einer einzelnen Wiederholungsstruktur ergibt die Zahl der außerhalb des Spektrums liegenden Strukturen. Man erhält so 7.15 Strukturen außerhalb, was einem Zeitfenster von 141 ns entspricht. Zusammen mit dem Überlappungsbereich von 155 ns ergeben sich 296 ns, in denen ein Sekundärteilchen sich einen Pionstopp auswählt. Dieser Wert stimmt mit der auf dem Oszillographen eingestellten Impulslänge von 300 ns in der Triggerlogik (Abb.2) fast exakt überein. Das kann aber nur bedeuten, daß der Einfluß der Wiederholungsstruktur richtig kalkuliert wurde.

Bei ganz hohen Energien sieht man eine Besonderheit, nämlich Wiederholungsstrukturen im linken Teil von Abbildung 27. Sie stammen von Ereignissen, die so hochenergetisch sind, daß sie keinen Trigger im Halbleiterzähler erzeugen. Der Trigger muß also vom NaJ-Detektor kommen, der über anders eingestellte Verzögerungskabel das 300 ns Fenster im Vergleich zum Halbleiterzähler etwas später öffnet. Bei Energien unterhalb von 60 MeV wird das Pionstoppsignal im logischen 'Oder' der Triggerlogik (Abb.2) durch den Halbleiter-Puls ausgewählt. Der Anfang des durch den Halbleiterzählers bestimmten Zeitfensters legt in Abbildung 27 den Beginn der Wiederholungsstrukturen bei -50 ns fest. Andererseits liegt der Konversionsbereich des TDC-2 voll im Zeitfenster, welches vom NaJ-Detektor geöffnet wird.

4. Raumwinkel des Detektorsystems:

Die Pionen werden 'in Ruhe' absorbiert, sie haben also praktisch keinen Impuls. Daher wird angenommen, daß sich die Sekundärteilchen isotrop über den Raum verteilen. Damit geht der in Tabelle 1 angegebene Raumwinkel für das Detektorsystem S6,6' ohne weitere Korrekturen ein.

Man erhält so den Gesamtnormierfaktor für das 1.3 mm Calcium-Target. Er beträgt 5.61×10^{-6} . Mit diesem werden die Spektren (Anhang A, 2. Spalte) aus Abschnitt IV.3 multipliziert und ergeben die normierten Spektren, die in Anhang A, 4. Spalte aufgelistet und auf den Abbildungen 24 und 25 dargestellt sind.

Das gleiche Verfahren, angewandt auf das 0.1 mm Target, ergibt 11.7×10^9 gestoppte Pionen und eine Korrekturzählrate von 11.2×10^9 , von allen gestoppten Pionen werden also nur etwa 4% im Target gestoppt. Dies liegt sowohl daran, daß die Massebelegung des Targets nur etwa 1/5 derjenigen des Zählers 4 beträgt als auch daran, daß die Zahl der Pionzerfälle relativ zur Zahl gestopp-ter Pionen bei sehr dünnen Targets zunimmt. Eine derartige Normierung, bei der die Korrektur fast gleich groß wie die Pionstoppzahl ist, hat zu große Fehler.

Deshalb erfolgt die Normierung des dünnen Targets, indem das Protonenspektrum dieses Targets an das Spektrum des dicken Targets im Bereich zwischen 50 MeV und 90 MeV angepaßt wird. Dabei wird jeweils das auf die Targetdicke korrigierte Spektrum verwendet. Bei höheren Energien ist das Spektrum des dünnen Targets wegen zu schlechter Statistik ungenau, bei niedrigen Energien werden die Fehler der Targetdickenkorrektur für das dicke Target zu groß. Der so gewonnene Normierungsfaktor wird für alle Meß- und Produktionsspektren des dünnen Targets verwendet. Einen Vergleich der entfaltenen Spektren von dünnem und dickem Target zeigen die Abbildungen 28 bis 32. Die Übereinstimmung ist gut.

Damit sind alle Daten auf die Anzahl gestopp-ter Pionen normiert. In den Abbildungen 33 bis 42 werden sämtliche Produktionsspektren mit den Meßspektren, aus denen sie hervorgingen, gezeigt. Die Fehlerbalken der Meßspektren stellen die statistischen Schwankungen dar.

In Abbildung 43 werden die jeweiligen Produktionsspektren der verschiedenen Sekundärteilchen, gewonnen aus den Meßspektren des 0.1 mm Targets, miteinander verglichen. Abbildung 44 zeigt die gleiche Übersicht über die Produktionsspektren, die aus den Meßspektren des 1.3 mm Targets errechnet sind.

V. AUSWERTUNG UND DISKUSSION DER SPEKTREN

V.1 Fehlerbetrachtung

Die Fehler der Teilchenspektren lassen sich in vier Gruppen einteilen. Sie entstehen bei der Teilchentrennung, Energieeichung, Normierung und durch statistische Schwankungen. Hinzu kommt für die entfaltenen Spektren der Fehler durch das Targetdickenkorrekturprogramm.

V.1.1 Fehler bei der Teilchentrennung

Bei der Trennung der gestoppten Teilchen im Halbleiterzähler lassen sich die Trennkurven im ungünstigsten Fall, nämlich bei der Trennung der Tritonen und $^3\text{Helium}$, auf etwa $\pm 1\%$ genau festlegen. Dazu kommt ein systematischer Fehler durch Sekundärteilchen, die mit falscher Flugzeit eingeordnet werden. Hier liefern Protonen unterhalb von 4.7 MeV und Myonen unterhalb von 2.1 MeV Beiträge, die die übrigen Sekundärteilchenausbeuten zu groß werden lassen. Die Intensitäten der Wiederholungsstrukturen in Abbildung 7 sind alle gleich (IV.6.3) und betragen etwa 2.8% der zeitlich richtigen Struktur. Davon wird durch die Trennkurven ein Teil einer anderen Sekundärteilchensorte zugezählt. Der dabei entstehende Fehler kann auf folgende Weise abgeschätzt werden: Die zeitlich richtig korrelierten Protonen und Myonen denkt man sich um 20 ns verschoben und ordnet die so konstruierten Ereignisse als Sekundärteilchen ein. Dabei wiederholt man die Verschiebung achtmal. Von den so eingeordneten Teilchen bilden 2.8% den im folgenden abgeschätzten Untergrund unterhalb von 4.7 MeV: Bei den Deuteronen sind dies 10%, bei Tritonen 30% und bei ^4He 6%. Dazu kommt unterhalb von 2 MeV der Myonen-Untergrund, der zwischen 1.5 MeV und 2.5 MeV etwa 50% des Protonen-Untergrunds beträgt. Das ergibt bei den Deuteronen 5%, 15% bei Tritonen und 3% beim $^4\text{Helium}$ zu viel gemessene Teilchen. Dieser Fehler betrifft aber nur den untersten Punkt der Teilchenspektren. Unterhalb von 1.5 MeV wächst insbesondere der Beitrag der Myonen stark an, weshalb auf eine Auswertung verzichtet wird.

Bei der Teilchentrennung im NaJ-Detektor gibt es keine Probleme mit der 20 ns Struktur, weil sich eine mögliche Wiederholungsstruktur wegen der kurzen Flugzeit nicht mit zeitlich richtig korrelierten Teilchen kreuzen kann. Auch die Myonen lassen sich sauber von den übrigen Teilchen unterscheiden (Abb.9). Hier hängt der Fehler lediglich von der Genauigkeit der Trennkurven ab. Für einfach geladene Teilchen (Abb.15) ist die Trennung besser als $\pm 1\%$. Die Trennung der Heliumisotope ist dagegen beim dünnen Target wegen der ungenauen Zeitsignale mit etwa $\pm 10\%$ beim $^3\text{Helium}$ und $\pm 3\%$ beim $^4\text{Helium}$ weniger genau.

V.1.2 Fehler bei der Energieeichung

Abbildung 17 zeigt die Eichgerade für ADC-1. Die vertikalen Fehlerbalken ergeben sich aus der Ungenauigkeit, mit der die Endpunkte der Spektren in Abbildung 7 und 8 bestimmbar sind. Die dazugehörigen Energien sind mit etwa 5% Fehler behaftet, dargestellt durch die horizontalen Balken. Hier gehen insbesondere der Fehler der Reichweitentabellen und Toleranzen der Zählerdicke ein. Nicht vorhandene Fehlerbalken bei manchen Punkten in Abbildung 17 bedeuten, daß der Fehler kleiner als die Zeichengenauigkeit ist. Der Fehler der Kanal-zu-Energie-Zuordnung beträgt etwa 2%.

Für den NaJ-Zähler ist die Energie-Eichkurve in Abbildung 21 dargestellt. Die Endpunkte des Kohlenstoffspektrums sind nur sehr ungenau bestimmbar und werden lediglich zur Kontrolle verwendet. Dagegen läßt sich die Lage des monoenergetischen Tritons auf \pm drei Kanäle bestimmen (Abb.19), das entspricht ± 0.44 MeV. Auch der Anfangspunkt der Eichkurve ist durch die in IV.3 angegebenen Eichpunkte deutlich besser als auf 0.5 MeV festgelegt. Damit ist die Energieeichung bis zum hochenergetischen Ende auf $\pm 2\%$ genau.

V.1.3 Normierungsfehler

Der Hauptfehler der Einzelteilchenspektren wird bei der Normierung auf die Anzahl gestoppter Pionen gemacht. Für das 1.3 mm Target müssen mehrere Einzeleffekte betrachtet werden, die sich teilweise kompensieren:

- a) Alle falschen Pionstoppsignale 1-5, die nicht unmittelbar mit dem Target zusammenhängen, werden durch die Leertargetmessung korrigiert. Dazu gehören Pionstopps in S4, Coulombstreuung der Pionen in der Weise, daß sie S1-S4 treffen, aber den Antizähler S5 verfehlen, oder aber Pionzerfall vor dem Target.
- b) Im Target absorbierte Pionen produzieren geladene Sekundärteilchen, welche in S5 registriert werden. Dadurch verringert sich die Pionenstopprate. Aus der Anzahl der Sekundärteilchen in S6,6' und dem Raumwinkel der Detektoren (Tabelle 1) kann man diesen Effekt abschätzen: Die Meßspektren des 1.3 mm Targets bestehen aus insgesamt 77476 Teilchen. Diese Zahl muß mit dem Faktor 1.41 multipliziert werden, um die zeitlich falsch korrelierten Sekundärteilchen zu berücksichtigen (vgl. IV.6). Die Raumwinkel von S5 zu S6' verhalten sich wie 434/1. Das ergibt ungefähr 47.4×10^6 Sekundärteilchen in S5. Dadurch verringert sich die Pionenstopprate um etwa 2.6% auf 1744×10^6 gestoppte Pionen.
- c) Die bei der Leertargetmessung in S4 stoppenden Pionen produzieren geladene Sekundärteilchen, welche in S5 nachgewiesen werden und so die Pionstopprate des Leertargets verringern. Durch den Einbau des 1.3 mm dicken Targets wird aber der niederenergetische Teil des Spektrums absorbiert. Nach Williamson /Wil/ bleiben Protonen bis 13 MeV, Deuteronen bis 17 MeV, Tritonen bis 20 MeV, ^3He bis 46 MeV und ^4He bis 50 MeV im 1.3 mm Target stecken. Dies sind, unter Verwendung der Sekundärteilchenspektren von Mechttersheimer /Mech/ etwa 65% der Teilchen. Zur Abschätzung des durch die von S4 emittierten Teilchen entstehenden Fehlers in der Zählrate 1-5 wird angenommen, daß die Pionstopprate in Target und S4 sich wie die jeweiligen Massebelegungen verhalten, also 0.1/0.285. Der Raumwinkel, unter dem S5 den Zähler S4 sieht, ist etwa halb so groß wie der Raumwinkel des Targets bezüglich S5. Damit kommen ungefähr 5.4×10^6 der in S4 produzierten Sekundärteilchen nicht mehr in S5 an. Dies vergrößert die Pionstopprate um 0.2%.
- d) Ein Teil der Sekundärteilchen, die alle von absorbierten Pionen stammen müssen, sucht sich in der Triggerlogik das Teleskopsignal eines einfallenden Elektrons oder Myons aus,

welches ein Mehrfaches von 20 ns vor oder nach dem Pion produziert wird und der Bedingung für gestoppte Teilchen genügt. Alle diese Ereignisse werden zu Beginn der Teilchentrennung verworfen. Zur Abschätzung dieses Fehlers ändert man die in Abbildung 6 gezeigte Reihenfolge bei der Teilchentrennung. Zuerst wird der Untergrund in den Energieverlust-über-Energie-Spektren verworfen und danach die Flugzeit der einfallenden Teilchen untersucht. Demnach sind zu den geladenen Sekundärteilchen 95.5% Pionen, 2.5% Myonen und 2% Elektronen korreliert. Das bedeutet umgekehrt für die Pionenstopprate eine Vergrößerung um 4.5%.

- e) Bei Wechselwirkungen im Target wie z.B. Pionzerfall und Strahlungseinfang geht ein Teil der Pionen verloren /Mech/. Dadurch vergrößert sich die Pionstopprate um ungefähr 2%.
- f) Pionen verfehlen wegen Coulombstreuung den Antizähler S5. Dieser Effekt wird bei Mechttersheimer /Mech/, der ein Target vergleichbarer Massebelegung verwendet, mit einer Vergrößerung der Pionstopprate um 1% abgeschätzt.
- g) Neben dem systematischen Raumwinkelfehler geht die Ungenauigkeit der Abstandsmessung Target-Detektorsystem ein. Eine mögliche Verbiegung der Targethalterung sowie Fehler bei der Abstandsmessung ergeben ± 1.5 cm oder $\pm 3\%$.

Die systematischen Fehler kompensieren sich zum Teil, die Fehlerabschätzungen sind jedoch teilweise nur auf $\pm 50\%$ genau. Deshalb wird als wahrscheinlicher Fehler $\pm 7\%$ bei der Normierung des 1.3 mm Targets angenommen. Das dünne Target wird durch Anpassen des entfaltenen Protonenspektrums an das dicke Target normiert. Diese Anpassung ist etwa $\pm 3\%$ genau. Da dieser Fehler unabhängig von allen anderen ist, wird er nach der Fehlerfortpflanzung addiert. Somit resultiert für die Normierung des 0.1 mm Targets ein Fehler von $\pm 8\%$.

V.1.4 Statistische Fehler

Die statistischen Fehler der Zählraten sind im Anhang A, 3. Spalte (Error) aufgelistet. Die 5. (Upper Limit) und 6. Spalte (Lower Limit) zeigen die statistischen Fehlergrenzen der normierten Meßspektren. Durch das Targetdickenkorrekturprogramm erhält man die statistischen

Schwankungen der Produktionsspektren (vgl. IV.5). In den Abbildungen 46 bis 48 sind die entfalteten Protonen-, Deuteronen- sowie ^4He -Spektren vom 0.1 mm Target einschließlich dieser Fehlergrenzen eingetragen. Die Abweichungen am hochenergetischen Ende der entfalteten Spektren von dünnem und dickem Target entstehen durch die schlechte Statistik besonders beim dünnen Target (Abb. 28-32).

V.1.5 Fehler des Targetdickenkorrekturprogramms

Neben dem Meßspektrum geht in das Programm jeweils die zugehörige Energie-Reichweite-Relation ein. Dabei wird die zweite Ableitung dieser Beziehung benutzt, daher kommt die große Empfindlichkeit auf Fehler in der Reichweite. Da die Reichweitentabellen bei niedrigen Energien am ungenauesten sind (Tabelle 2), macht sich dort der Fehler am stärksten bemerkbar. Wichtig für die Fehlerbetrachtung ist auch, daß das Entfalten iterativ von hohen zu niedrigen Energien durchgeführt wird. Jeder bei hohen Energien gemachte Fehler pflanzt sich deshalb nach unten fort.

Beim dicken Target sind zu niederen Energien sehr starke Korrekturen erforderlich. Die damit verbundenen systematischen Abweichungen (das Programm berechnet zu große Teilchenausbeuten) werden so groß, daß die daraus berechneten Produktionsspektren am niederenergetischen Ende unbrauchbar und deshalb nicht berechnet werden.

Beim dünnen Target dagegen bleibt die Targetdickenkorrektur selbst am niederenergetischen Ende bei 15%. Selbst wenn diese Korrektur um 7% zu groß oder zu klein sein sollte, so bedeutet dies für das Produktionsspektrum lediglich eine Abweichung von 1% in diesem Bereich.

V.2 Meß- und Produktionsspektren

Gemessen werden die Energiespektren geladener Sekundärteilchen an zwei Calcium-Targets von 0.1 mm und 1.3 mm Dicke. Die untere Grenze bei 1.5 MeV ist durch den Untergrund (IV.2) gegeben. Das hochenergetische Ende der Meßspektren liegt dort, wo die Nachweisgrenze des Experiments von 10^{-5} Sekundärteilchen pro MeV und Pionstopp für die jewei-

lige Teilchensorte unterschritten wird.

Allgemein gilt, daß die Meßspektren beim dünnen Target für mittlere und niedere Energien genauer sind im Vergleich zum dicken Target, weil hier die Teilchen- und Energieverluste nicht so groß sind. Bei hohen Energien sind die Verluste im Target gering, hier haben die Spektren des dicken Targets eine bessere statistische Genauigkeit.

Die Spektren der Wasserstoffisotope verlaufen oberhalb von 15 MeV sehr ähnlich, sie unterscheiden sich nur in der Ausbeute um einen nahezu konstanten Faktor. Auffallend ist, daß Protonen mit Energien bis über 120 MeV beobachtet werden. Bei direkten Prozessen kann ein Proton aber nur 70 MeV (Absorption am Quasi-Deuteron) oder 82 MeV (Absorption am Quasi-Alphaeilchen) aufnehmen. Die Existenz so hochenergetischer Protonen bedeutet, daß der Restkern einen erheblichen Impuls aufnimmt. Der kinematische Grenzfall, bei dem der Restkern den ganzen Impuls auffängt, ergibt Protonen mit maximal 127.6 MeV. Diese Energie wird im Experiment von den Meßspektren fast erreicht. Die Substruktur, an der das Pion absorbiert wird, muß deshalb während der Reaktion mit dem Restkern wechselwirken und den Impuls übertragen. Der glatte Verlauf der Spektren oberhalb von 15 MeV bedeutet, daß weder bei den direkten Reaktionen noch bei den Präequilibriumsreaktionen diskrete Zustände oder Zwischenzustände auftreten. Die Energie- und Impulsverteilung in den Ausgangskanälen, die zu den denkbaren Einzelreaktionen gehören, werden durch Wechselwirkung mit dem Restkern so sehr verbreitert, daß sie nicht in Form von Peaks erkennbar sind.

Am niederenergetischen Ende unter 15 MeV zeigen alle drei Spektren sehr ausgeprägte Verdampfungsanteile. Das Protonen-Produktionsspektrum steigt hier um etwa eine Dekade an. Die Beobachtung eines großen Anteils von Verdampfungssteilchen wird dadurch verständlich, daß die bei den direkten und Präequilibriumsreaktionen geforderte Anregung des gesamten Restkerns ein starkes Abdampfen von niederenergetischen Nukleonen oder auch komplexeren Teilchen zur Folge haben muß.

Die Meß- und Produktionsspektren der Heliumisotope sind in den Abbildungen 39 bis 42 zusammengestellt. Aus meßtechnischen Gründen (vgl. IV.2) beginnen die Meßspektren für ^3He erst bei 7.5 MeV und die berechneten Produktionsspektren bei 8.5 MeV. Der unterschiedliche Verlauf der Produktionsspektren von dickem und dünnem Target bei höheren Energien resultiert aus der relativ schlechten Statistik, mit der beim dünnen Target wegen der geringen Ausbeuten oberhalb von 30 MeV gemessen wird.

Interessant ist ein Vergleich der ^3He -Spektren mit den Tritonenproduktionsspektren (Abb. 43, 44). Im Bereich zwischen 15 MeV und 20 MeV gibt es ungefähr halb so viele ^3He -Kerne, bei höheren Energien nimmt dieser Unterschied stark zu. Es ist durchaus denkbar, daß der Unterschied in den Produktionsraten bei niederen Energien noch kleiner wird. Der Grund für diesen Effekt kann sein, daß bei den direkten Reaktionen die negative Ladung des Pions kompensiert werden muß. Bei der Absorption am Quasi-Alpha-Teilchen z.B. kann gar kein zweifach geladenes Sekundärteilchen entstehen, dazu ist mindestens ein weiteres Proton erforderlich. Dagegen verteilt sich zu niederen Energien die Anregungsenergie immer gleichmäßiger auf Protonen und Neutronen, so daß sich die Wahrscheinlichkeiten zur Bildung der beiden $A = 3$ Teilchen einander annähern. Dies spricht dafür, daß die direkten Tritonen von der Absorption an einem Alpha-Cluster kommen.

Bei den ^4He -Spektren ist der Einfluß der Targetdickenkorrektur besonders stark, deshalb zeigt das Meßspektrum des dünnen Targets Details am besten (Abb. 41). Der niederenergetische Verdampfungsteil liegt in der Ausbeute zwischen Protonen und Deuteronen (Abb. 43) und fällt zu höheren Energien exponentiell ab. Die Abnahme der Ausbeute unterhalb von 5 MeV deutet die Coulomb-Schwelle an. Oberhalb von 35 MeV verläuft das Spektrum etwas flacher. Solche hochenergetischen ^4He -Kerne mit Energien bis ungefähr 65 MeV können nur durch direkte Reaktionen nach der Absorption entstehen. Die Möglichkeit, daß nach der Absorption am Quasi-Alpha-Teilchen ein Triton entsteht, welches durch 'Pick up' ein Proton mitnimmt und zur Bildung von hochenergetischen ^4He -Kernen führt, ist unwahrscheinlich, weil das Triton selbst nur etwa 30 MeV bekommt (vgl. II.2). Denkbar ist aber,

daß nach der Absorption am Quasi-Deuteron ein Nukleon seine gesamte Energie einem Alpha-Cluster überträgt und das letztere mit maximal 70 MeV den Kern nach einer 'knock out reaktion' verläßt.

Wie in IV.2 erwähnt, wird auch versucht, für die in den zweidimensionalen Darstellungen der Rohdaten nicht erkennbaren Teilchen der Masse 6 und 7 eine obere Grenze abzuschätzen. Die Auswertung des dünnen Targets ergibt im Energieintervall von 10 MeV bis 30 MeV für beide Massen zusammen etwa 1.7×10^{-3} Teilchen pro Pionstopp. Die Targetdickenkorrektur vergrößert diese Zahl maximal um den Faktor 3, so daß sich in dem 20 MeV breiten Intervall höchstens 5×10^{-3} schwerere Teilchen befinden. Diese Obergrenze entsteht aber praktisch ausschließlich durch Heliumisotope, welche im Energie-Flugzeit-Spektrum zeitlich falsch eingeordnet werden und ist deshalb viel zu groß. Daß der Anteil an Lithiumkernen erheblich kleiner sein muß, erkennt man daran, daß in diesem Spektrum (Abb.8) oberhalb von 20 MeV kein einziges Ereignis liegt und daß unterhalb von 20 MeV der Untergrund bei Verschiebung der Lithium-Trennkurven um 20 ns nach rechts etwa gleich groß bleibt.

V.3 Teilchen- und Energiebilanz

In Tabelle 4 sind die Daten über den Energiebereich der Produktionsspektren, die Teilchenausbeuten und die mittleren Energien angegeben. Das Produkt aus Teilchenausbeute und mittlerer Energie ergibt den Energiebetrag, den die jeweilige Teilchensorte pro Pionstopp aus dem Kern heraustransportiert. Dieser Wert steht in der letzten Spalte.

Der angegebene Fehler der Teilchenausbeute besteht aus deren statistischem Fehler, dem Normierungsfehler und dem Fehler bei der Teilchenidentifizierung. Die mittlere Energie pro Teilchen hat als Fehler die Schwankung des Mittelwerts, welcher durch die Ober- und Untergrenze der Entfaltung gegeben ist, den Fehler der Teilchentrennung und den Fehler der Energieeichung. Alle Einzelfehler werden nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz addiert. Die Mittelwerte und statistischen Fehler von Teilchenausbeute und mittlerer Energie werden im Anhang A unter dem jeweiligen Spektrum durch das Entfaltungsprogramm ausge-

rechnet. Die übrigen Fehler sind bereits in Kapitel V.1 diskutiert. Zum Vergleich sind die entsprechenden Daten für ein 0.1 mm Zelluloseazetattarget /Mün/ und ein 0.125 mm Polyäthylentarget /Mech/ mit angegeben.

Die Unterschiede der angegebenen Mittelwerte der Produktionsspektren aus dünnem und dickem Target sind zum Teil größer als die angegebenen Fehlergrenzen. Dies liegt an den verschiedenen Energiebereichen sowie an der prinzipiell begrenzten Genauigkeit der Targetdickenkorrektur des dicken Targets bei niedrigen Energien. Für die weitere Diskussion werden deshalb stets die Daten des 0.1 mm Targets verwendet.

Bei der Absorption von Pionen bleiben Baryonenzahl, Ladung und Energie erhalten. Das Pion hat die Baryonenzahl 0, deshalb müssen nach der Reaktion Sekundärteilchen mit einer Gesamtbaryonenzahl von 40 und mit 19 positiven Ladungen entstehen. Die Summe ihrer kinetischen, Anregungs- und Bindungsenergien muß 139.6 MeV ergeben. Die Sekundärteilchen haben aber nach Tabelle 4 lediglich eine totale Baryonenzahl von 2.6, insgesamt 1.6 positive Ladungen und sie transportieren zusammen 17.1 MeV kinetische Energie. Während ein Teil des Baryonenzahldefizits durch die in diesem Experiment nicht beobachteten Neutronen entsteht, lassen sich die fehlenden Ladungen dadurch nicht erklären. Auch die Extrapolation der Spektren bei kleinen Energien bis zum Nullpunkt erhöht die Ladungs- und Baryonenzahl nur um wenige Prozent. (In dieser Bilanz geht die Meßschwelle des ^3He -Spektrums nicht bei der Baryonenzahl und Energie ein, weil alle Teilchen im Tritonen-Spektrum enthalten sind. Der Fehler der dadurch etwas zu geringen Ladung kann vernachlässigt werden). So bleibt nur der Schluß, daß der größte Teil des Calcium-Atoms bei der Absorption eines Pions als Restkern im Target liegenbleibt. Dies entspricht den Überlegungen von Kapitel II.2 über die Bindungsenergie. Die überschüssige Energie gibt der Kern durch Emission von Teilchen mit der Baryonenzahl 0 (Gamma-Quanten) ab.

V.4 Dicktargetausbeuten

Wichtig für die Strahlentherapie mit negativen Pionen sind die Sekundärteilchenflüsse, die aus einem dicken Target kommen, welches homogen bestrahlt wird. Das Target muß dabei mindestens so dick sein, daß alle Sekundärteilchen, die mit größtmöglicher Energie auf der einen Targetseite produziert werden, auf dem Weg durch das Target steckenbleiben. Diese Dicktargetspektren entsprechen dem Fluß geladener Sekundärteilchen aus einer ausgedehnten und homogenen Pionstoppregion in eine bestimmte Richtung. In einem Tumor mit einem Volumen von typischerweise einem Liter charakterisieren also diese Dicktargetspektren die Teilchenflüsse im Gewebe bei der Bestrahlung.

Die Dicktargetspektren $D(E)$ lassen sich aus den Produktionsspektren $P(E)$ und unter Zuhilfenahme von Reichweitentabellen entsprechend Gleichung IV.5 a ausrechnen:

$$D(E) = A \times \left. \frac{dR(E)}{dE} \right|_E \times \int_E^{E_{max}} P(E') dE' \quad \text{V.4 a}$$

Dabei ist E_{max} die Maximalenergie, mit der das Sekundärteilchen bei der Pionabsorption entstehen kann. Eine Absolutnormierung auf die Anzahl gestoppter Pionen ist sinnlos in einem Target, dessen Dicke die Reichweite der Sekundärteilchen übertrifft. Der Normierungsfaktor A wird deshalb so gewählt, daß die Summe der integrierten Dicktargetspektren aller Teilchen Eins ergibt.

$$\sum_k \left(\int_0^{E_{max}^{(k)}} D^{(k)}(E') dE' \right) := 1 \quad \text{V.4 b}$$

Dabei ist k der Index für die Teilchensorte. Durch den Faktor A werden die Spektren also relativ zueinander normiert. Die Reichweitentabellen sind wie bei der Targetdickenkorrektur durch das SPAR-Programm /SPAR/ erstellt und parametrisiert (Tabelle 2). Die Dicktargetspektren der einfach geladenen Teilchen unter 45 MeV sowie der Heliumisotope stammen aus den Produktionsspektren des dünnen Targets. Oberhalb von 45 MeV werden die Dicktargetspektren der Wasserstoffiso-

tope aus den Produktionsspektren des 1.3 mm Targets gewonnen. Diese Spektren werden individuell bei 45 MeV geringfügig korrigiert, so daß sie an die Spektren des 0.1 mm Targets passen.

In Abbildung 45 sind die so berechneten relativen Dicktargetausbeuten dargestellt. Die Zahlenwerte stehen in Anhang B.

Die Form der beiden Helium-Dicktargetspektren stimmt mit den Meßergebnissen beim 1.3 mm Target (Abb.25) wie erwartet überein, da für diese Teilchen die Massebelegung des Targets größer als die Reichweite ist. Bei den Wasserstoffisotopen setzt sich fort, was man beim Übergang vom 0.1 mm zum 1.3 mm Meßspektrum beobachtet: Der Verdampfungsanteil nimmt in Relation zum übrigen Spektrum stark ab, so daß er nur noch im Protonenspektrum als kleiner Peak bei 5 MeV zu sehen ist.

In Tabelle 5 sind die integrierten relativen Dicktargetausbeuten

$$\bar{D} = \int_0^{E_{\max}} D(E') dE' \quad \text{V.4 c}$$

und die mittleren Energien

$$\bar{E} = \frac{1}{\bar{D}} \int_0^{E_{\max}} E' \cdot D(E') dE' \quad \text{V.4 d}$$

für jede geladene Sekundärteilchensorte angegeben, sowie Vergleichsdaten eines Zelluloseazetattargets und eines Polyäthylentargets.

Wegen der Ausdehnung der Teilchenspektren zu höheren Energien liegen die mittleren Energien beim Calciumtarget etwas über den Werten der Vergleichstargets. Nur die mittlere Energie des Protonenspektrums ist geringfügig kleiner als der entsprechende Wert des Polyäthylentargets, was an dem Verdampfungspeak im Calciumspektrum liegt. Interessant ist ein Vergleich der relativen Ausbeuten, der recht genau ist, weil hier der Fehler der Absolutnormierung nicht eingeht: Die relative Protonenausbeute steigt mit größer werdendem Kern deutlich an. Der relative Anteil aller schwereren Teilchensorten wird beim Calcium entsprechend kleiner.

Gerade von den zweifach geladenen Teilchen, die eine besonders hohe biologische Effektivität besitzen, werden die Teilchenflüsse merklich geringer. Verglichen mit der jeweiligen Protonenausbeute hat man beim Polyäthylen 2.4% Heliumisotope, dagegen beim Azetat 2.2% und beim Calcium nur noch 1.4%.

Damit ergibt sich der bei einer Strahlentherapie nicht unerwünschte Effekt, daß bei Gewebebestrahlung in Knochennähe der biologische Effekt im Knochen nicht ganz so groß ist, wie er wegen der bevorzugten Pionabsorption an schweren Kernen sonst wäre.

V.5 Vergleich der Produktionsspektren mit anderen Autoren und anderen Targets

Bisher sind drei Arbeiten bekannt, in denen geladene Sekundärteilchenspektren bei der Pionabsorption an Calcium gemessen wurden:

1. Castleberry /Cast/ (1971) weist in einem Zählerexperiment mit 0.059 g/cm² dickem Target die Spektren der Wasserstoffisotope nach. Die Schwellen für die Teilchen liegen bei 6.1 MeV für Protonen, 7.9 MeV für Deuteronen und 9.2 MeV für Tritonen. Die obere Grenze liegt bei etwa 102 MeV.
2. Budyashov /Bud/ (1972) verwendet in einem Zählerexperiment ein etwa 0.2 g/cm² dickes Target. Ebenfalls sind nur die Spektren der Wasserstoffisotope ab 15, 18 bzw. 24 MeV angegeben. Diese Spektren sind jedoch nicht auf die Anzahl einfallender Pionen normiert.
3. Schlepütz /Schl/ (1977) führt ein Zählerexperiment mit einem 0.1566 g/cm² Target durch. Der Meßbereich geht von etwa 2 MeV bis 55 MeV. Gemessen werden Protonen, Deuteronen und Alphateilchen.

Eine Gegenüberstellung der Spektren von Castleberry und dieser Arbeit findet sich auf den Abbildungen 49 bis 51. Ein entsprechender Vergleich mit den Spektren von Schlepütz ist auf den Abbildungen 46 bis 48 dargestellt, wobei die statistischen Fehler ebenfalls mit angegeben sind.

In beiden Fällen kann man sagen, daß die Form der Spektren ungefähr mit der vorliegenden Arbeit übereinstimmt. Die schlechte Statistik bei Castleberry läßt genauere Vergleiche nicht zu, dagegen sind einige Unterschiede der vorliegenden Messungen zu Schlepütz feststellbar: Schlepütz beobachtet eine um etwa 35% größere Sekundärteilchenausbeute, das heißt, seine Absolutnormierung weicht ab. Dies muß daran liegen, daß er bei einem insgesamt ähnlichen Versuchsaufbau einen Teleskopzähler direkt am Target montiert. Die Sekundärteilchendetektoren messen Teilchen sowohl aus dem Target als auch aus dem Zähler. Messungen am Zähler ohne Target bilden seine Kohlenstoffspektren. Mechttersheimer /Mech/ hat festgestellt, daß die Absolutnormierung der Messungen am Zähler ohne Target um etwa 30% zu gering ist. Bei der Subtraktion dieser Pionstopprate wird also die Rate für das Calcium zu klein, die Ausbeute entsprechend zu groß. Zwischen 15 MeV und 55 MeV zeigen die Protonen- und Deuteronenspektren von Schlepütz mehrere wellenartige Strukturen, die in der vorliegenden Arbeit nicht vorhanden sind. Da die Minima im Protonenspektrum genau bei der gleichen Energie liegen wie die Maxima im Deuteronenspektrum und umgekehrt, sind sie vermutlich auf schlechte Teilchentrennung zurückzuführen.

Ein quantitativer Vergleich der Spektren findet sich in Tabelle 6. Auffallend ist neben den systematischen Abweichungen in der Absolutnormierung pro Pionstopp die gute Übereinstimmung der relativen Ausbeuten der Teilchen untereinander (angegeben in %) sowie der mittleren Energien in dem jeweils betrachteten Energieintervall.

Als nächstes folgt ein Vergleich mit den Sekundärteilchenspektren, die von Mechttersheimer /Mech/ und Münchmeyer /Mün/ an Kohlenstoff (Polyäthylen) und sauerstoffhaltigen Targets (Zelluloseazetat) gemessen werden. Die Spektren sind in den Abbildungen 52 bis 56 dargestellt, Angaben über Teilchenausbeute und mittlere Energie stehen in Tabelle 4. Charakteristisch für alle Calcium-Einzelteilchenspektren ist die niedrigere Teilchenausbeute im Niederenergie- und Präequilibriumsbereich und die Ausdehnung der Spektren zu höheren Energien. Eine Ausnahme bildet lediglich das Protonenspektrum, das einen sehr viel stärkeren Verdampfungspeak hat und dessen Präequili-

brümsanteil gleich groß wie bei der Azetatmessung ist. Dies zeigt klar, daß ein größerer Atomkern nach Pionabsorption seine Energie weniger durch Emission von Mehrnukleon-Systemen, sondern durch Abdampfen einzelner Nukleonen abbaut. Ein deutlicher Übergang von der Präcompound- zur Compoundkernemission ist hier erkennbar. In diesem Zusammenhang wird verständlich, warum beim Calcium keine Emission von Lithiumkernen mehr beobachtet wird.

Die beobachtete gleich große Protonenausbeute beim Calcium und Azetat im Bereich zwischen 20 MeV und 70 MeV zeigt deutlich, daß der dominierende Prozeß bei der Pionabsorption die Absorption am Quasi-Deuteron ist, wobei der Restkern nicht beteiligt ist. Die Größe des Kerns spielt also keine Rolle, was sich experimentell ausgezeichnet bestätigt. Der Unterschied gegenüber Mechttersheimer ist möglicherweise auf eine von der vorliegenden Arbeit abweichende Absolutnormierung zurückzuführen. Seine Teilchenausbeuten im 'direkten' Teil des Protonenspektrums sind größer als in dieser Arbeit.

Nützlich ist auch ein Vergleich der von allen geladenen Sekundärteilchen zusammen wegtransportierten Energie. Beim Kohlenstoff sind es 26.9 MeV, beim Azetat noch 19.8 MeV und beim Calcium nur noch 17.1 MeV. Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß bei mittelschweren Kernen verglichen mit leichteren Kernen nicht so viele schwere Kernbruchstücke sondern mehr Neutronen und Photonen emittiert werden.

Die jeweils höheren Energien, welche von den Calcium-Spektren erreicht werden, sind nur möglich durch den schwereren Restkern, der den Rückstoßimpuls aufnimmt. Dies erlaubt aber den Schluß, daß bei den direkten Reaktionen der Restkern nicht als 'Spectator' passiv bleibt, sondern durch Wechselwirkung mit den nach der Absorption emittierten Nukleonen den Impulsausgleich herstellt.

Vergleiche der Spektren mit theoretischen Modellen sind unmittelbar nicht möglich, weil keine Rechnungen über die Sekundärteilchenemission an Calcium vorliegen. Jedoch kann man folgende Aussagen machen:

1. Die besonders hohe Protonenausbeute bei allen Energien zeigt, daß die Absorption am Zwei-Nukleon-System der bei weitem dominierende Prozeß sein muß.
2. Der ebenfalls recht hohe Anteil an ^4He deutet auf beträchtliche Beteiligung von Quasi-Alpha-Teilchen-'Knock out'-Reaktionen hin. Die in diesem Experiment gemessenen 0.3 ^4He -Teilchen pro Pion werden auch ungefähr durch die Exzitonenmodell-Rechnung von Gadioli /Gad/ bestätigt. Diese Rechnungen sind für Kerne mit Nukleonenzahlen zwischen 50 und 130 durchgeführt. Extrapolation für $A = 40$ ergibt etwa 0.28 ^4He pro Pion.
3. Hüfner /Hüf/ schlägt vor, die Deuteronenemission durch 'internal pick up' eines Protons durch ein Neutron zu erklären. Die Wahrscheinlichkeit dafür gibt er mit

$$P = R \times \rho_p \times \sigma_{nd} \quad \text{V.5 a}$$

an (R = Kernradius, ρ_p = Protonendichte, σ_{nd} = Totaler Einfangquerschnitt eines Protons durch ein Neutron). Für einen einfachen Vergleich zwischen Kohlenstoff und Calcium wird angenommen, daß der Radius proportional zu $A^{1/3}$ ist und daß Protonendichte und Einfangquerschnitt in beiden Kernen gleich groß sind. Damit muß für die Pickup-Wahrscheinlichkeit gelten:
 $P(\text{Ca})/P(\text{C}) = 1.5$. Aus der Tabelle 4 ist aber ersichtlich, daß das Verhältnis der Deuteronenausbeuten 0.47 beträgt. Dieser krasse Widerspruch läßt den Schluß zu, daß nicht der 'internal pick up' sondern viel wahrscheinlicher die Absorption an Alpha-Clustern für die Emission der Deuteronen verantwortlich ist.

Zusammenfassend sei festgestellt, daß durch präzise Messungen der Pionabsorption an Atomkernen es in zunehmendem Maße möglich ist, bestehende Kernmodelle experimentell zu überprüfen.

Literaturverzeichnis

- /Alfa/ Alfa Catalog 1977-78, 216; Ventron GmbH, Benzstr.3,
Postfach 6540, D-7500 Karlsruhe
- /App/ Appel H., Böhmer V., Büche G., Kluge W. und Matthäy H.;
Atomenergie 27 (1976) 177
- /Bert/ Bertini H.W.; Phys.Rev. C1 (1970) 423
- /Bud/ Budyashov Y.G., Zinov V.G., Konin A.D. Rabin N.V. und
Chatrchyan A.M.; Soviet Physics JETP 35 (1972) 13
- /Cast/ Castleberry P.J.; Thesis; Physics Department, University
of Virginia (1971)
- /Com/ Comiso J.C., Schlepütz F. und Ziock K.O.H.; Nucl. Instr.
and Meth. 133 (1976) 121
- /Eby/ Eby F.S. und Jentschke W.K.; Phys.Rev. 96 (1954) 911
- /Fow/ Fowler P.H.; Nature (1961) 524
- /Fri/ Frigerio N.A., Coley R.F. und Sampson M.J; Physics in
Medicine and Biology 17 (1972) 792
- /Gad/ Gadioli E. und Gadioli Erba E.; Nucl.Phys. A256 (1976) 414
- /Gut/ Guthrie M.P., Alsmüller R.G. jr. und Bertini H.W.;
Nucl. Instr. and Meth. 66 (1968) 29
- /Hüf/ Hüfner J.; Pions interact with nuclei; Phys.Rep. 21C (1975)
- /Kle/ Klein U.; Diplomarbeit, Kernforschungszentrum Karlsruhe;
KfK-Ext. 3/78-6 (1978)

Klein U., Büche G., Kluge W., Matthäy H., Mechttersheimer G.
und Moline A.; Nucl.Phys. A; in Druck

- /Kol/ Koltun D.S.; The interaction of Pions with nuclei;
Adv. Nucl. Phys.; Plenum Press New York-London (1969) 147
- /Koly/ Kolybasov V.M. und Tsepov V.A.; Sov.J.Nucl.Phys. 14 (1972) 418
- /Kub/ Kubono S., Kato S., Yasue M., Ohnuma H., Sasao M.,
Tsukamoto K. und Kuramasu R.; Nucl.Phys. A276 (1977) 201
- /Lan/ Landolt-Börnstein; Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissen-
schaften und Technik; Neue Serie, Gruppe I, Band 2, Kernradien;
(1967) 34
- /Lat/ Lattes C.M.G., Muirhead H., Powell C.F. und Occhialini G.P.
Nature 159 (1947) 694
- Lattes C.M.G., Occhialini G.P. und Powell C.F.; Nature 160
(1947) 453
- /Mar/ Marshak R.; Meson Physics; Mc Graw Hill Book Company (1952) 166
- /Mech/ Mechttersheimer G.; Diplomarbeit, Kernforschungszentrum
Karlsruhe; KfK-Ext. 3/78-7 (1978)
- Mechttersheimer G., Büche G., Klein U., Kluge W., Matthäy H.,
Moline A., Münchmeyer D.; Phys.Letters 73B (1978) 115
- Mechttersheimer G., Büche G., Klein U., Kluge W., Matthäy H.,
Moline A.; Nucl.Phys. A324 (1979) 379
- /Mün/ Münchmeyer D.; Diplomarbeit, Kernforschungszentrum Karlsruhe;
KfK 2786 B (1979)
und korrigierte Daten; private Mitteilung

/Sch1/ Schlepütz F.; Dissertation; Physics Department, University of Virginia; 1977

und korrigierte Daten; private Mitteilung

Schlepütz F., Comiso J.C., Meyer T.C., und Ziock K.O.H.;
Phys.Rev. C19 (1979) 135

/SPAR/ SPAR-Code; Oak Ridge National Laboratory ORNL-4869 (1973)

/Wap/ Wapstra A.H. und Gove N.B.; Nuclear Data Tables A9 (1971) 265

/Wil/ Williamson C.F., Boujot J.P., Picard J.; Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0.05 to 500 MeV; Rapport CEA - R 3042; (1966)

Tabelle 1: Verzeichnis der wichtigsten Detektordaten, ihr Abstand zum Target und der daraus resultierende Raumwinkel. Der Abstand wird stets zur Mitte des effektiven Detektorvolumens gemessen.

Funktion	Position	Typ	Abmessungen [mm]	Abstand zum Target [mm]	Raumwinkel $\frac{1}{4\pi}$	Bemerkungen
Teleskop	S 1	Plastik NE 102A	150×150×4	457	8.57×10^{-3}	umwickelt mit Al-Folie
	S 2	Plastik NE 102A	150×150×4	439	9.29×10^{-3}	umwickelt mit Al-Folie
	S 3	Plastik NE 102A	∅ 50×1	139	8.09×10^{-3}	unbedeckt
	S 4	Plastik NE 102A	∅ 50×1	110	1.29×10^{-2}	unbedeckt
	S 5	Plastik NE 102A	∅ 150×1	150	6.25×10^{-2}	unbedeckt
Sekundärteilchen	S 6	Silizium-Oberflächensperrschichtzähler	∅ 50.5×0.190	1024	1.55×10^{-4}	Transmissionsausführung
	S 6'	NaJ (0.1% Tl)	∅ 50.8×50.8	1051	1.44×10^{-4}	unbedeckt

Tabelle 2: Kontrolle der verwendeten Reichweitentabellen.

Bei 7 ausgewählten Energiewerten werden die aus den Parametern rückgerechneten, tatsächlich verwendeten Werte mit den Originaldaten des SPAR-Programms sowie den Reichweitedaten von Williamson et al. verglichen.

Protonen in Calcium						
Energie [MeV]	dE/dx [MeV cm ² /g]			Reichweite [g/cm ²]		
	rückgerechnet	SPAR	Williamson	rückgerechnet	SPAR	Williamson
1	1.566×10 ²	1.564×10 ²	1.517×10 ²	6.264×10 ⁻³	6.269×10 ⁻³	4.749×10 ⁻³
2	1.020×10 ²	1.021×10 ²	1.008×10 ²	1.442×10 ⁻²	1.439×10 ⁻²	1.302×10 ⁻²
5	5.383×10 ¹	5.372×10 ¹	5.372×10 ²	5.728×10 ⁻²	5.734×10 ⁻²	5.615×10 ⁻²
10	3.220×10 ¹	3.230×10 ¹	3.208×10 ²	1.838×10 ⁻¹	1.838×10 ⁻¹	1.813×10 ⁻¹
20	1.885×10 ¹	1.885×10 ¹	1.882×10 ¹	6.227×10 ⁻¹	6.215×10 ⁻¹	6.043×10 ⁻¹
50	9.373×10 ⁰	9.368×10 ⁰	9.291×10 ⁰	3.049×10 ⁰	3.055×10 ⁰	3.049×10 ⁰
100	5.633×10 ⁰	5.636×10 ⁰	5.580×10 ⁰	1.012×10 ¹	1.011×10 ¹	1.029×10 ¹
Tritonen in Calcium						
1	2.654×10 ²	2.652×10 ²	2.430×10 ²	6.430×10 ⁻³	6.431×10 ⁻³	3.551×10 ⁻³
2	1.963×10 ²	1.964×10 ²	1.851×10 ²	1.082×10 ⁻²	1.081×10 ⁻²	8.279×10 ⁻³
5	1.152×10 ²	1.152×10 ²	1.129×10 ²	3.156×10 ⁻²	3.164×10 ⁻²	2.971×10 ⁻²
10	7.150×10 ¹	7.157×10 ¹	7.151×10 ¹	8.916×10 ⁻²	8.902×10 ⁻²	8.702×10 ⁻²
20	4.342×10 ¹	4.325×10 ¹	4.345×10 ¹	2.827×10 ⁻¹	2.828×10 ⁻¹	2.730×10 ⁻¹
50	2.185×10 ¹	2.182×10 ¹	2.178×10 ¹	1.328×10 ⁰	1.327×10 ⁰	1.318×10 ⁰
Helium-4 in Calcium						
1	9.184×10 ²	9.181×10 ²	1.018×10 ³	1.386×10 ⁻³	1.387×10 ⁻³	1.247×10 ⁻³
2	7.962×10 ²	7.971×10 ²	8.324×10 ²	2.542×10 ⁻³	2.539×10 ⁻³	2.294×10 ⁻³
5	5.322×10 ²	5.331×10 ²	5.342×10 ²	7.208×10 ⁻³	7.196×10 ⁻³	6.853×10 ⁻³
10	3.460×10 ²	3.466×10 ²	3.468×10 ²	1.931×10 ⁻²	1.933×10 ⁻²	1.873×10 ⁻²
20	2.149×10 ²	2.148×10 ²	2.139×10 ²	5.906×10 ⁻²	5.904×10 ⁻²	5.665×10 ⁻²
50	1.081×10 ²	1.082×10 ²	1.084×10 ²	2.709×10 ⁻¹	2.707×10 ⁻¹	2.672×10 ⁻¹

Tabelle 3: Liste aller gemessenen Zählraten von Scaler I und Scaler II

Scaler II (alle Zählpulse)	1.3 mm Ca-Target	0.1 mm Ca-Target	Leertargetring
Z 1·2	80348×10^6	299224×10^6	88971×10^6
Z 1·2·3·4	24596×10^6	91809×10^6	26430×10^6
Z 1·2·3·4· $\bar{5}$	5475×10^6	13140×10^6	3632×10^6
Zeit [s]	35920	137644	31632
Agoritsas	40118×10^3	153882×10^3	48687×10^3
Scaler I (wenn Computer 'busy')			
Z 1·2	13615×10^6	33033×10^6	13465×10^6
Z 1·2·3·4	4163×10^6	10138×10^6	3963×10^6
Z 1·2·3·4· $\bar{5}$	927×10^6	1450×10^6	549×10^6
Zeit [s]	5792	13552	3543
Agoritsas	6733×10^3	16623×10^3	7100×10^3

Tabelle 4: Energiebereich, Teilchenausbeute und mittlere Energie der Produktionsspektren. Die letzte Spalte gibt an, wieviel Energie im Mittel durch die Teilchensorte pro Pionstopp transportiert wird.

Target	Teilchenart	Energiebereich [MeV]	Teilchenausbeute $\left[\frac{\text{Teilchen}}{\pi^- \text{-Stopp}} \right]$	Mittl. Energie des Teilchens [MeV]	Mittl. Energie π^- -Stopp [MeV]
0.1 mm Calcium	p	1.5 - 121.5	0.744 ± 0.062	13.9 ± 0.9	10.34 ± 1.13
	d	1.5 - 105.5	0.154 ± 0.013	19.6 ± 1.4	3.02 ± 0.33
	t	1.5 - 89.5	0.082 ± 0.007	12.3 ± 1.4	1.01 ± 0.14
	^3He	8.5 - 54.5	0.012 ± 0.002	20.6 ± 4.8	0.25 ± 0.07
	^4He	1.5 - 66.5	0.308 ± 0.027	8.4 ± 0.5	2.59 ± 0.27
1.3 mm Calcium	p	5.5 - 120.5	0.587 ± 0.041	18.3 ± 0.6	10.74 ± 0.85
	d	2.5 - 114.5	0.221 ± 0.016	16.0 ± 0.9	3.54 ± 0.32
	t	1.5 - 98.5	0.128 ± 0.010	8.5 ± 0.6	1.09 ± 0.12
	^3He	8.5 - 50.5	0.013 ± 0.002	21.2 ± 4.4	0.27 ± 0.07
	^4He	6.5 - 68.5	0.203 ± 0.016	12.2 ± 0.8	2.48 ± 0.24
0.125 mm Polyäthylen /Mech/	p	1.8 - 99.5	0.452 ± 0.043	23.0 ± 2.2	10.4 ± 1.8
	d	1.9 - 99.5	0.326 ± 0.032	19.2 ± 2.0	6.3 ± 1.1
	t	2.0 - 79.5	0.219 ± 0.023	13.8 ± 1.6	3.0 ± 0.5
	^3He	8.5 - 29.5	0.034 ± 0.005	15.9 ± 4.1	0.5 ± 0.2
	^4He	2.0 - 53.5	0.622 ± 0.066	8.8 ± 1.1	5.5 ± 1.0
	$^{6,7}\text{Li}$	4.5 - 25.5	0.132 ± 0.019	9.1 ± 1.6	1.2 ± 0.3
0.1 mm Azetat /Mün/	p	1.5 - 99.5	0.404 ± 0.049	20.1 ± 1.7	8.1 ± 1.3
	d	1.5 - 89.5	0.277 ± 0.034	16.0 ± 1.4	4.4 ± 0.7
	t	1.5 - 80.5	0.214 ± 0.028	10.8 ± 1.0	2.3 ± 0.4
	^3He	6.9 - 46.5	0.024 ± 0.004	16.5 ± 2.8	0.39 ± 0.09
	^4He	1.5 - 53.5	0.571 ± 0.136	7.2 ± 0.5	4.1 ± 0.6
	^6Li	5.5 - 23.5	0.017 ± 0.005	11.0 ± 1.5	0.19 ± 0.04
	^7Li	5.5 - 31.5	0.032 ± 0.009	10.2 ± 1.8	0.33 ± 0.08

Tabelle 5: Berechnete Ausbeuten und mittlere Energien bei einem Target, dessen Dicke größer als die maximale Reichweite der Sekundärteilchen ist (Dicktargetausbeuten).

Target	Teilchenart	Integrierte relative Dicktargetausbeute in %	Mittlere Energie [MeV]
Calcium	p	80.7	33.6
	d	15.6	32.7
	t	2.6	29.4
	³ He	0.15	22.8
	⁴ He	1.01	13.4
Zelluloseazetat /Mün/	p	72.8	31.8
	d	19.7	26.9
	t	5.9	22.3
	³ He	0.20	17.4
	⁴ He	1.4	12.2
	⁶ Li	0.016	10.6
	⁷ Li	0.025	11.5
Polyäthylen /Mech/	p	71.4	34.5
	d	21.0	29.3
	t	5.8	22.0
	He	1.7	12.4
	Li	0.07	9.9

Tabelle 6: Vergleich der Sekundärteilchenspektren mit den Messungen anderer Autoren. Die prozentualen Angaben über die Ausbeute beziehen sich nur auf die jeweils angegebenen Teilchensorten. Das Energieintervall für die Daten dieser Arbeit wird entsprechend den Vergleichsdaten gewählt.

Diese Arbeit					Castleberry/Cast/			
Teilchensorte	Energieinter- vall [MeV]	Ausbeute π^-	Ausbeute [%]	mittlere Energie [MeV]	Energieintervall [MeV]	Ausbeute π^-	Ausbeute [%]	mittlere Energie [MeV]
p	> 6.5	0.361	74.4	24.5	6.1 - 102	0.485	75.8	21.1
d	> 7.5	0.097	20.0	28.6	7.9 - 102	0.130	20.3	30.4
t	> 9.5	0.027	5.6	29.1	>9.2	0.025	3.9	28.9
					Budyashov/Bud/			
p	> 24.5	-	68.7	47.6	> 24.	-	70.1	47.6
d	> 24.5	-	23.8	46.0	> 24.	-	24.1	48.5
t	> 24.5	-	7.5	41.5	> 24.	-	5.8	46.4
					Schlepütz/Schl/			
p	1.5 - 55.5	0.709	61.4	10.9	1.4 - 55.5	1.018	65.1	10.8
d	1.5 - 55.5	0.144	12.5	15.6	2.0 - 55.5	0.162	10.4	17.6
⁴ He	1.5 - 30.5	0.301	26.1	7.7	1.7 - 30.5	0.383	24.5	8.0

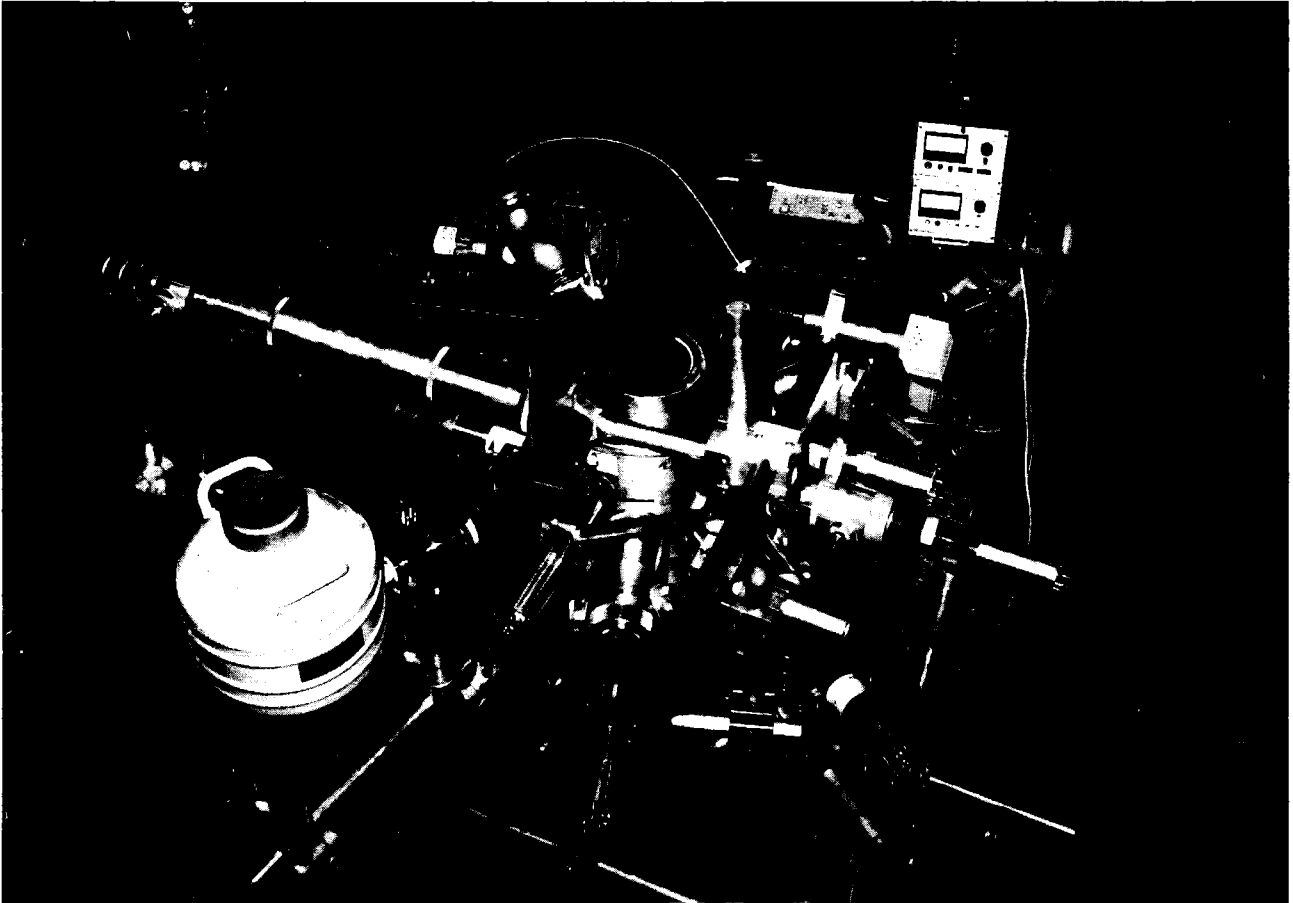


Abb. 1: Fotografie der Meßapparatur. Deutlich erkennbar sind die Teleskopzähler S1 und S2 über der Vakuumkammer und links im Bild das lange Rohr des Detektorsystems S6, S6'. Im Hintergrund steht die Vakuumpumpe.

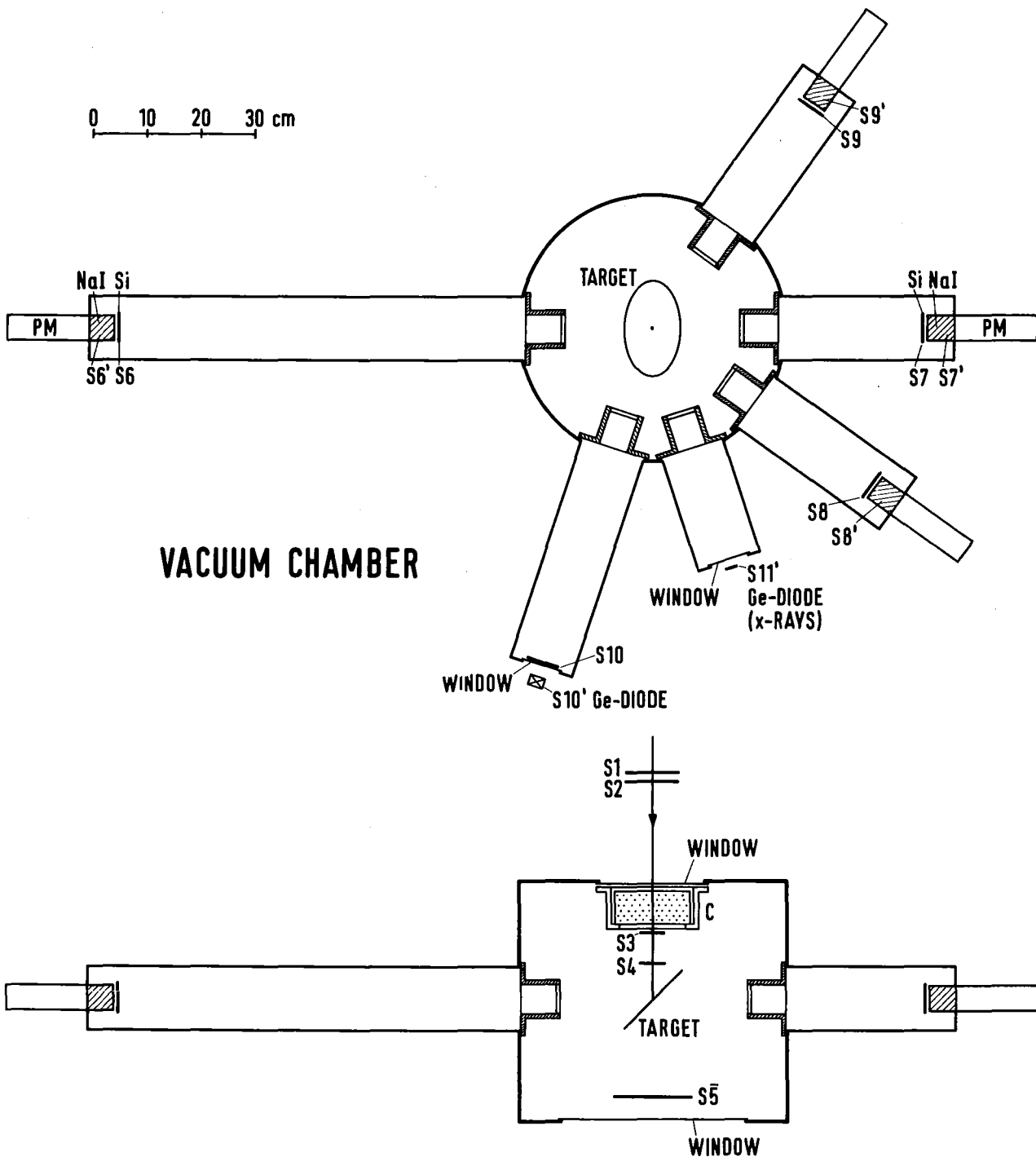
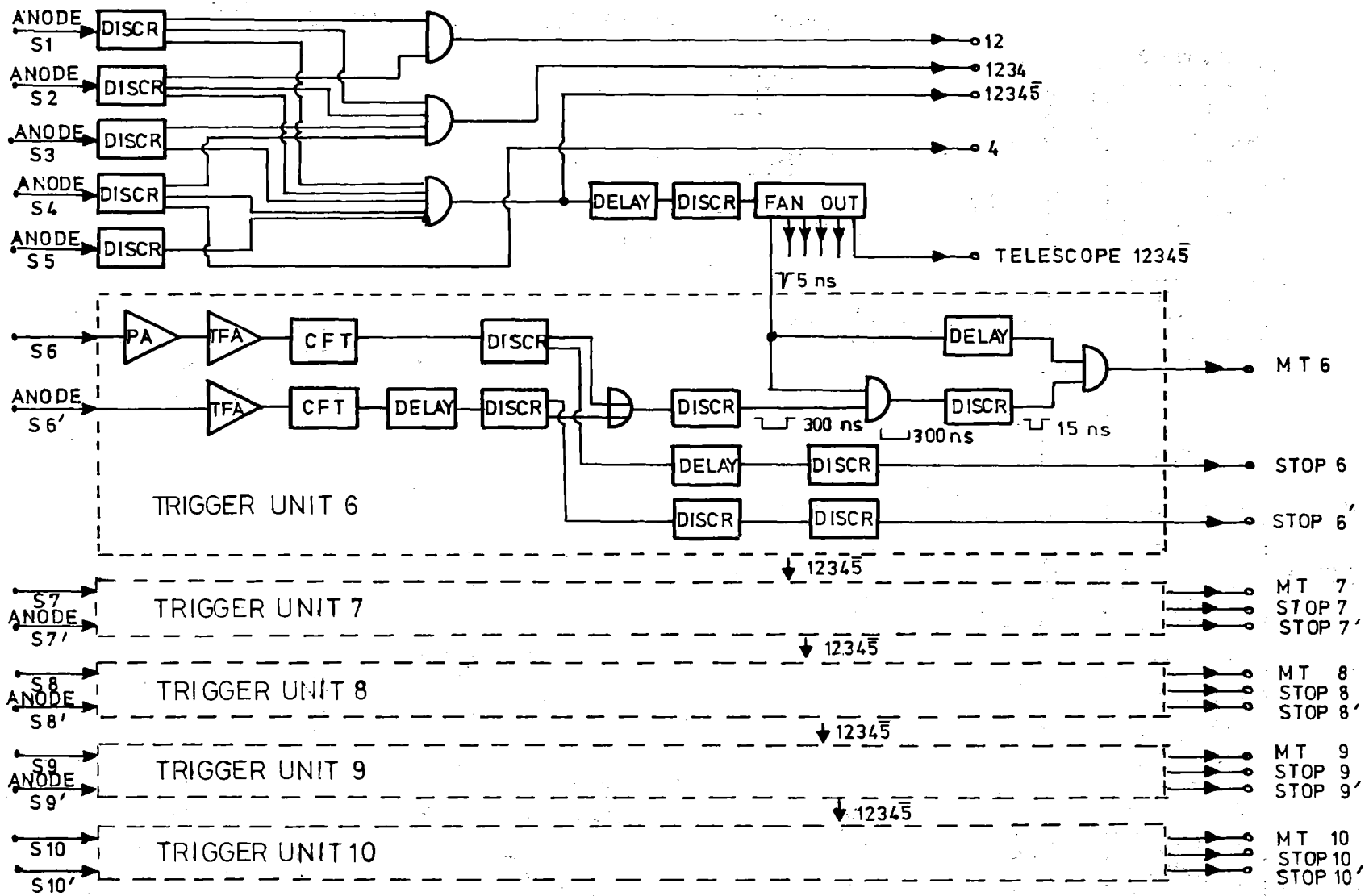


Abb. 2: Schemazeichnung der Meßapparatur. In der Vakuumkammer befindet sich direkt unter dem Eintrittsfenster ein Kohlenstoff-Moderator. Die Ausgänge zu den Sekundärteilchendetektoren sind durch Messingblenden begrenzt.

Abb. 3: Elektronik I. Teleskopsignale, Pionenstoppsignale, Mastertrigger.



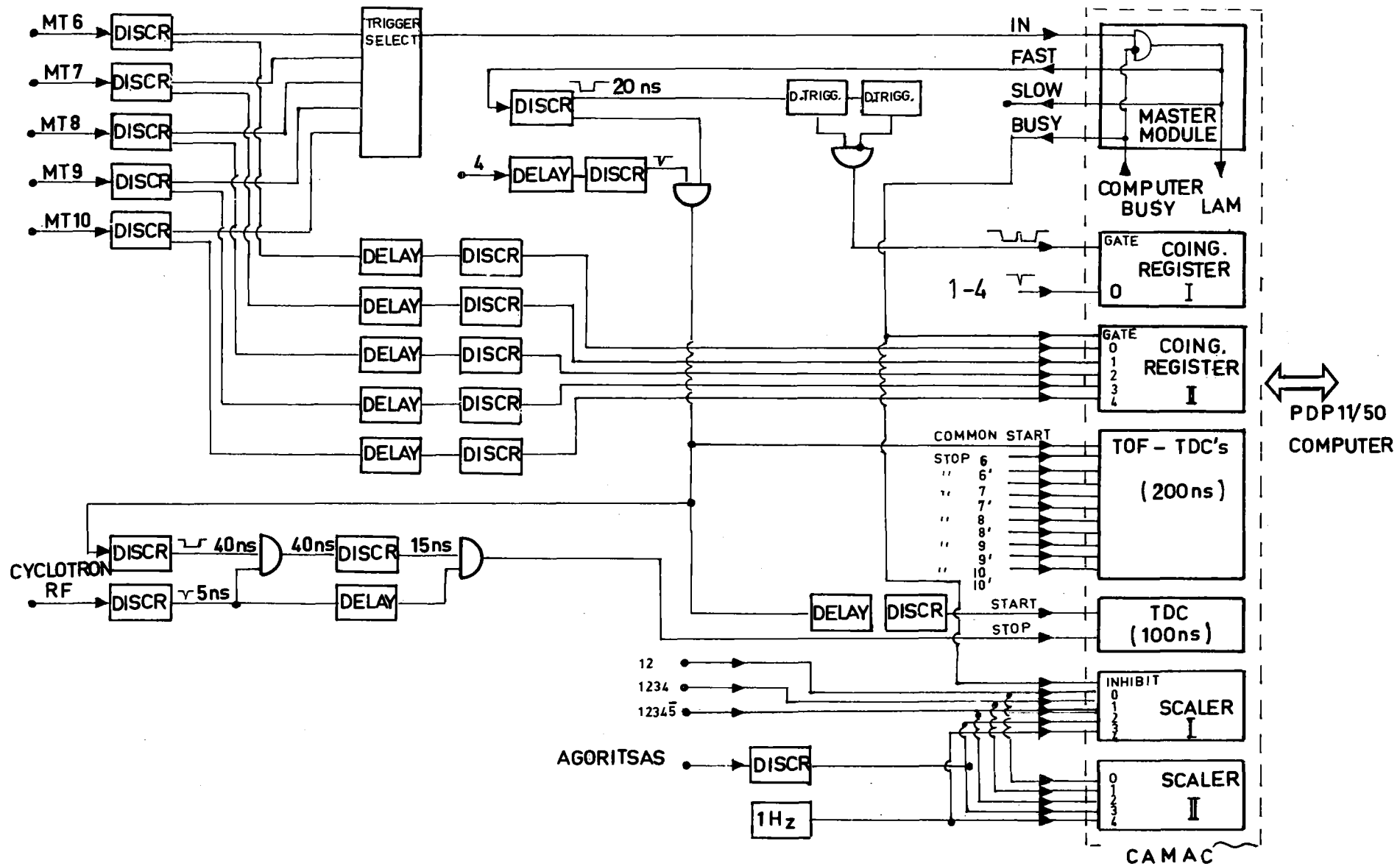


Abb. 4: Elektronik II. Flugzeitmessung, Computer-interface, Zähler.

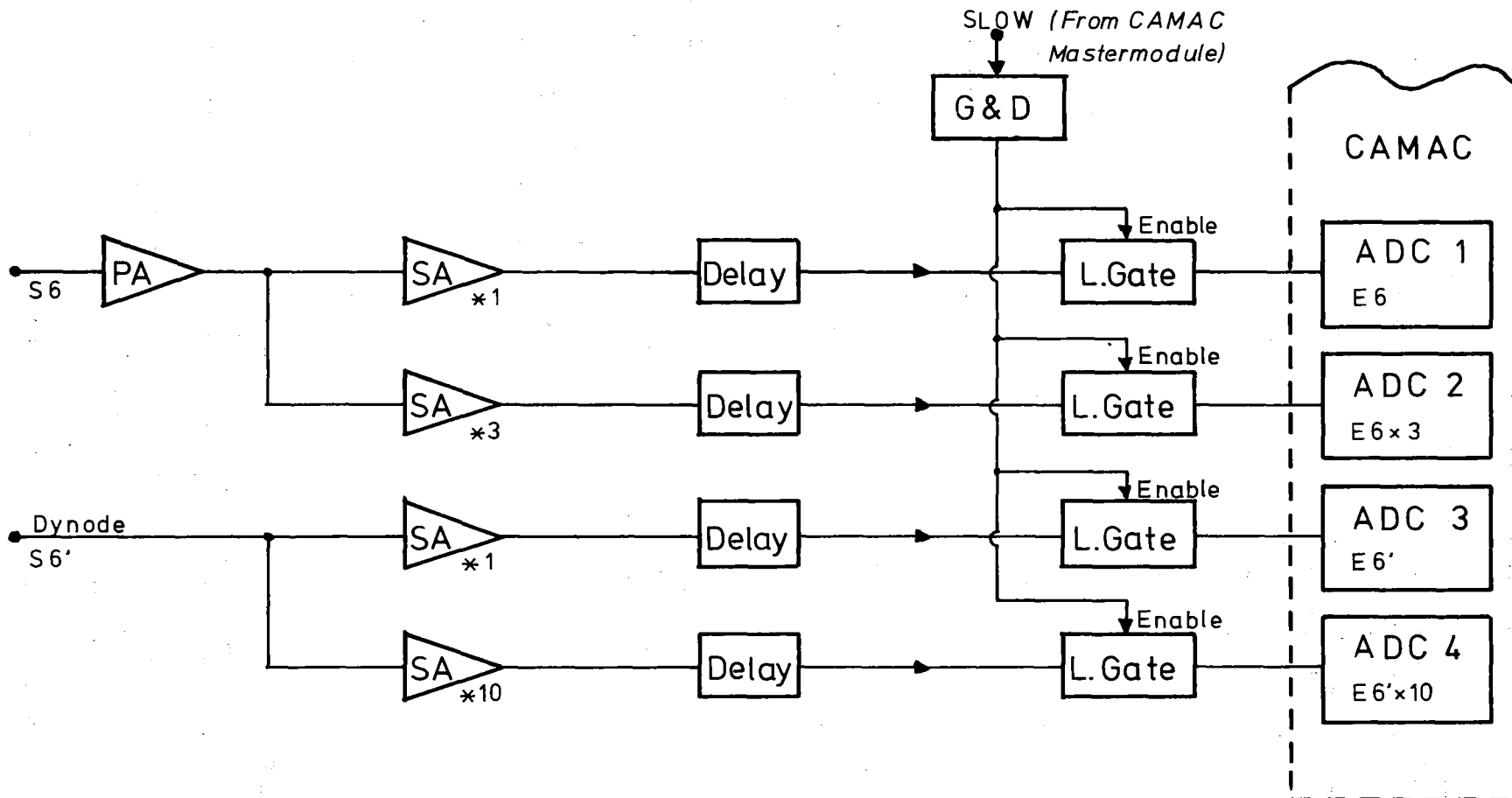


Abb. 5: Elektronik III. Energiesignale.

Off-Line Processing of Charged Particle Spectra

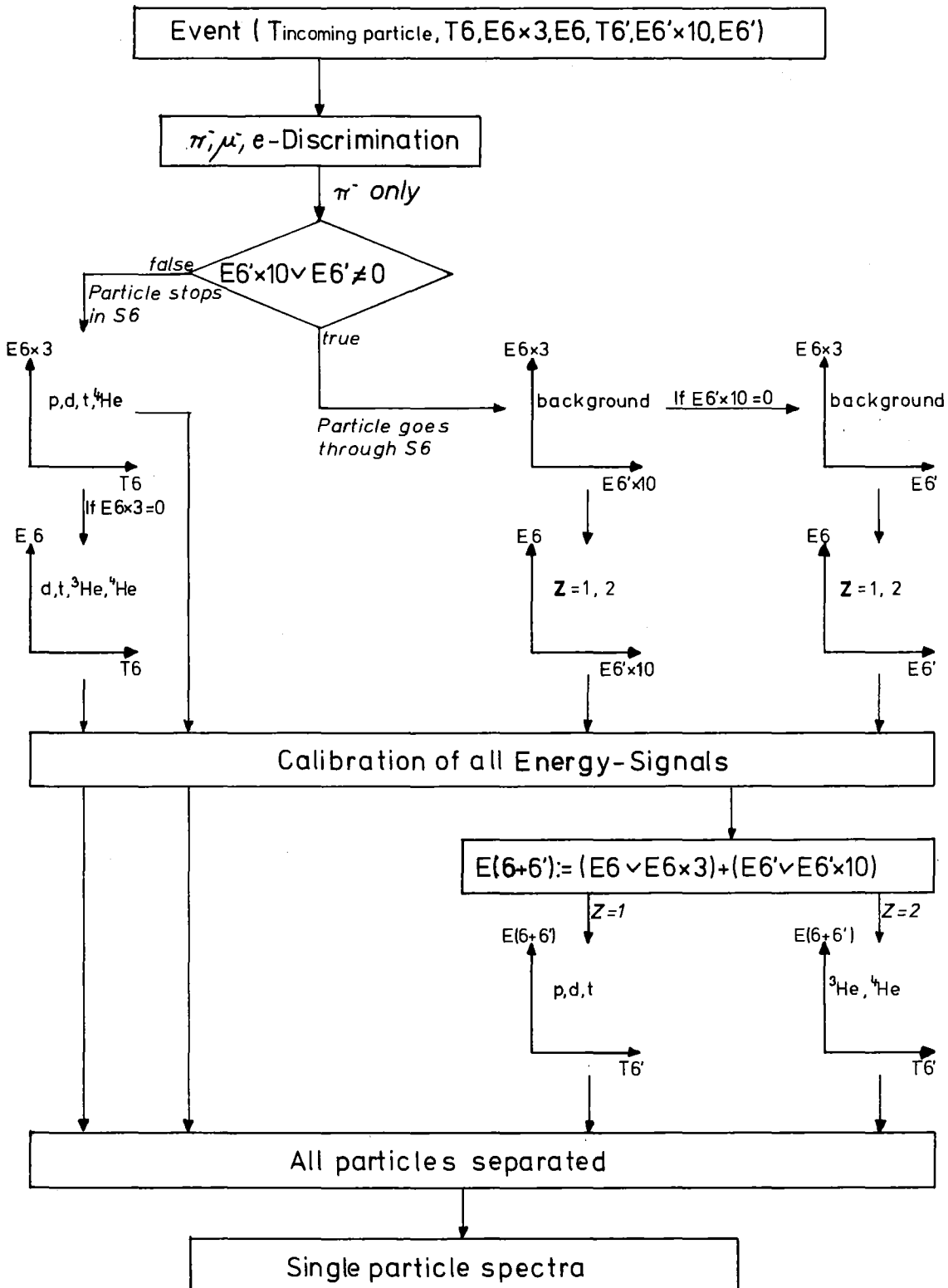


Abb. 6: Flußdiagramm zur Datenanalyse für die Erstellung der gemessenen Einzelteilchenspektren.

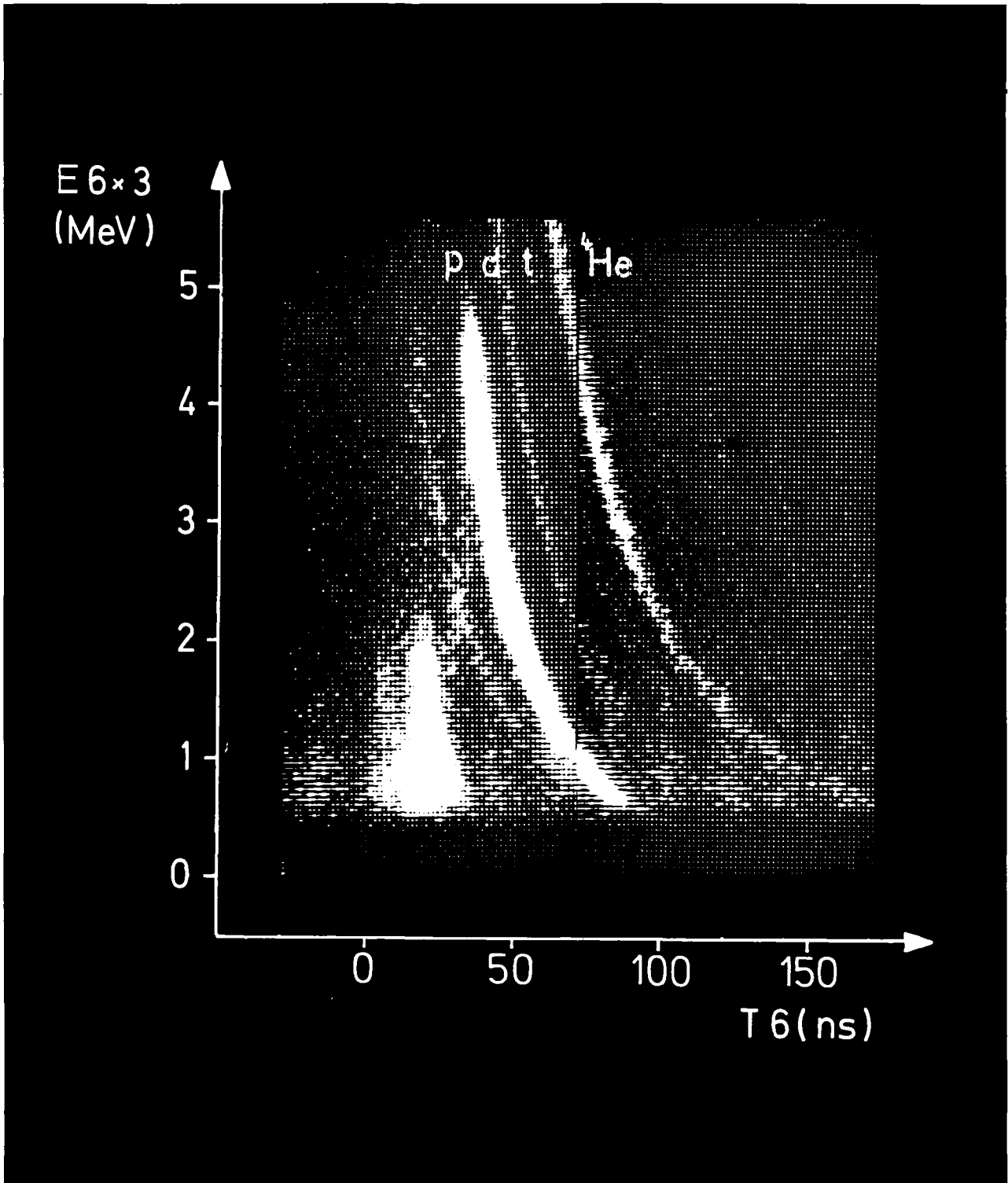


Abb. 7: Energie-Flugzeit-Spektrum des Halbleiterzählers S6. Gezeigt werden nur Ereignisse von im Halbleiterzähler gestoppten Teilchen. Das Energiesignal ist verstärkt.

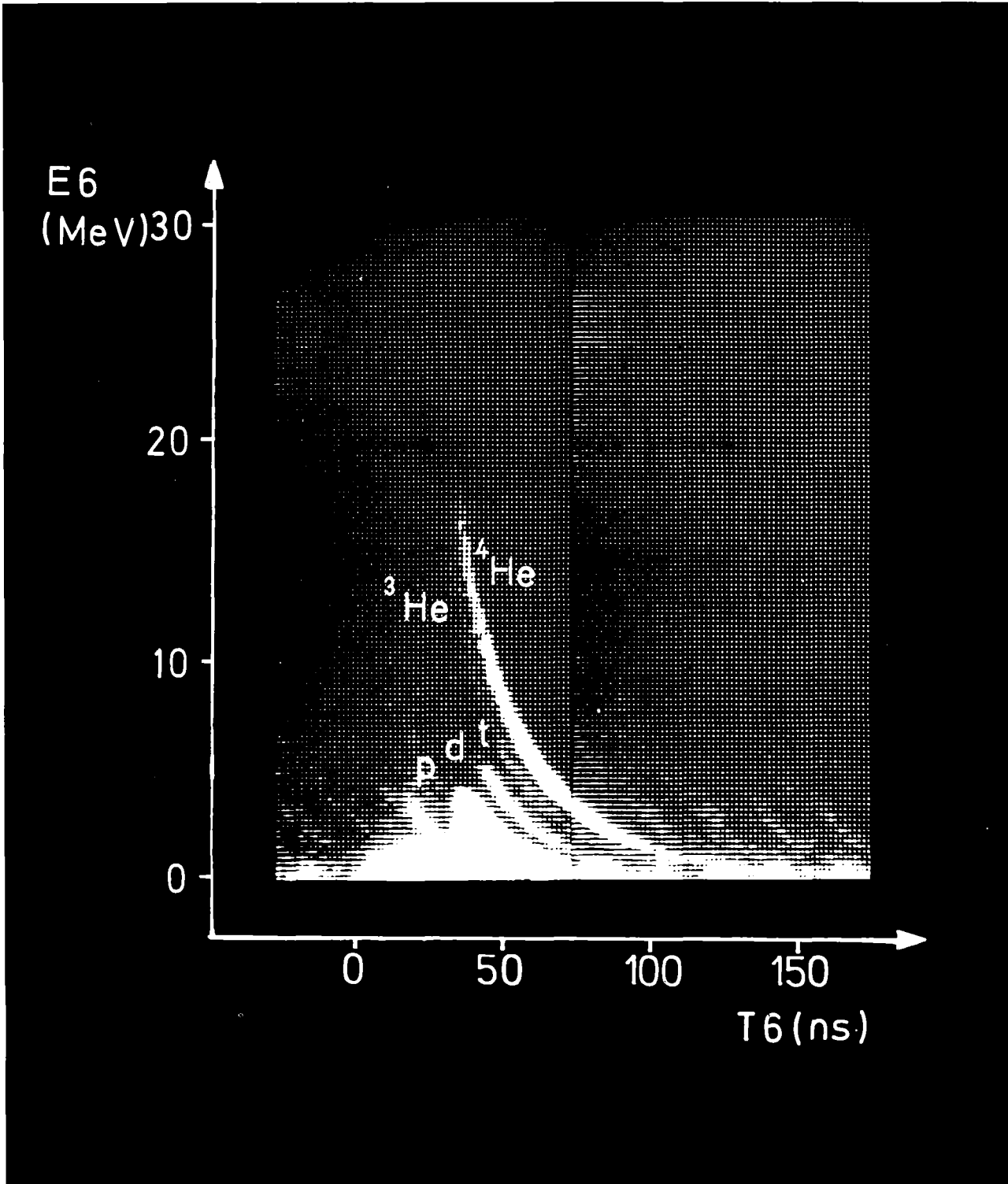


Abb. 8: Energie-Flugzeit-Spektrum des Halbleiterzählers S6. Gezeigt werden nur Ereignisse von im Halbleiterzähler gestoppten Teilchen. Das Energiesignal ist unverstärkt.

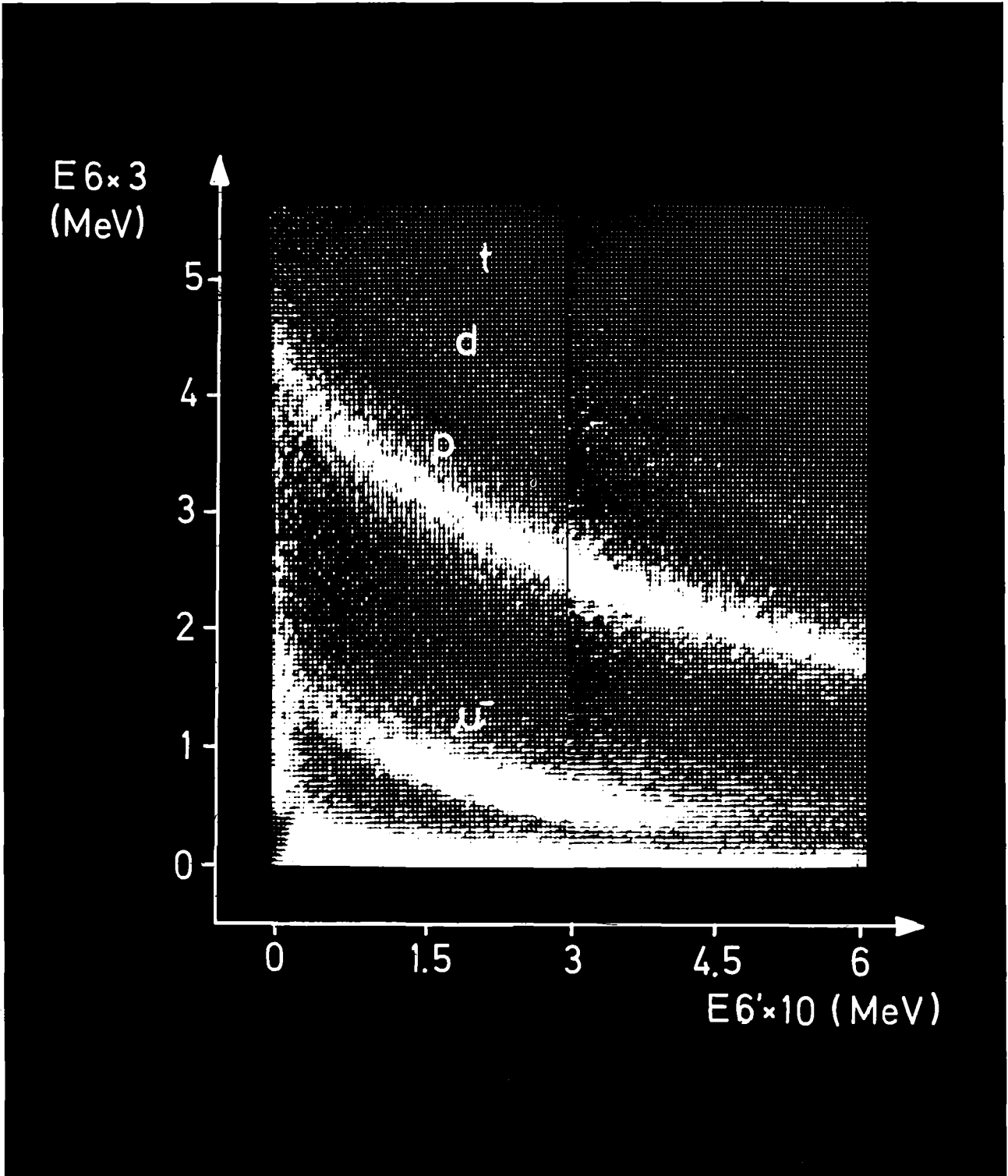


Abb. 9: Energieverlust - Energie - Spektrum der Rohdaten. Beide Signale sind verstärkt.

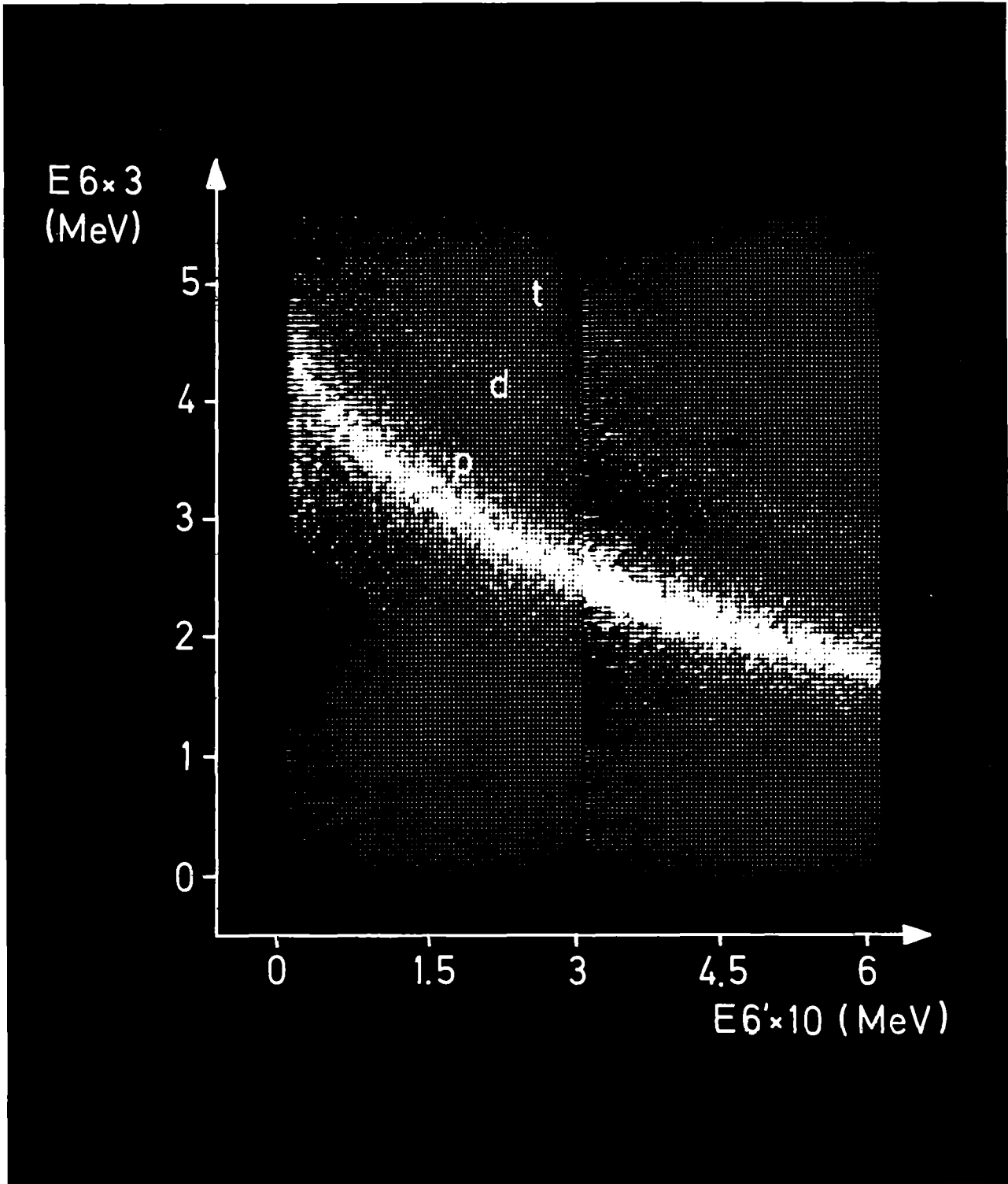


Abb. 10: Energieverlust - Energie - Spektrum wie in Abb. 9, aber nach Abtrennung des Untergrunds.

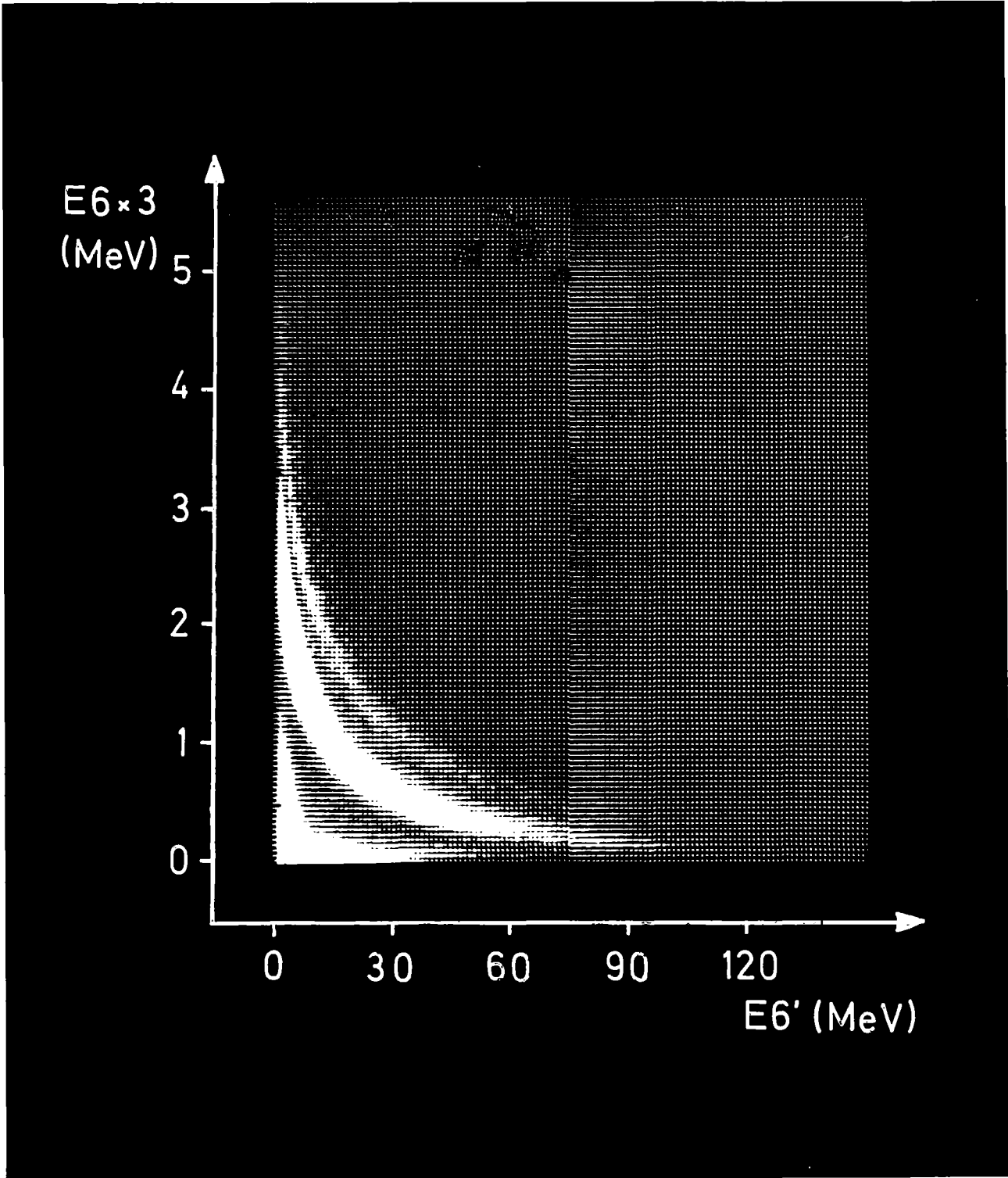


Abb. 11: Energieverlust - Energie - Spektrum der Rohdaten. Das Energieverlustsignal aus S6 ist verstärkt; das Energiesignal aus S6' ist unverstärkt.

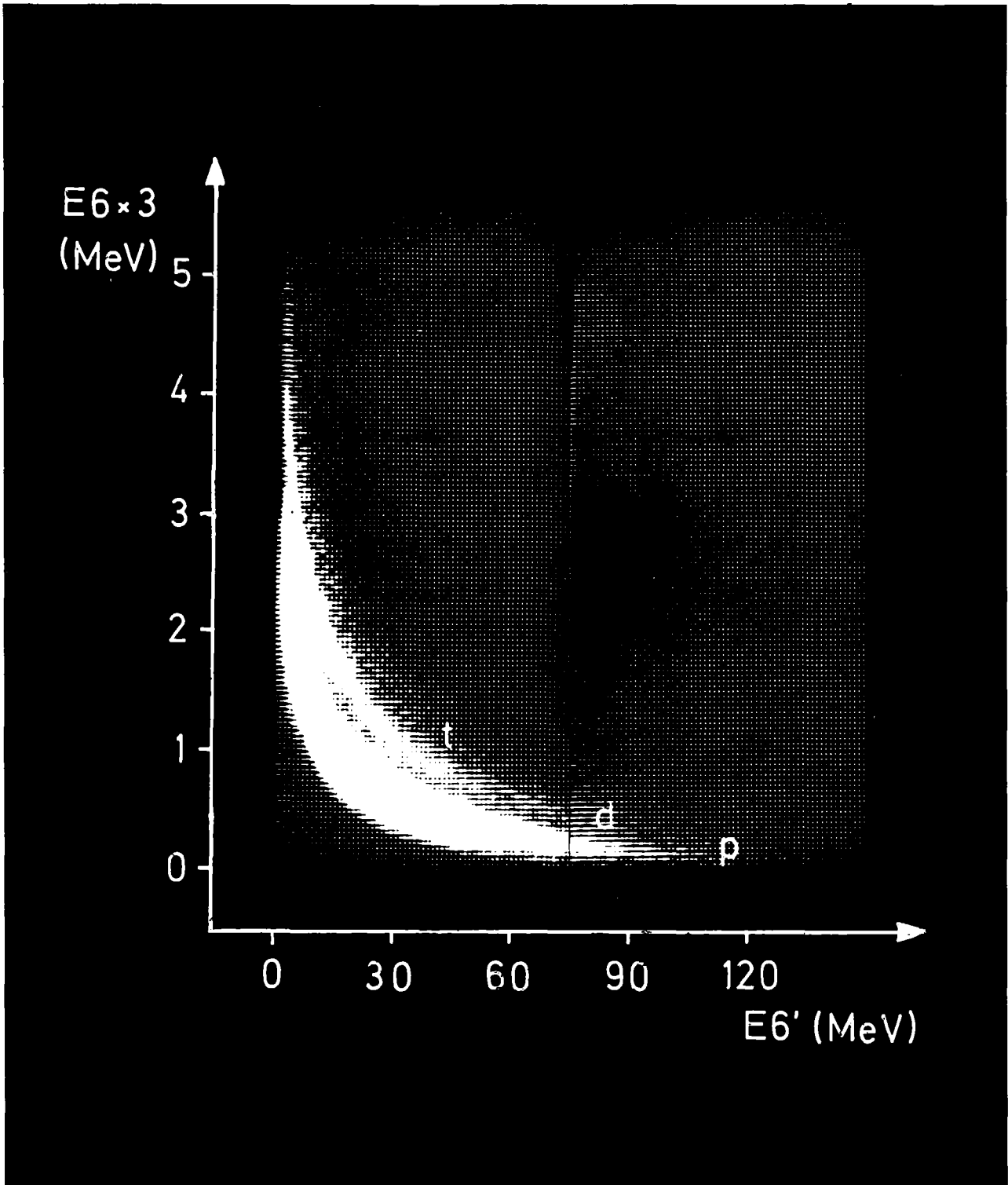


Abb. 12: Energieverlust - Energie - Spektrum wie in Abb. 11, aber nach Abtrennung des Untergrunds.

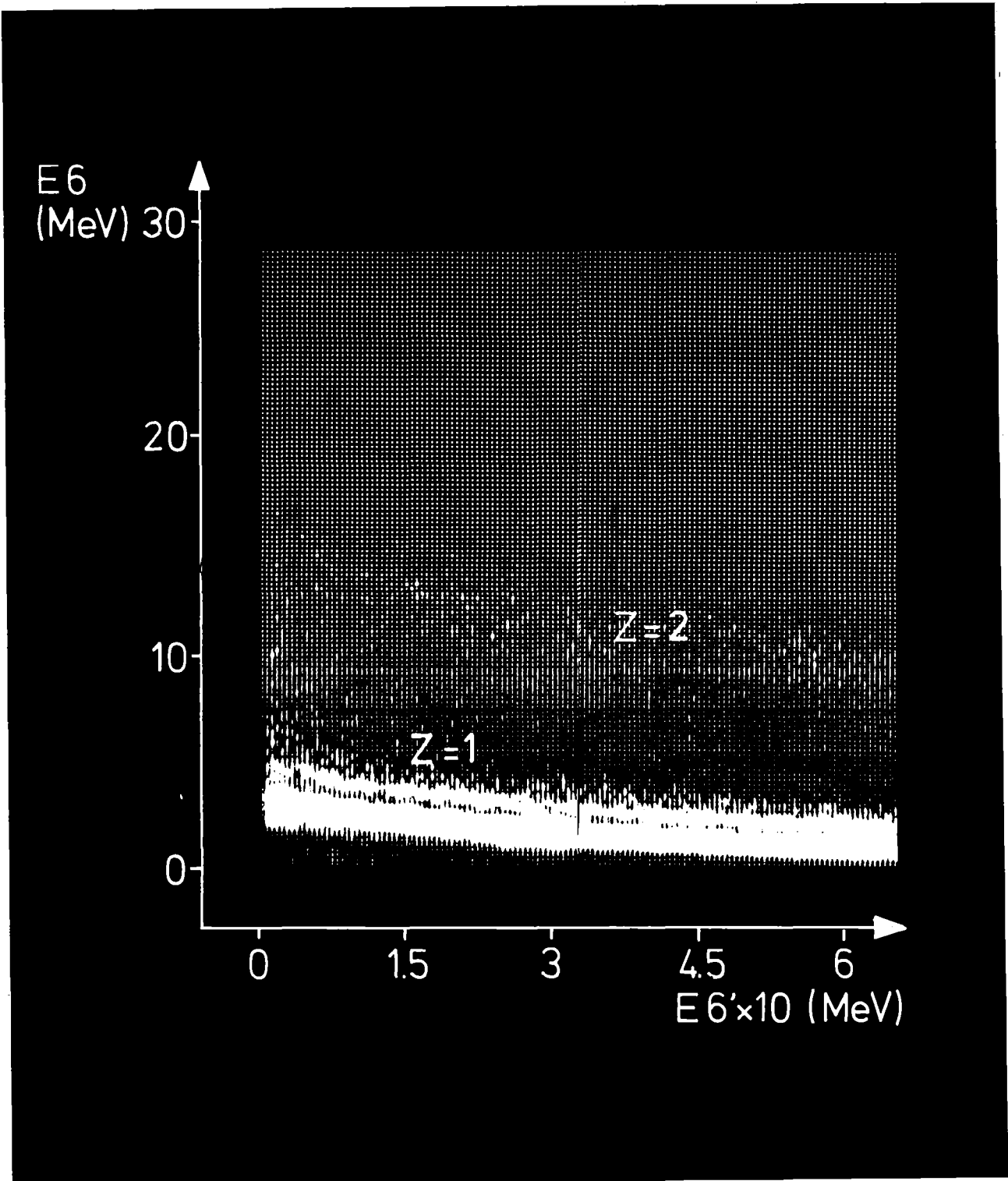


Abb. 13: Energieverlust - Energie - Spektrum ohne Untergrund. Das Energieverlustsignal aus S6 ist unverstärkt; das Energiesignal aus S6' ist verstärkt.

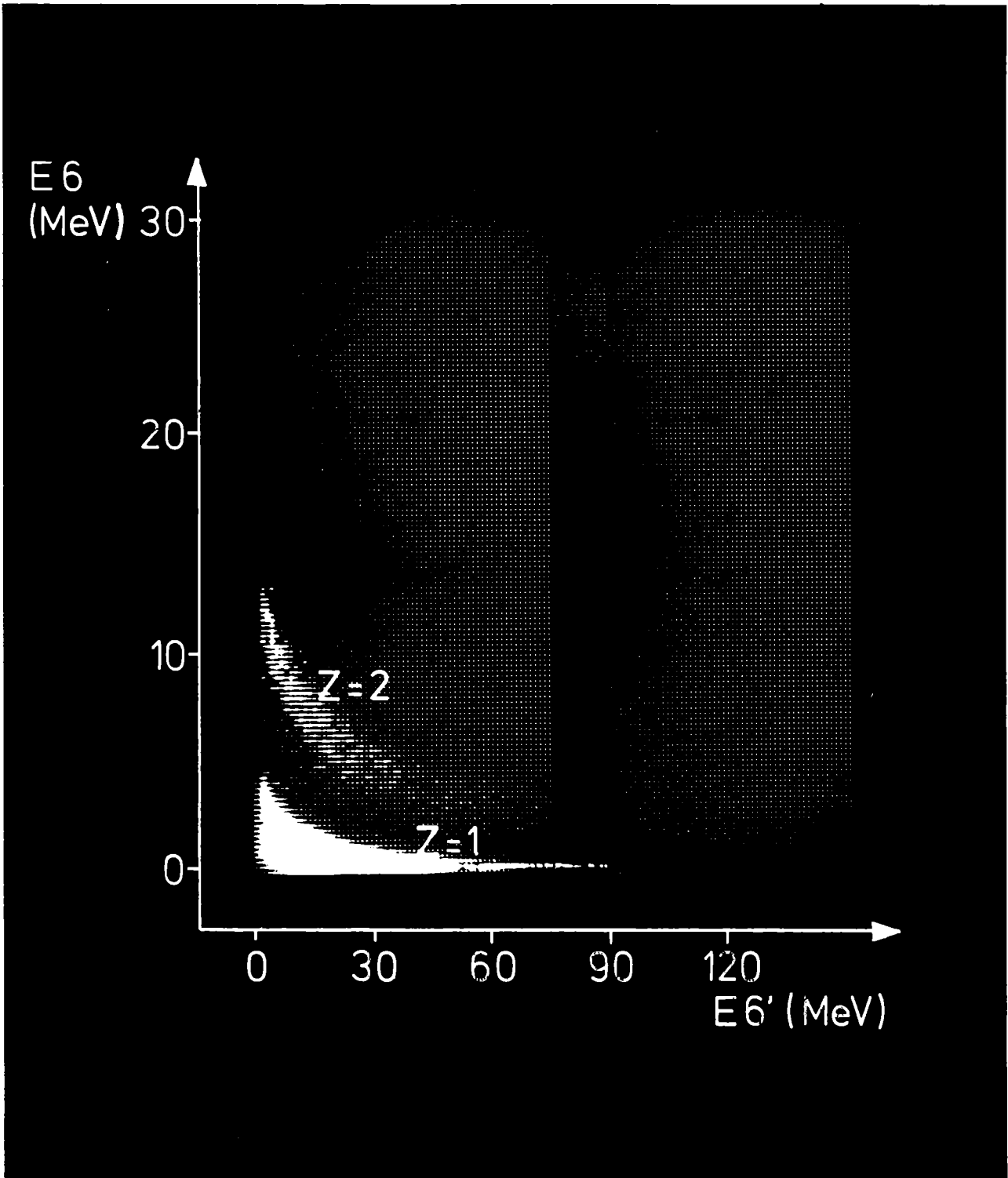


Abb. 14: Energieverlust - Energie - Spektrum ohne Untergrund. Beide Signale sind unverstärkt.

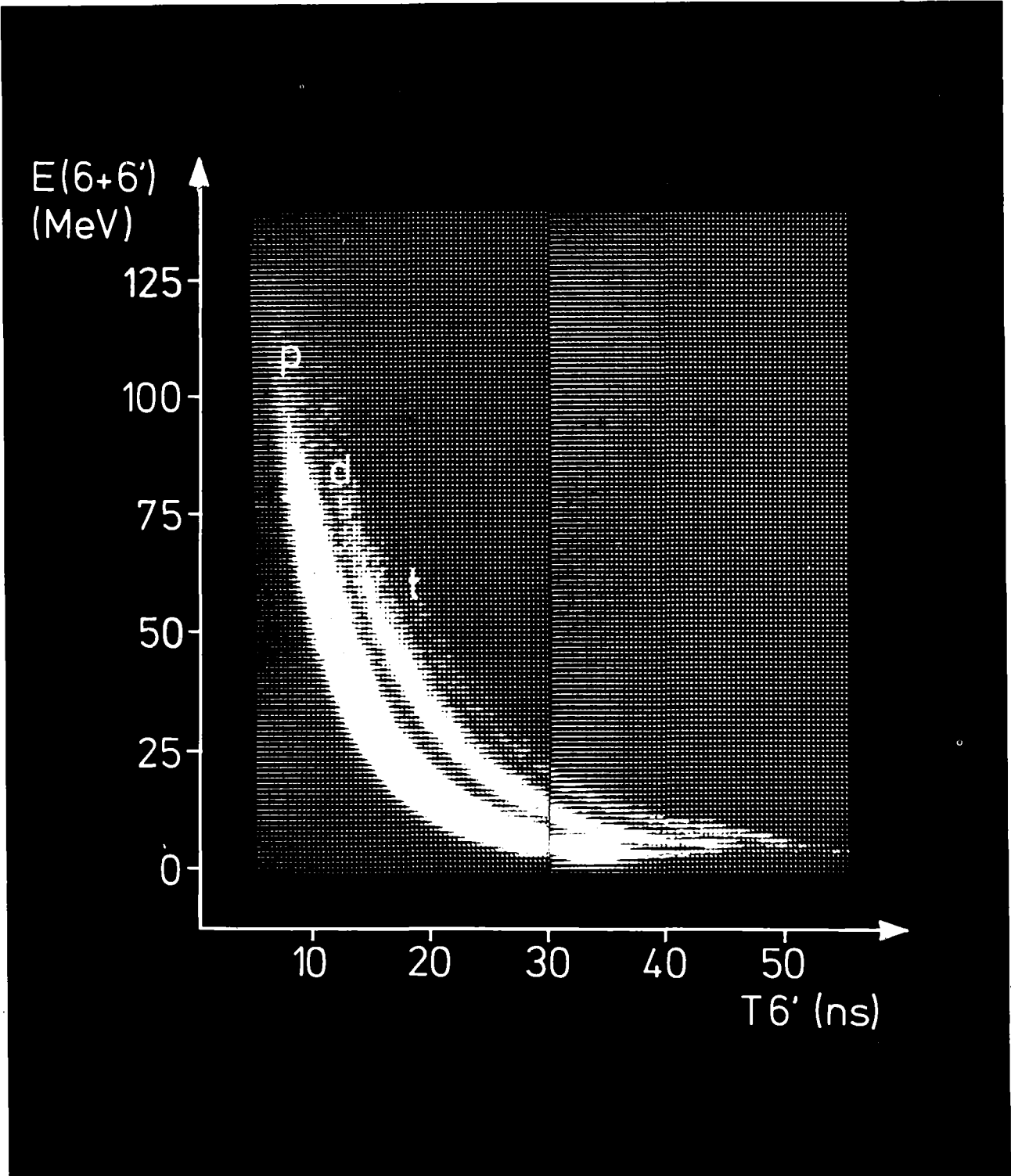


Abb. 15: Gesamtenergie - Flugzeit - Spektrum der Wasserstoffisotope.
Vom TDC-2 werden nur 256 Kanäle dargestellt.

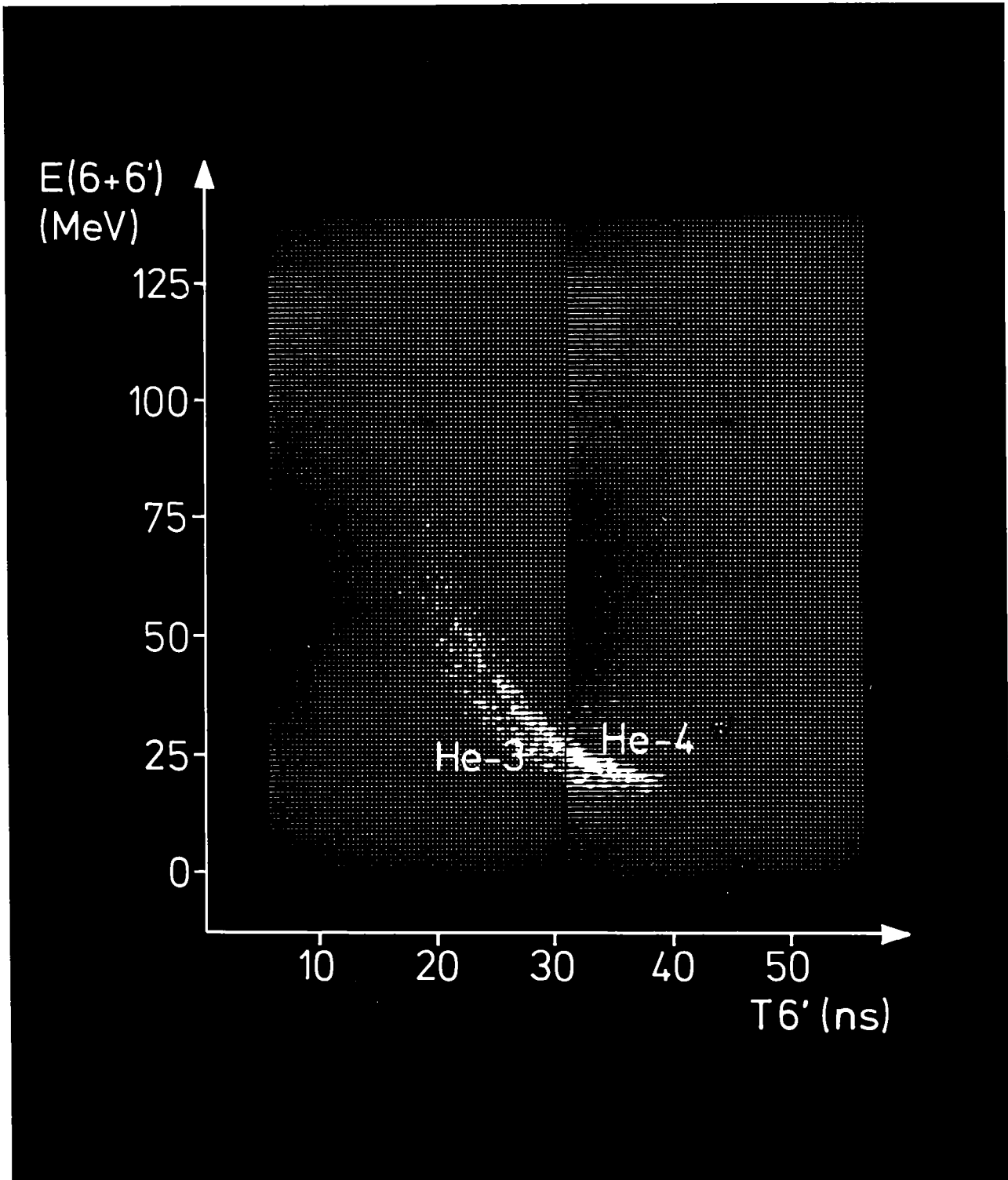


Abb. 16: Gesamtenergie - Flugzeit - Spektrum der Heliumisotope.
Vom TDC-2 werden nur 256 Kanäle dargestellt.

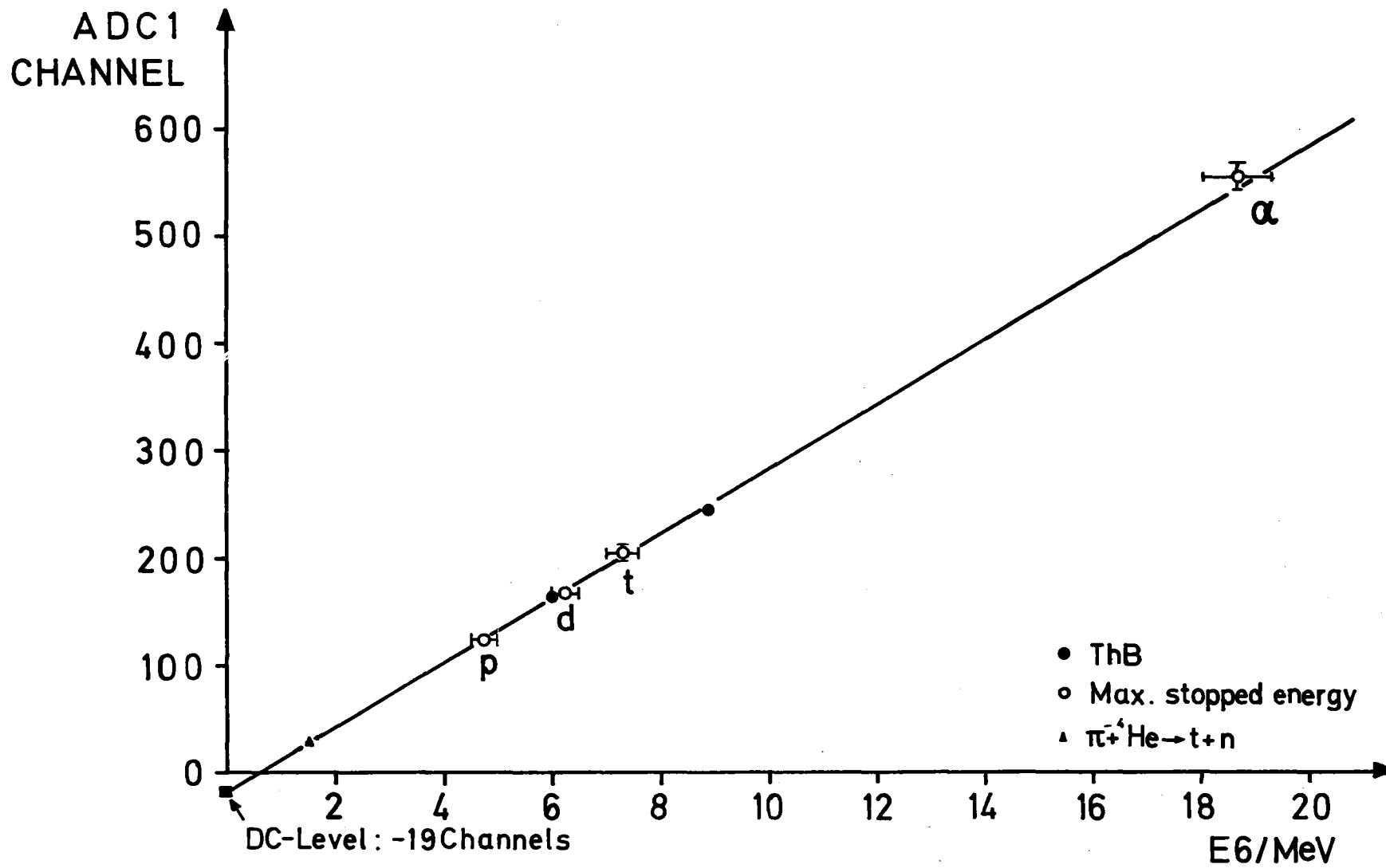


Abb. 17: Eichgerade des Halbleiterzählers S6.

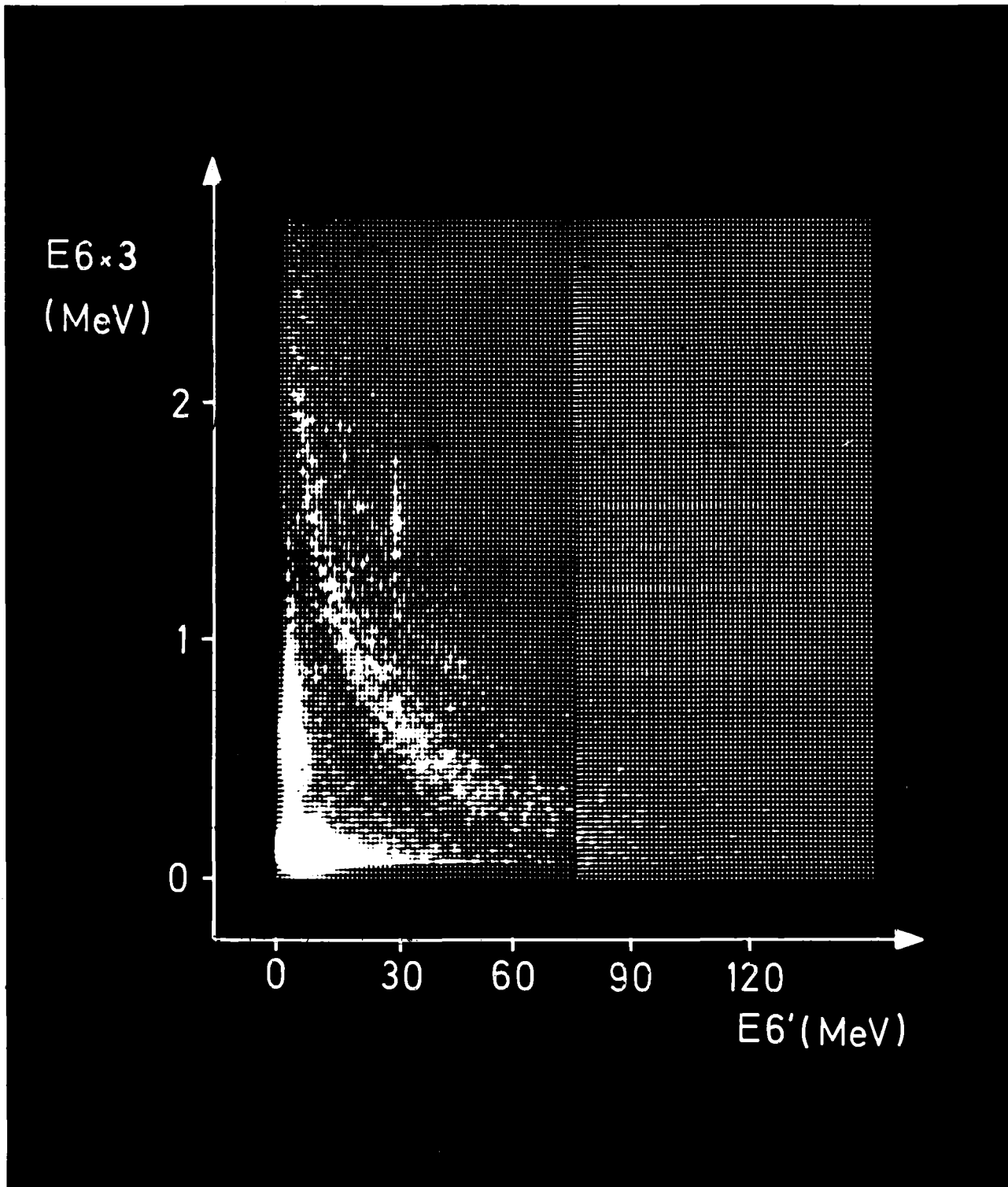


Abb. 18: Energieverlust - Energie - Spektrum bei einem ^4He -Gastarget. Das monoenergetische Triton ist gut zu erkennen. Das Energieverlustsignal ist verstärkt; nur die ersten 512 Kanäle von ADC-2 werden dargestellt. Das Energiesignal aus S6' ist unverstärkt.

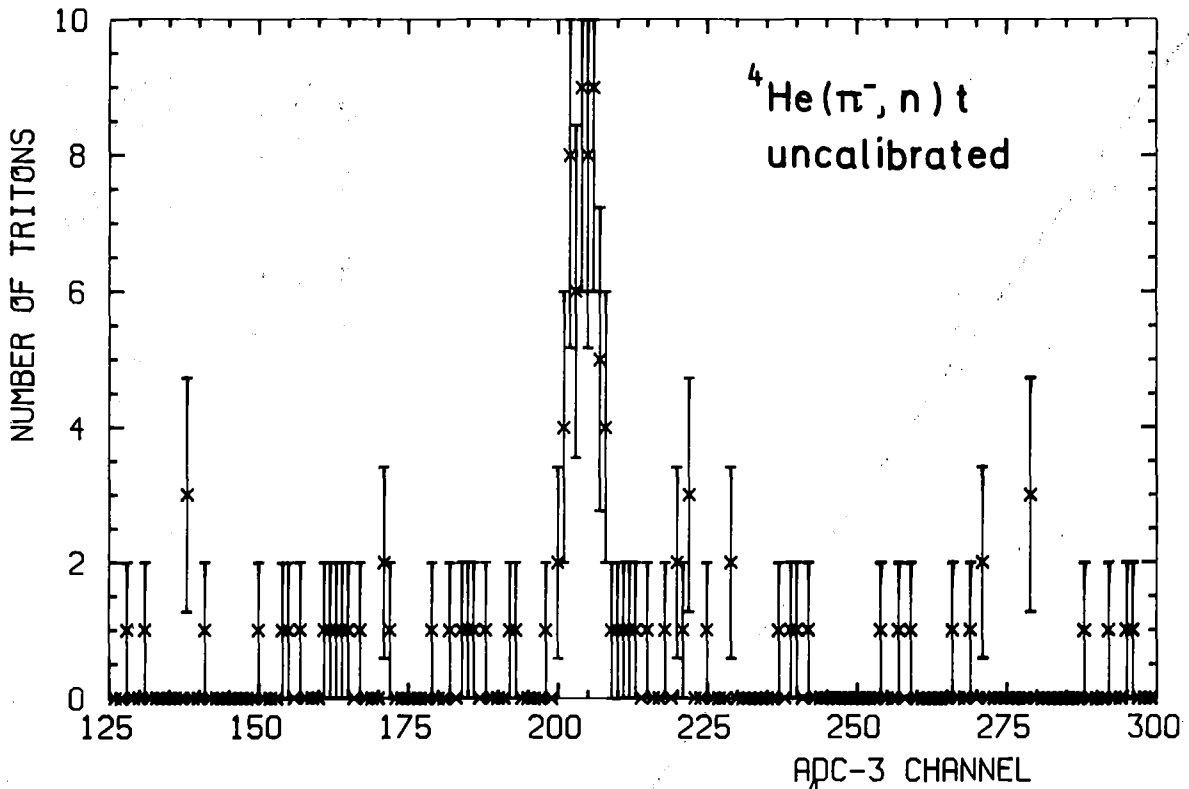


Abb. 19: Ungeichtetes Tritonenspektrum eines ${}^4\text{He}$ -Gastargets.

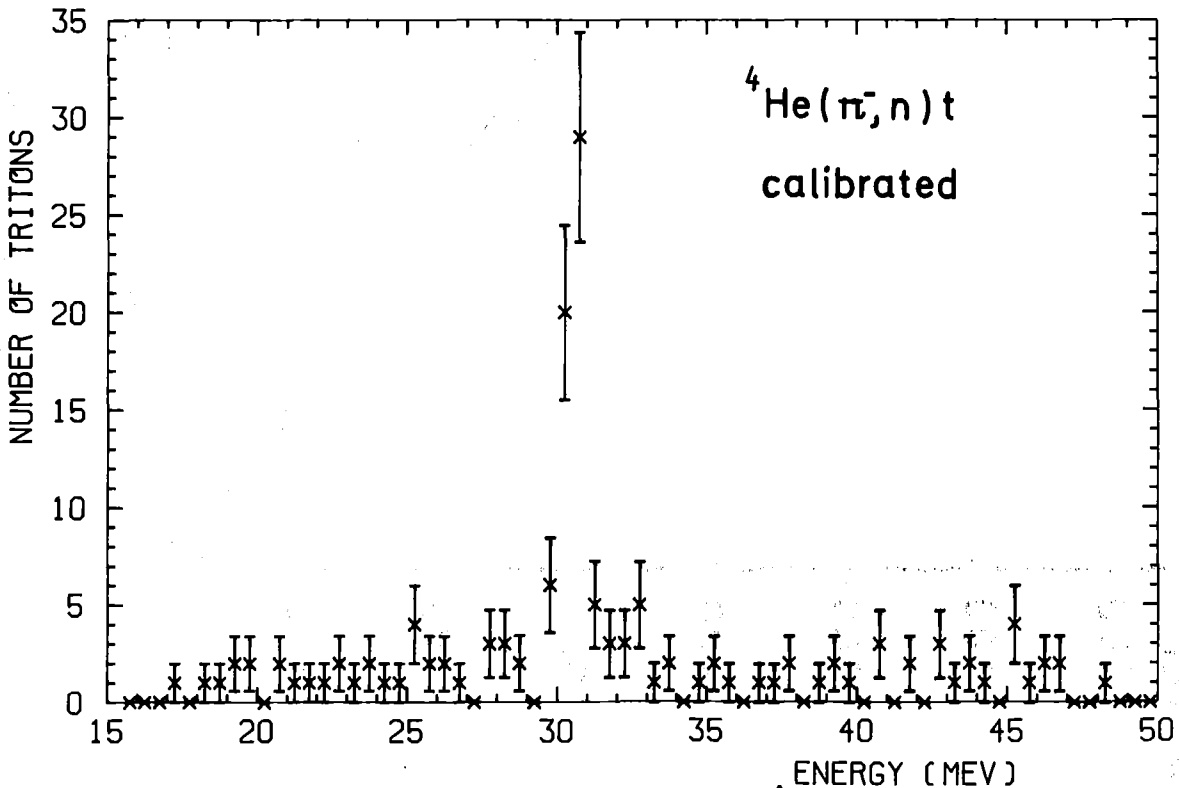


Abb. 20: Geeichtetes Tritonenspektrum eines ${}^4\text{He}$ -Gastargets.
Die Gesamtenergie, mit der die Tritonen produziert werden, ist dargestellt.

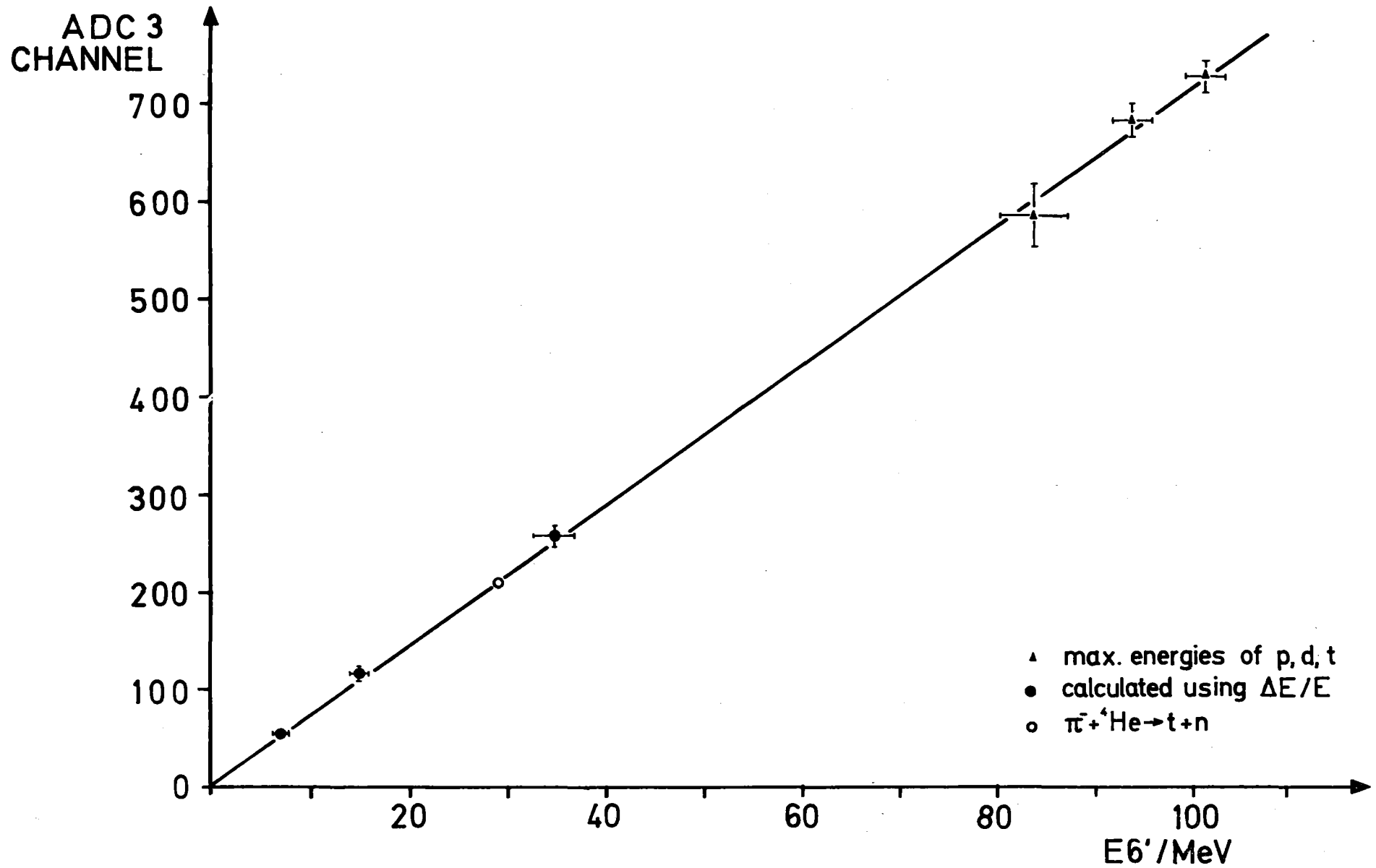


Abb. 21: Eichgerade des NaJ-Detektors S6'.

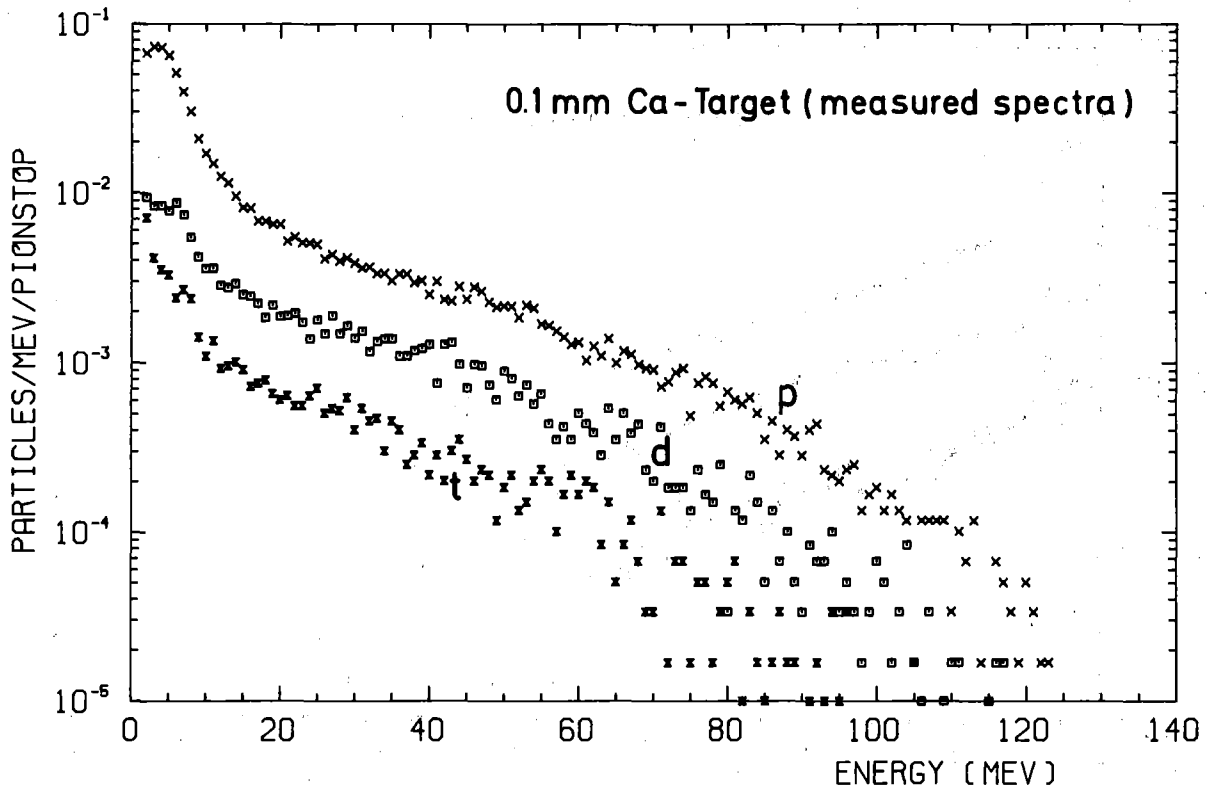


Abb. 22: Gemessene Spektren der Wasserstoffisotope beim 0.1 mm-Target.

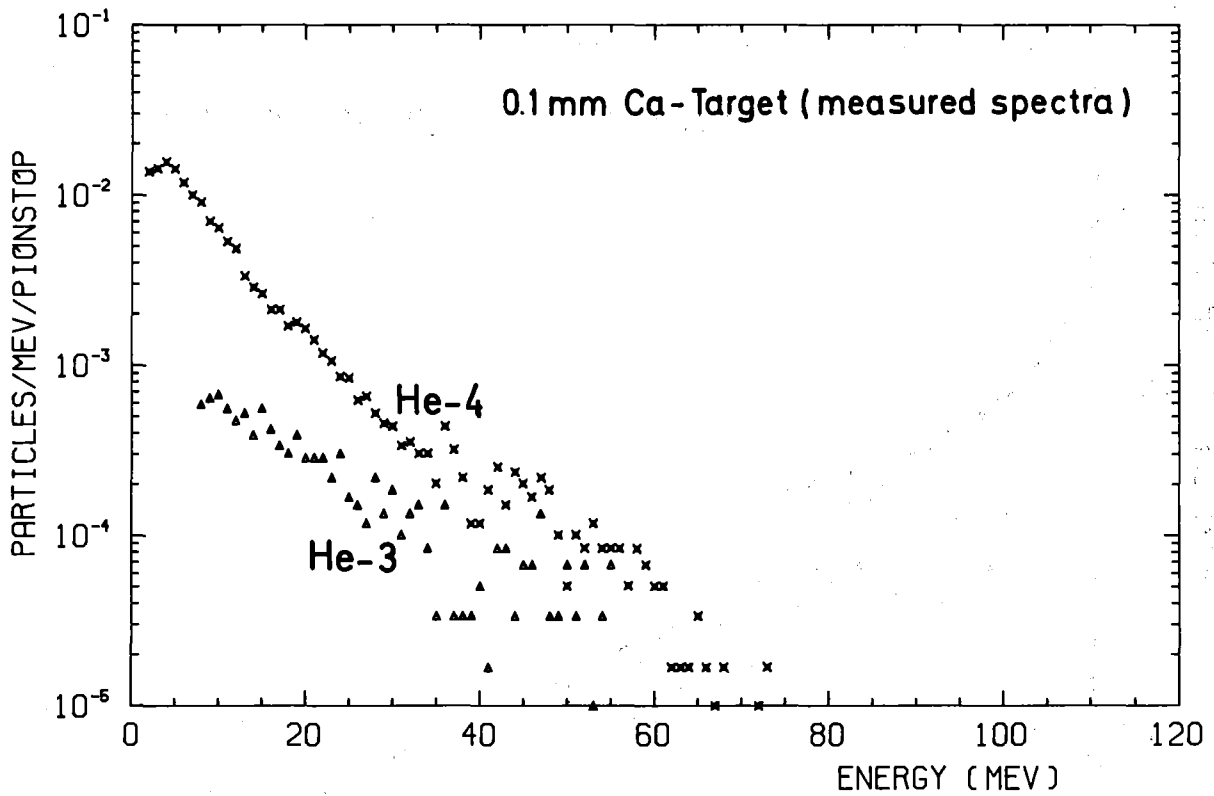


Abb. 23: Gemessene Spektren der Heliumisotope beim 0.1 mm - Target.

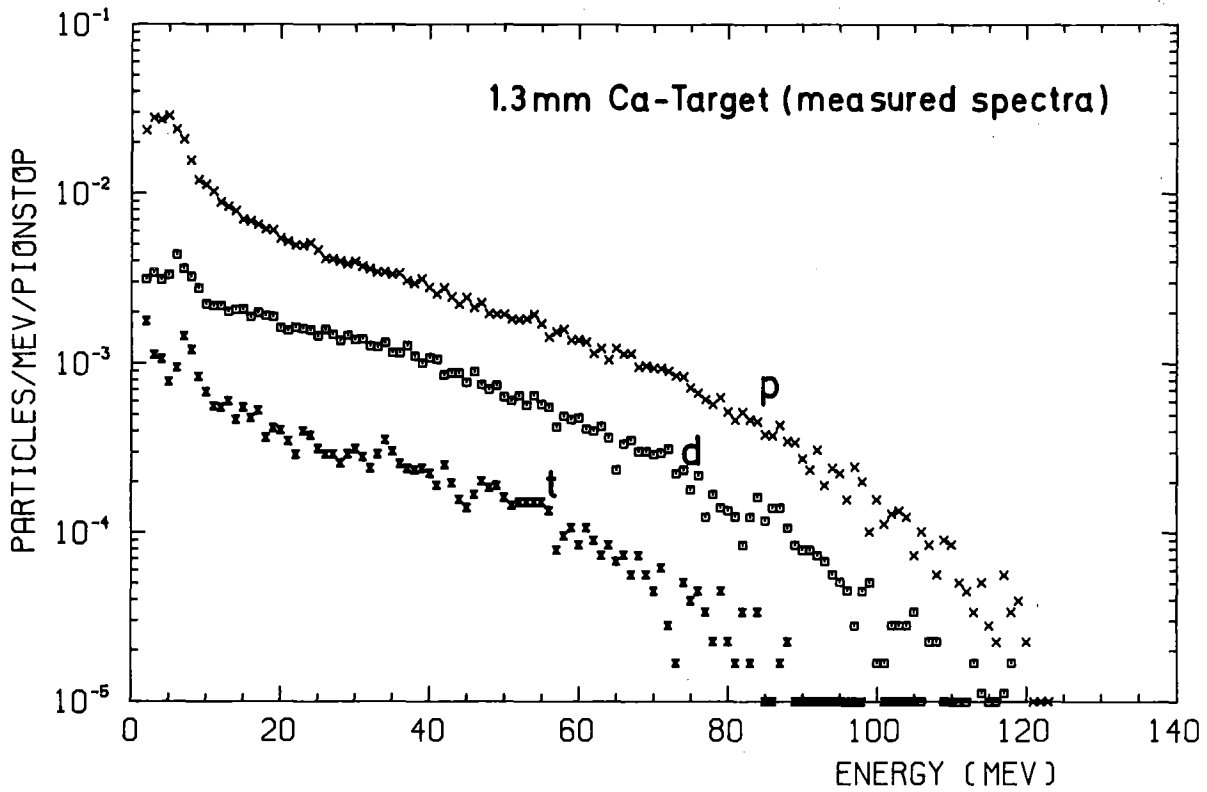


Abb. 24: Gemessene Spektren der Wasserstoffisotope beim 1.3 mm - Target.

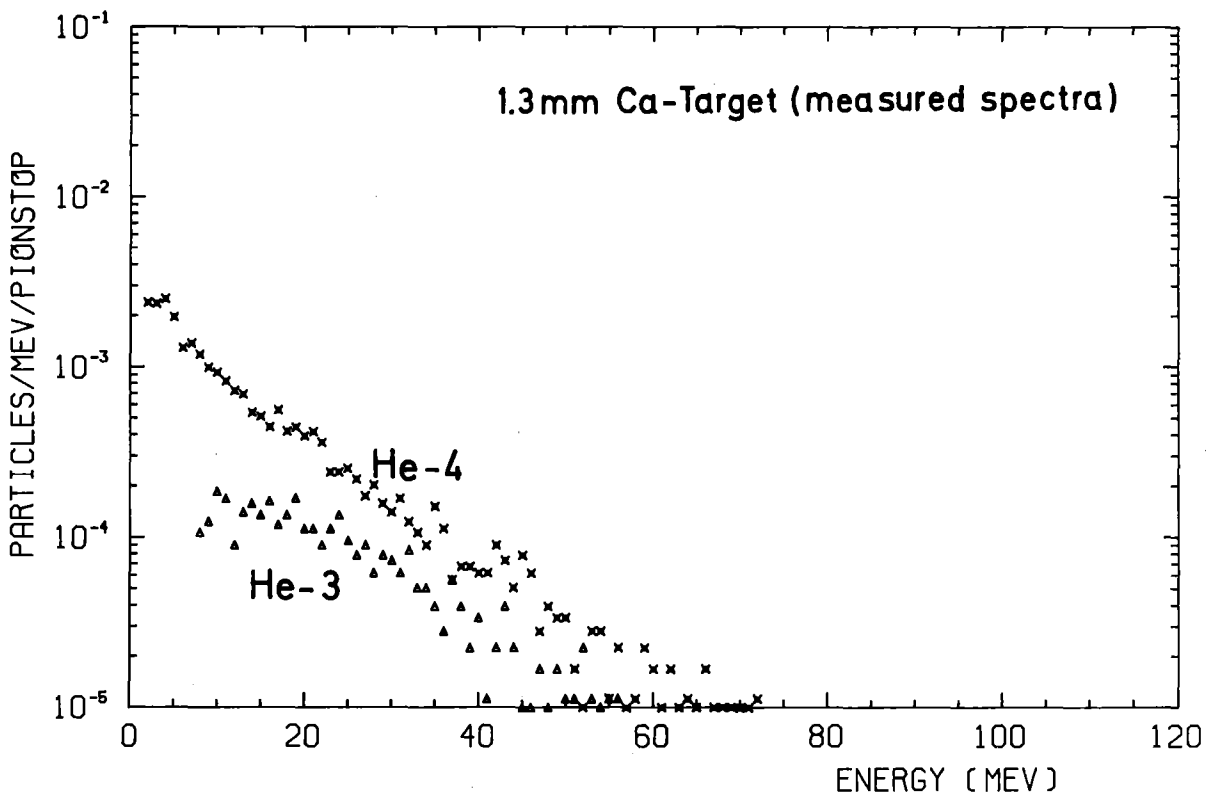


Abb. 25: Gemessene Spektren der Heliumisotope beim 1.3 mm - Target.

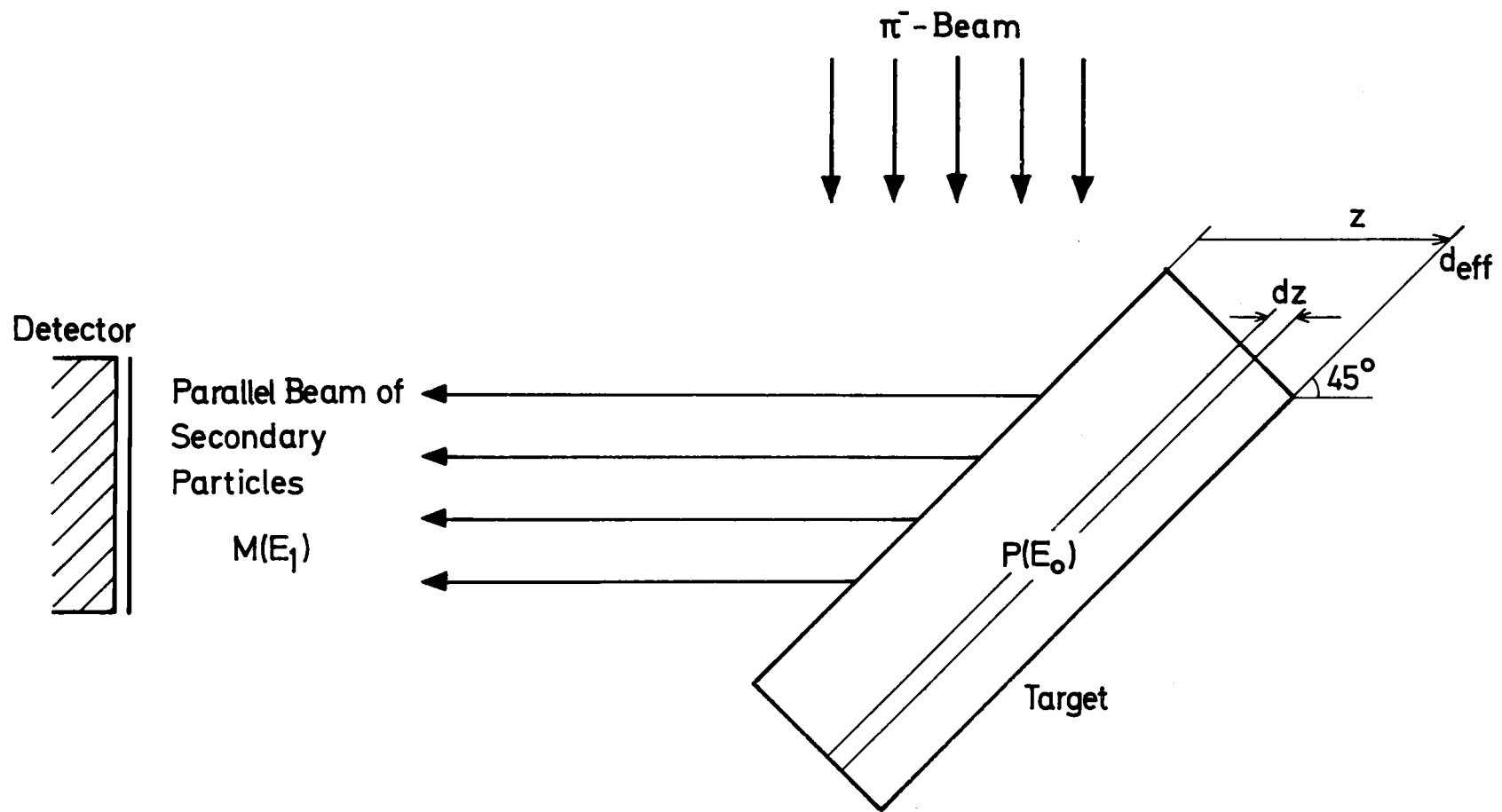


Abb. 26: Veranschaulichung der bei der Targetdickenkorrektur auftretenden Größen.

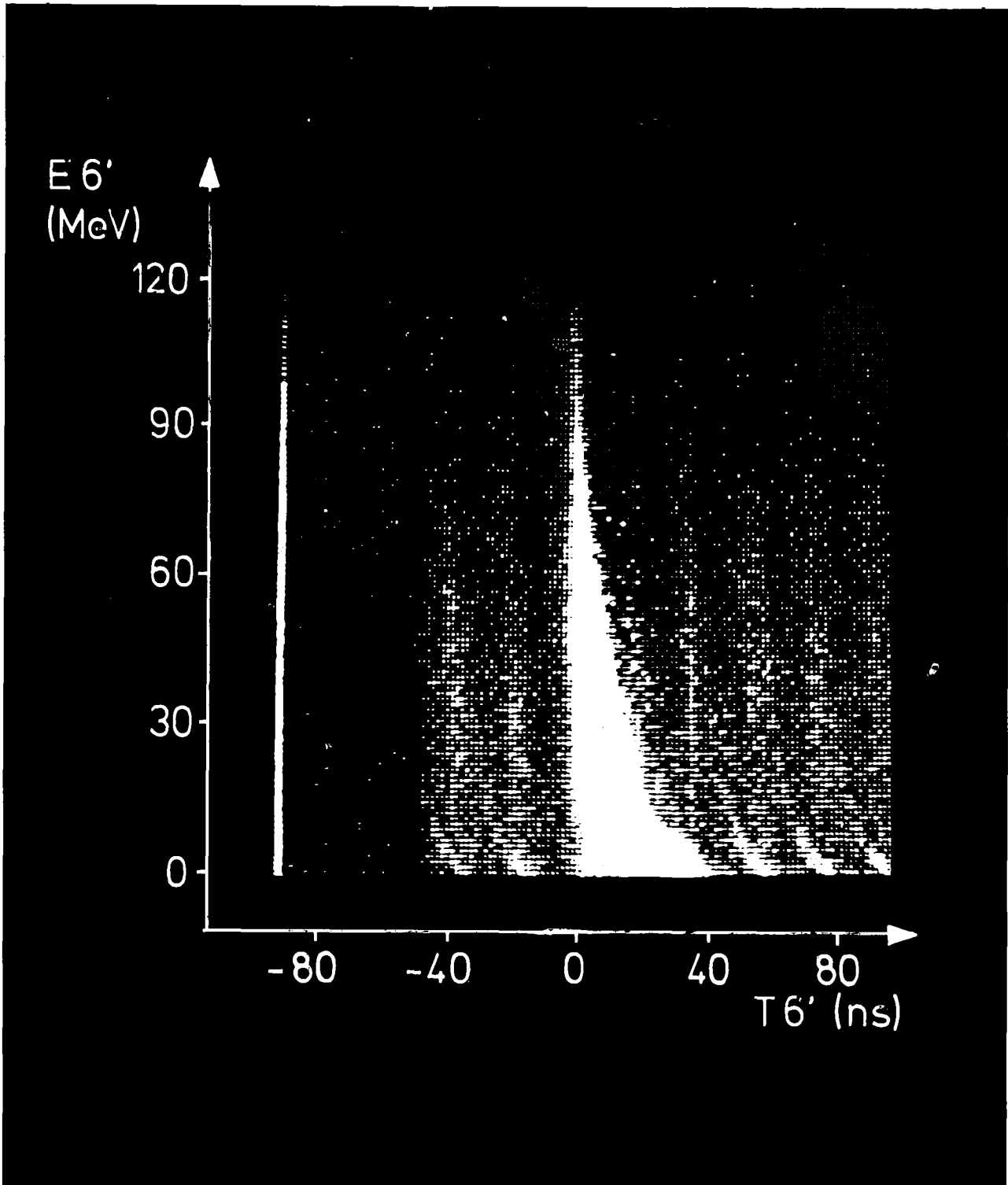


Abb. 27: Energie - Flugzeit - Spektrum. Das NaJ-Energiesignal ist unverstärkt; auf der Zeitachse sind alle 1024 Kanäle von TDC-2 dargestellt. Zu den am linken Bildrand liegenden Ereignissen gehören Flugzeiten, die länger als der Konversionsbereich des TDC sind.

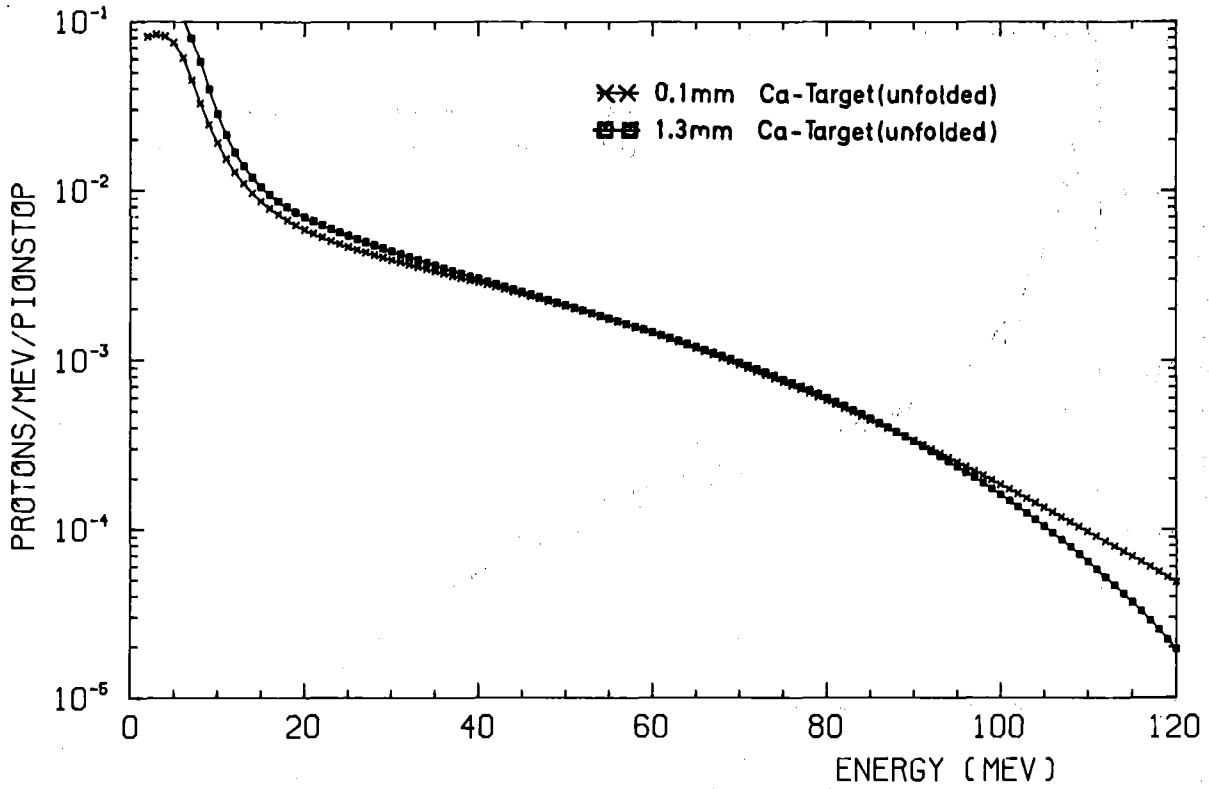


Abb. 28: Vergleich der auf Targetdicke korrigierten Protonenspektren (Produktionsspektren) von dickem und dünnem Target.

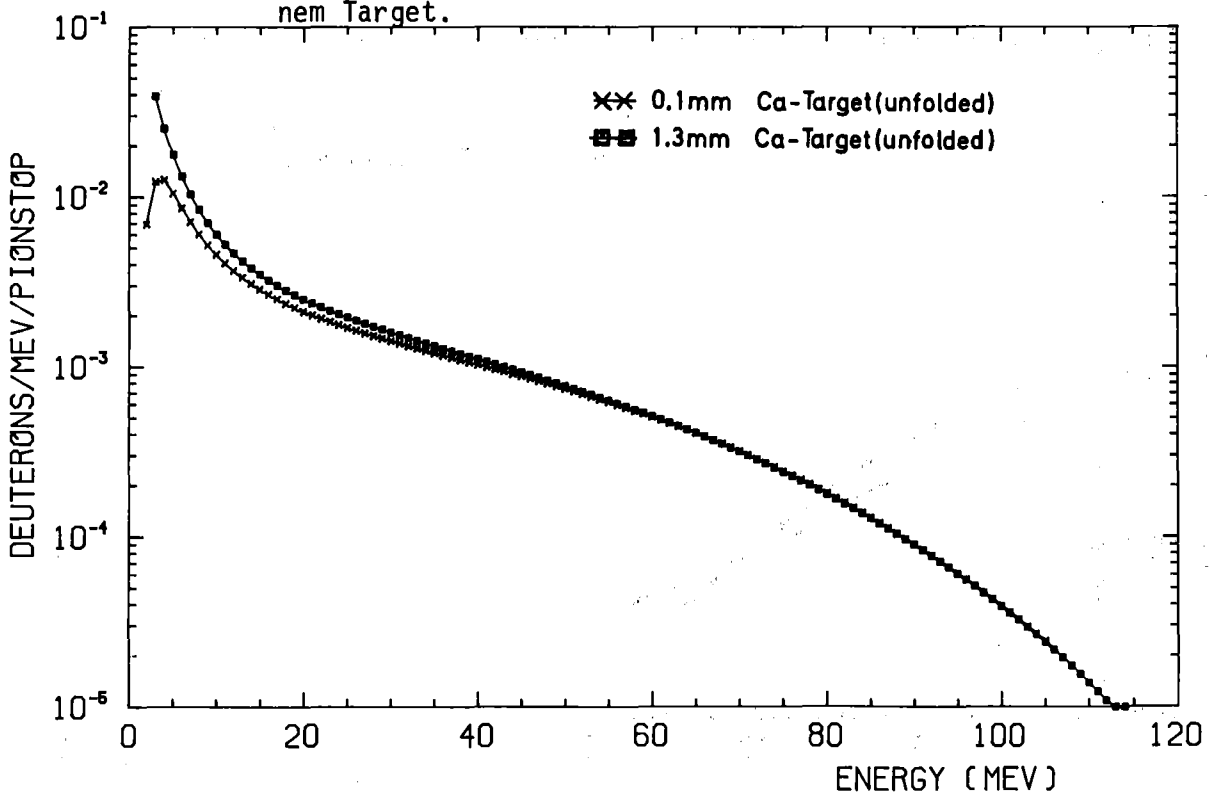


Abb. 29: Vergleich der auf Targetdicke korrigierten Deuteronenspektren (Produktionsspektren).

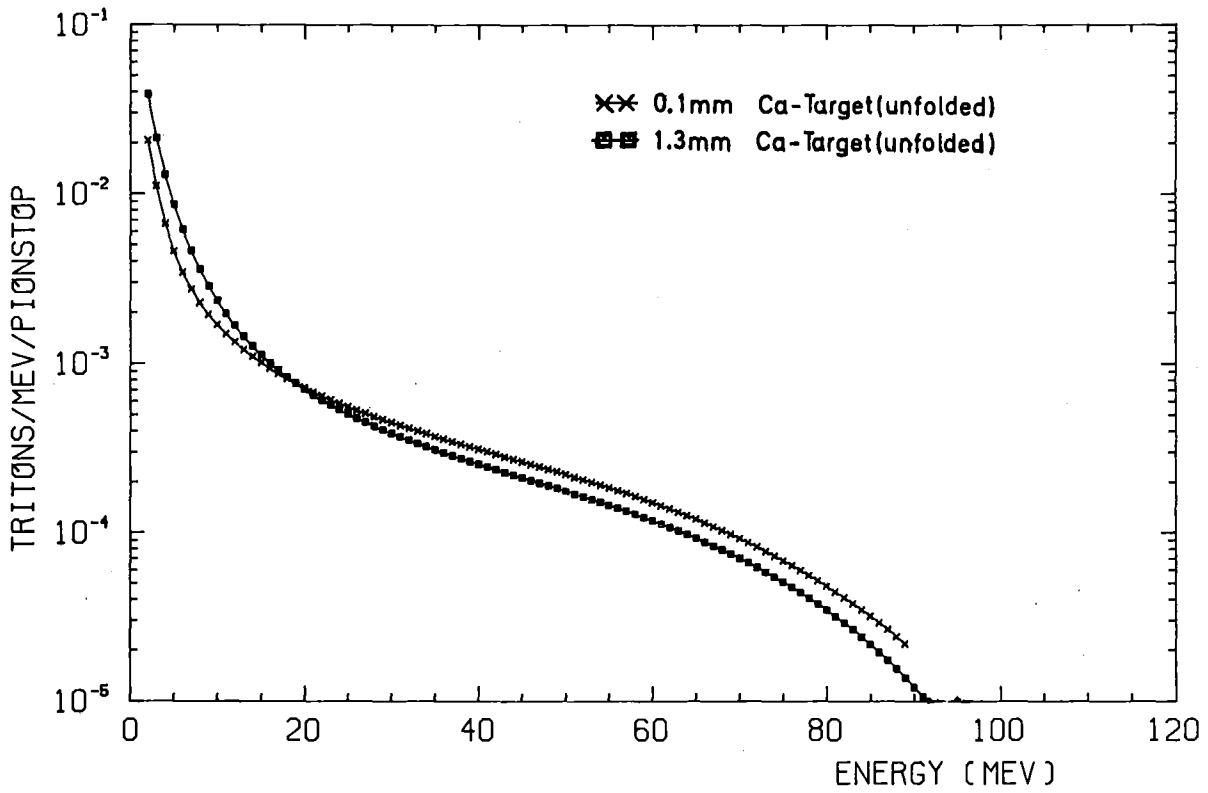


Abb. 30: Vergleich der auf Targetdicke korrigierten Tritonenspektren (Produktionsspektren).

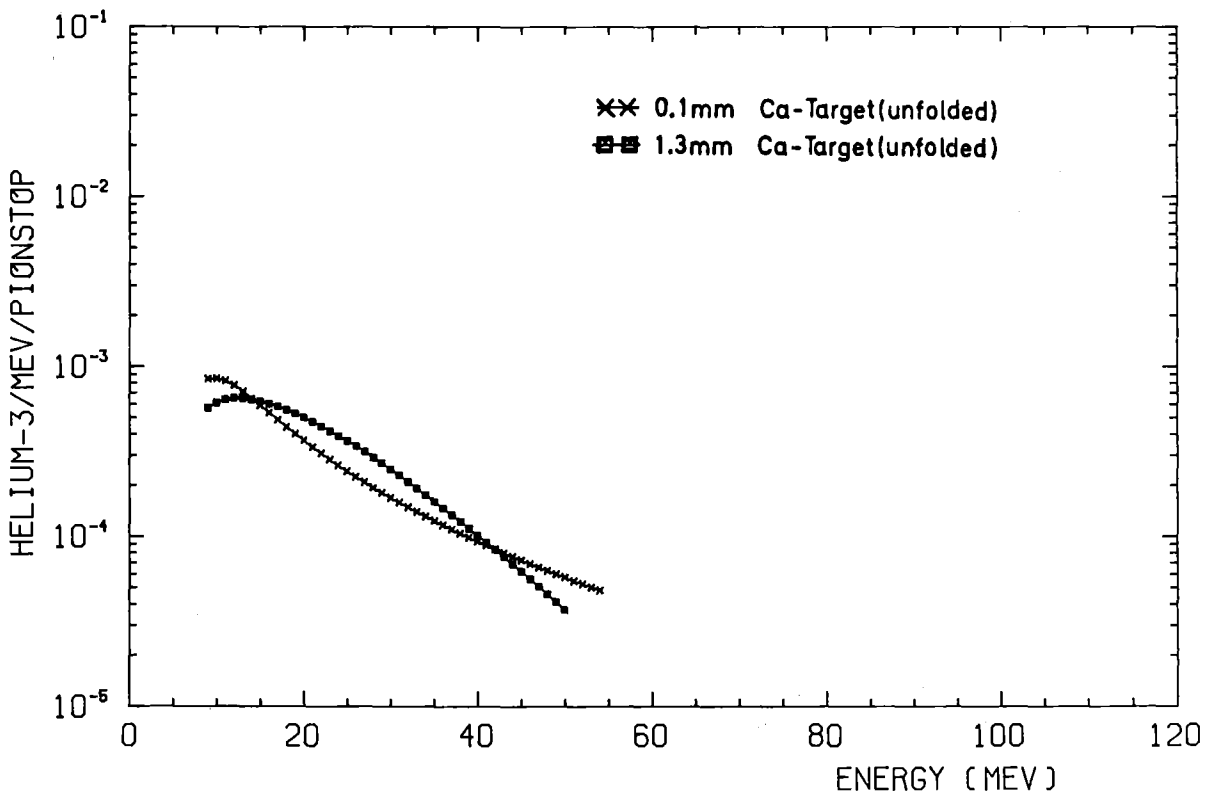


Abb. 31: Vergleich der auf Targetdicke korrigierten $^3\text{Helium}$ -Spektren (Produktionsspektren).

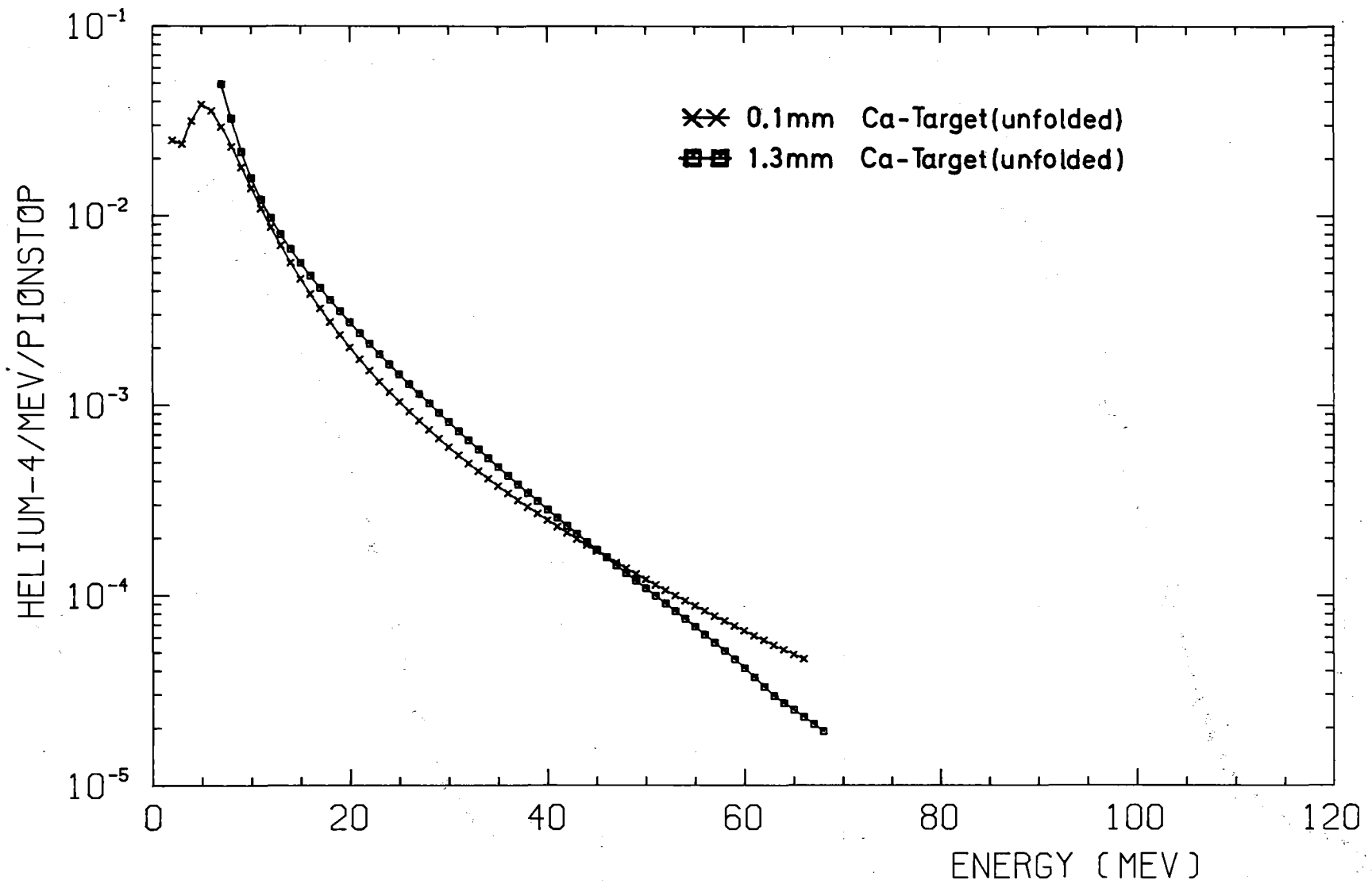


Abb. 32: Vergleich der auf Targetdicke korrigierten ⁴Helium-Spektren (Produktionsspektren).

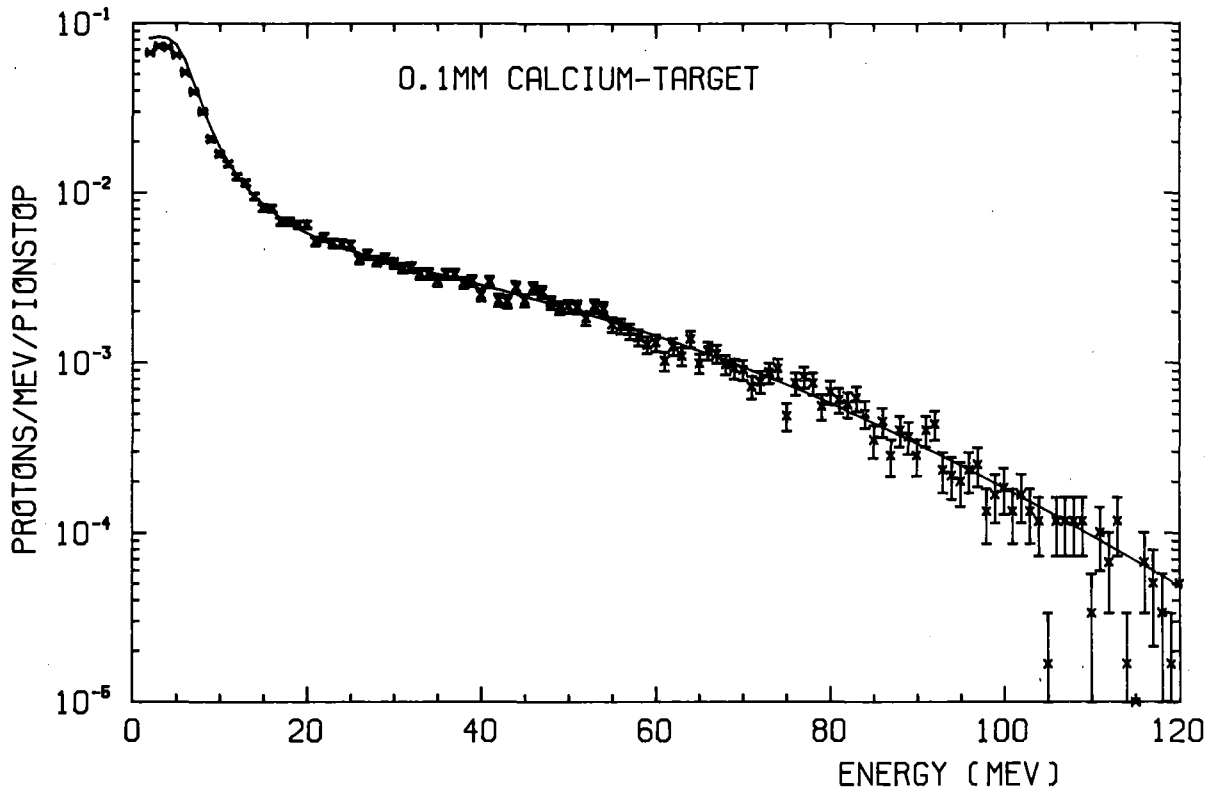


Abb. 33

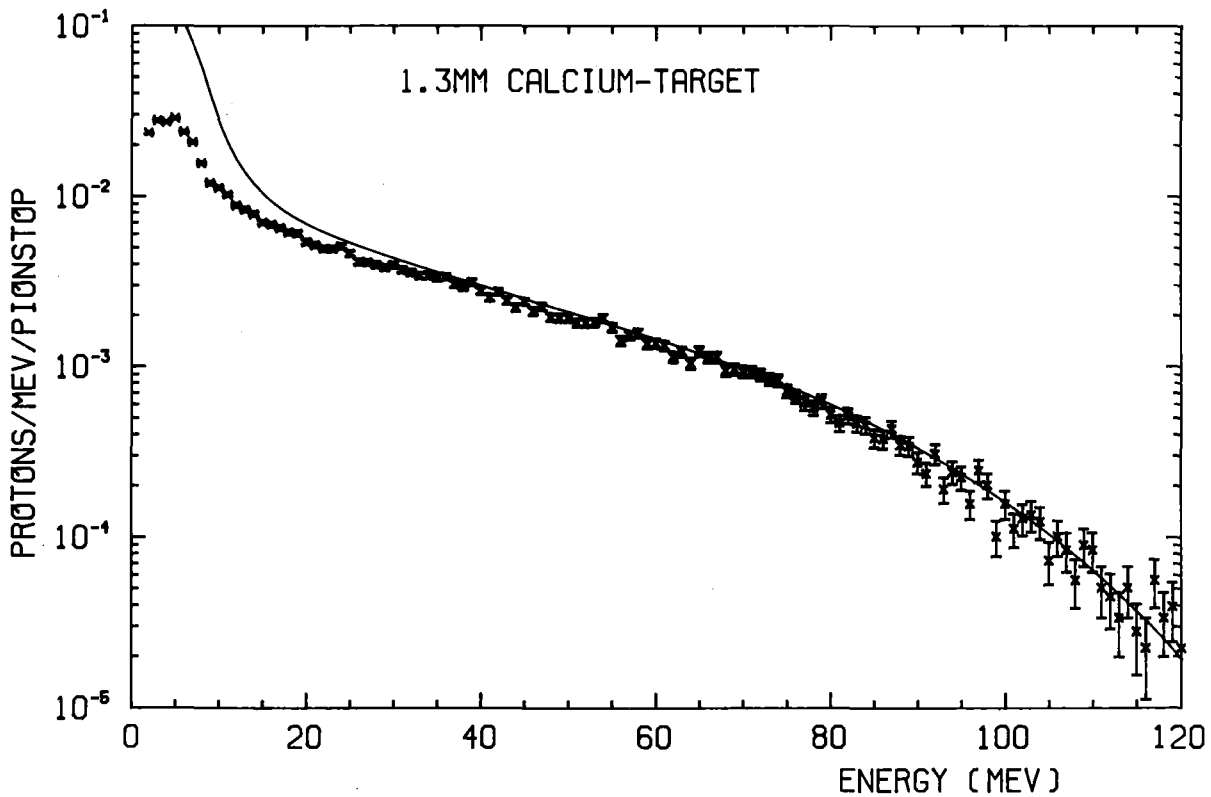
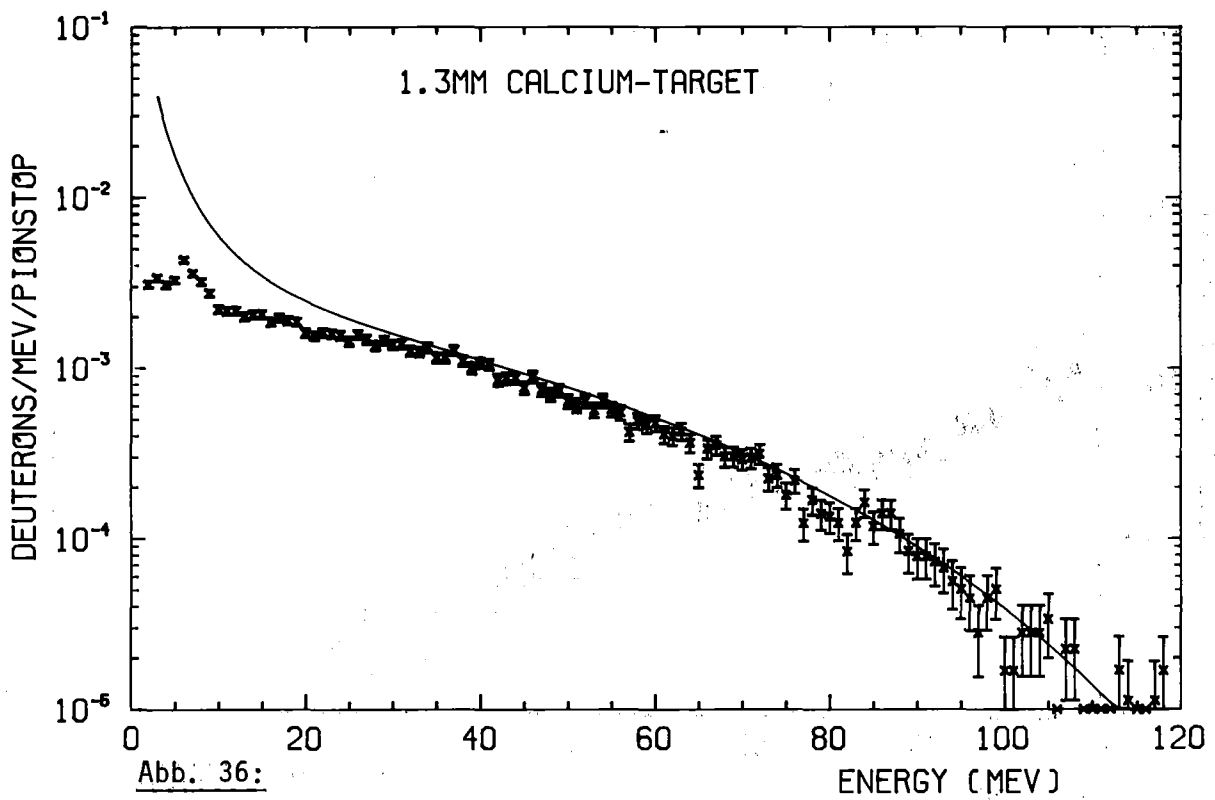
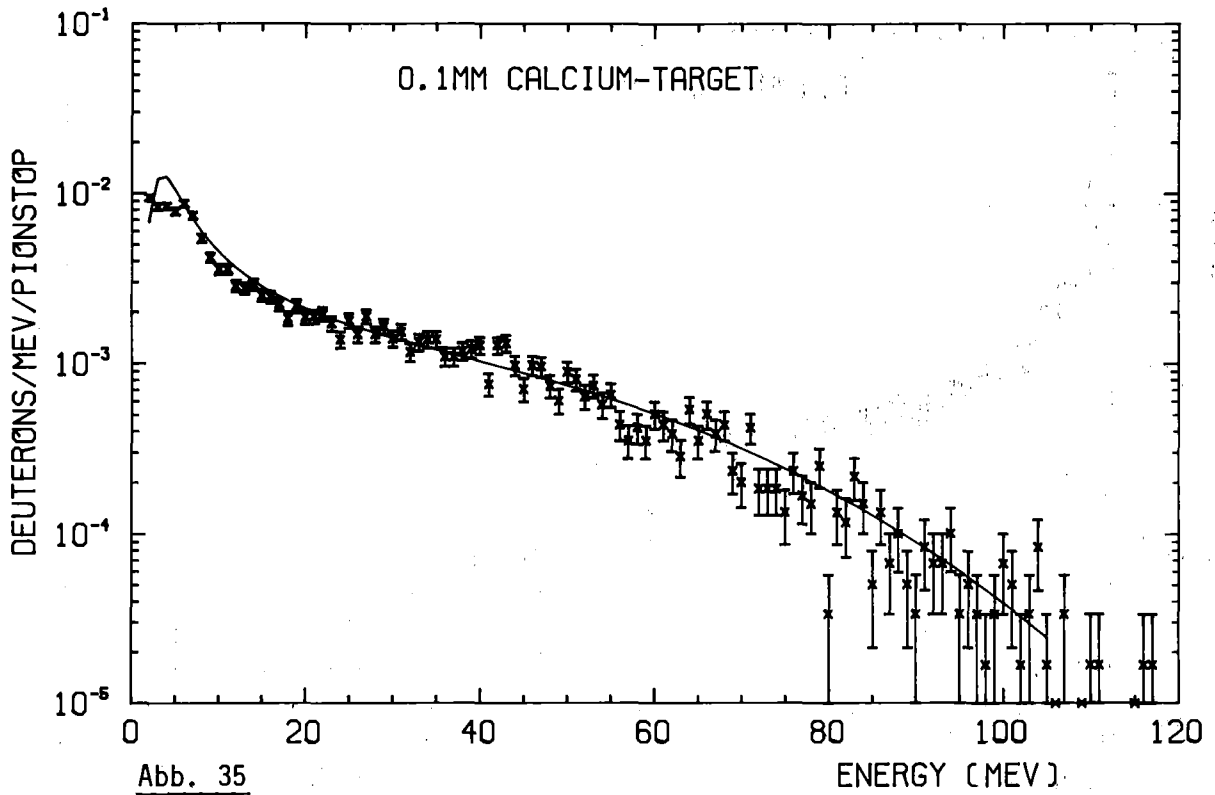
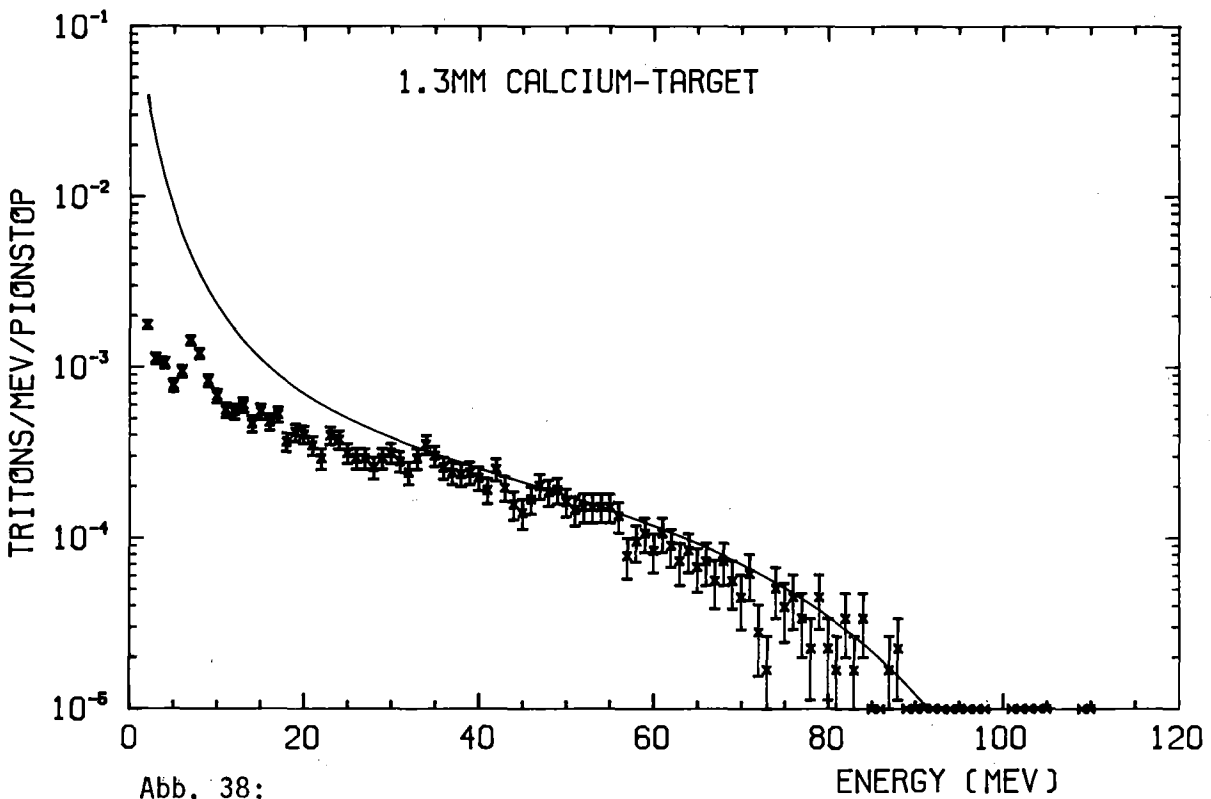
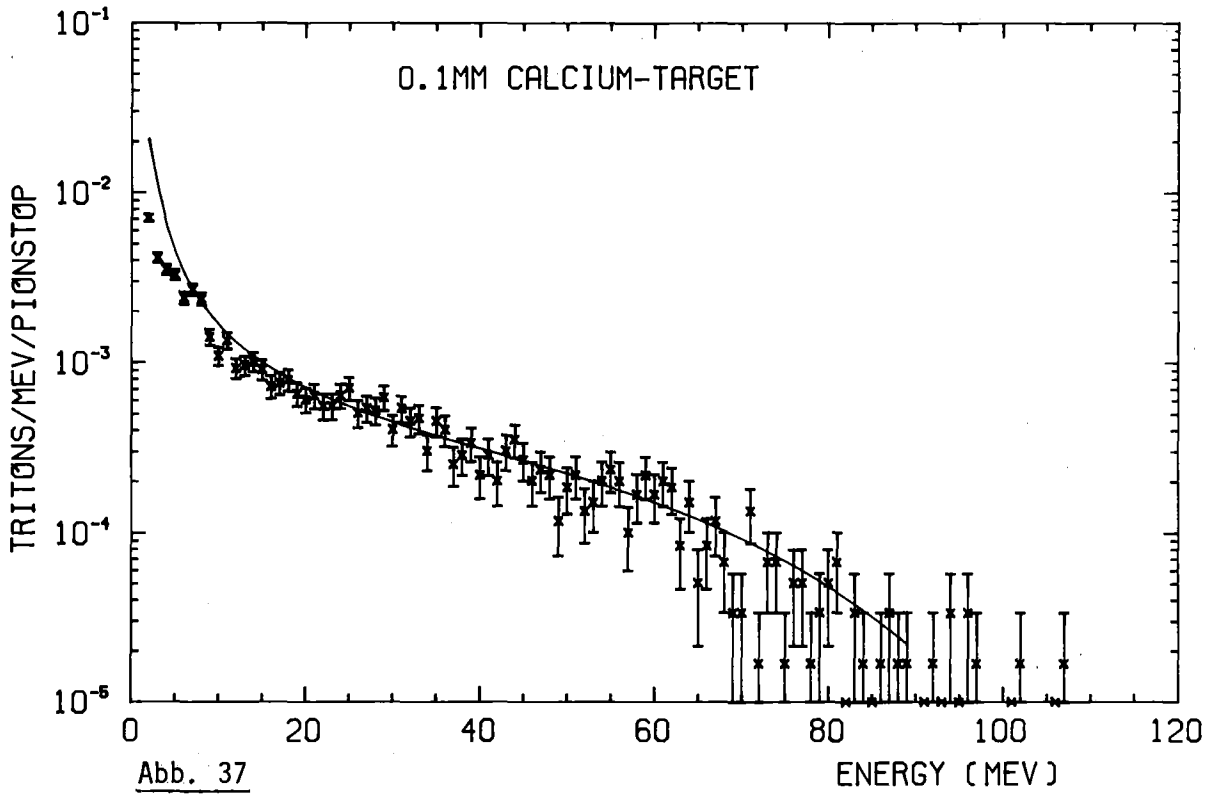


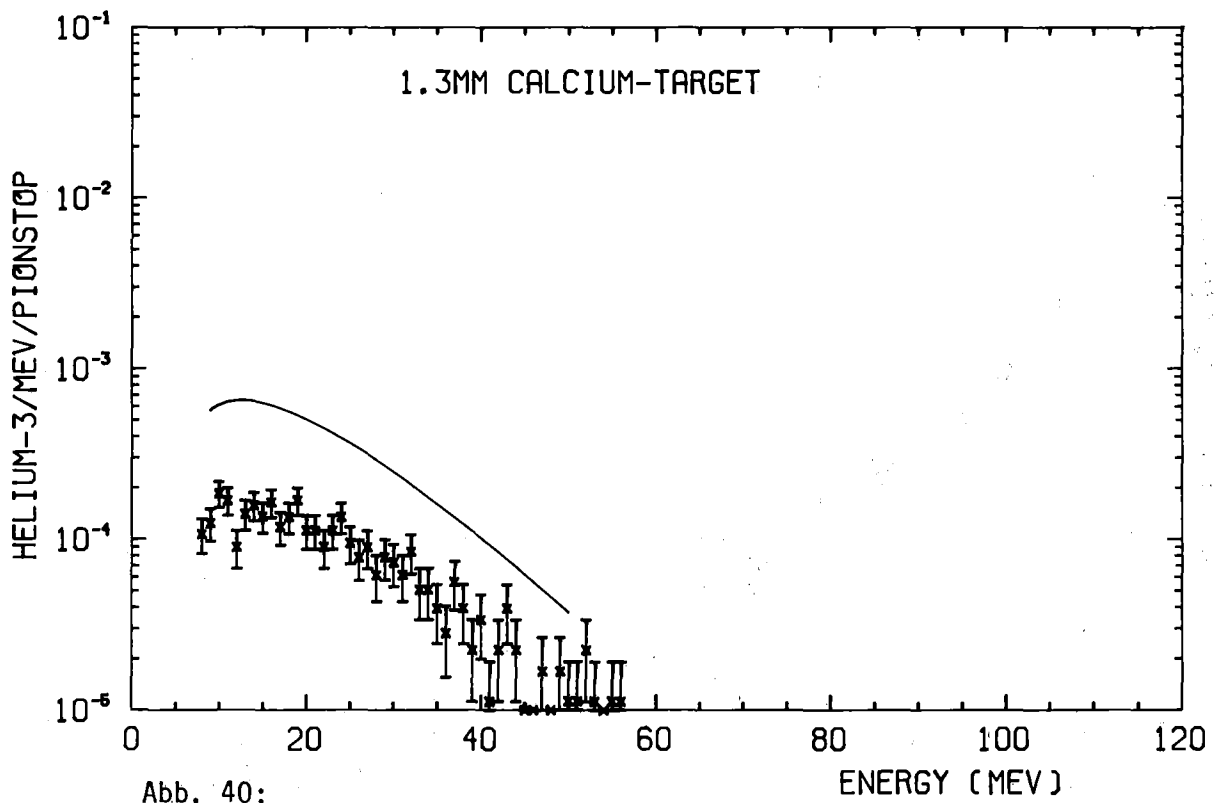
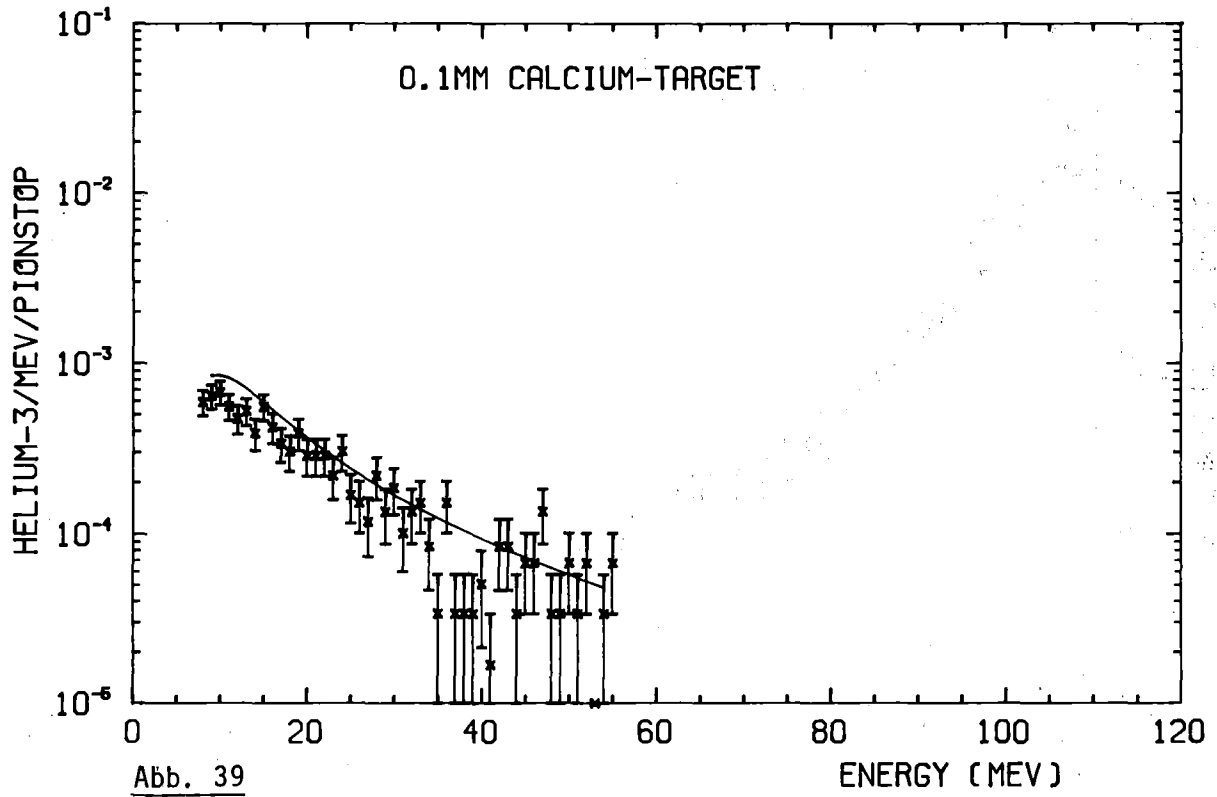
Abb. 34: Gemessenes Protonenspektrum mit statistischem Fehler und Produktionsspektrum (glatte Kurve) für dünnes Target (Abb. 33) und dickes Target (Abb. 34).



Gemessenes Deuteronenspektrum mit statistischem Fehler und Produktionspektrum (glatte Kurve) für dünnes Target (Abb. 35) und dickes Target (Abb. 36).



Gemessenes Tritonenspektrum mit statistischem Fehler und Produktionsspektrum (glatte Kurve) für dünnes Target (Abb.37) und dickes Target (Abb. 38).



Gemessenes ³Helium-Spektrum mit statistischem Fehler und Produktionsspektrum (glatte Kurve) für dünnes Target (Abb. 39) und dickes Target (Abb. 40).

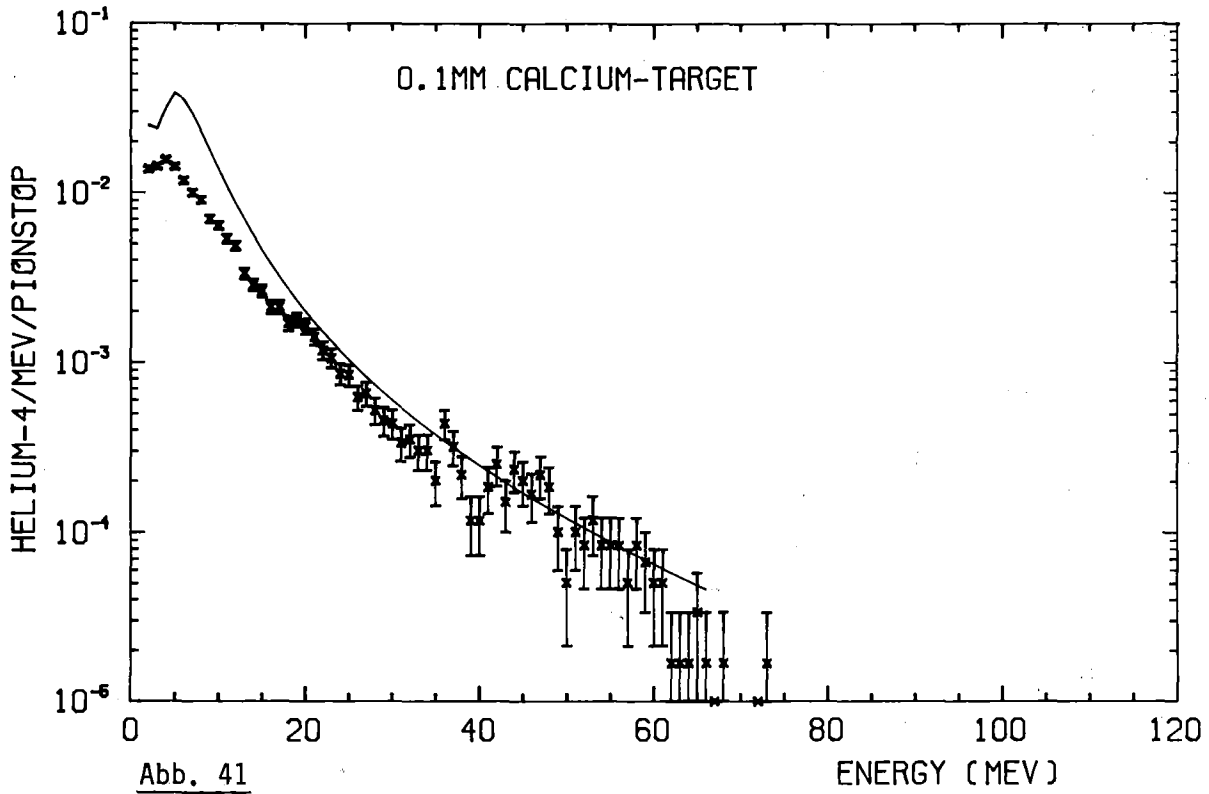


Abb. 41

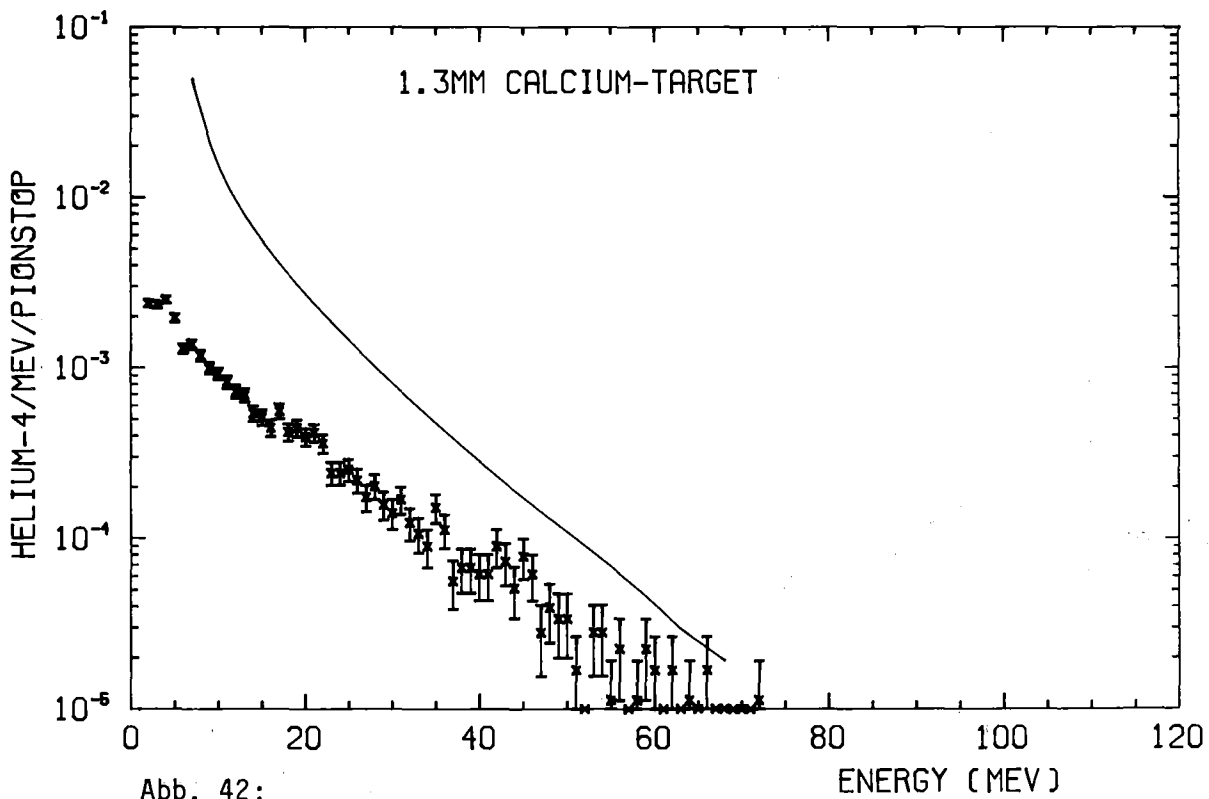


Abb. 42:

Gemessenes ^4He -Spektrum mit statistischem Fehler und Produktionspektrum (glatte Kurve) für dünnes Target (Abb. 41) und dickes Target (Abb. 42).

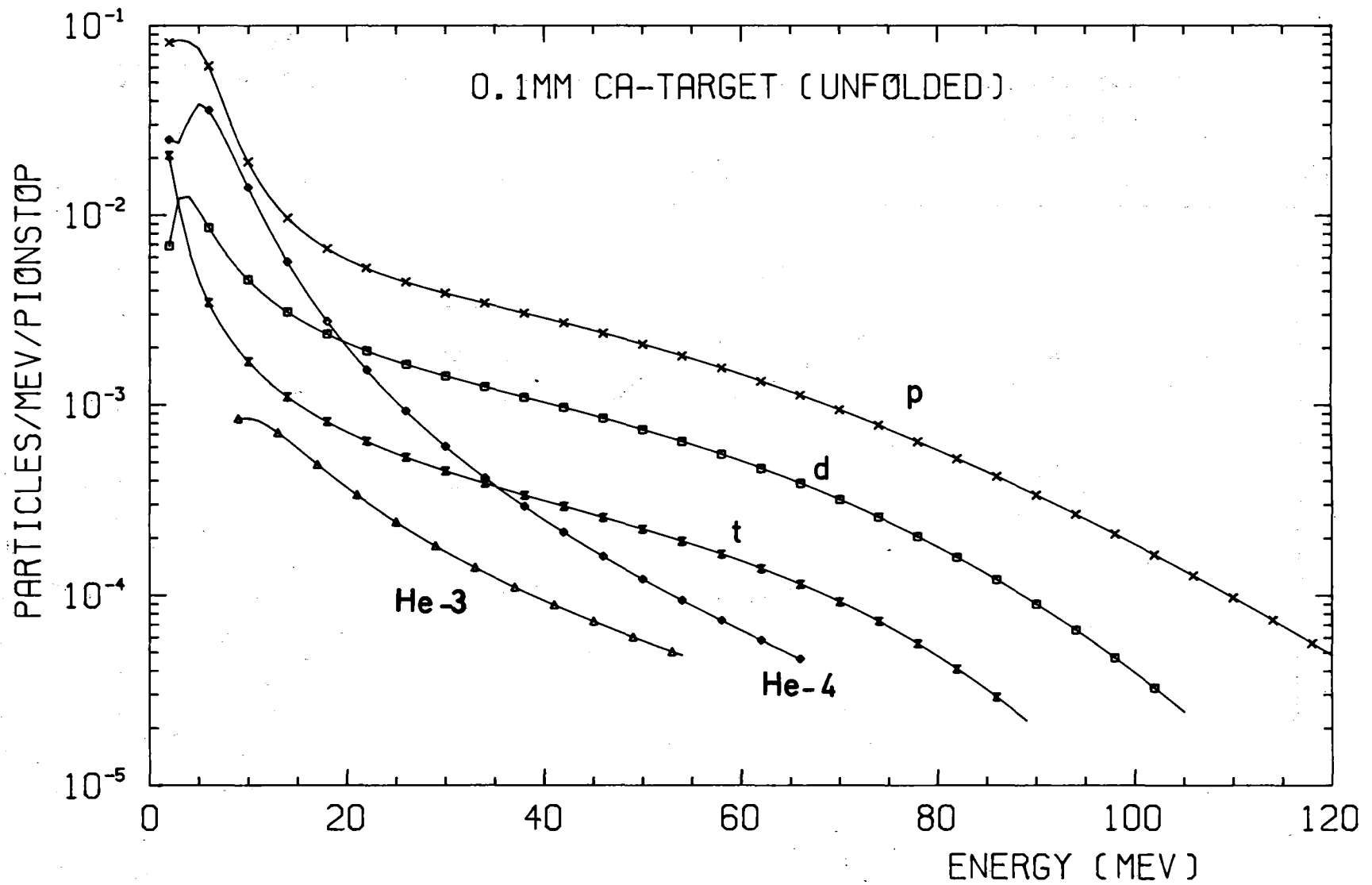


Abb. 43: Produktionsspektren aller Sekundärteilchen berechnet aus den Meßspektren des dünnen Targets.

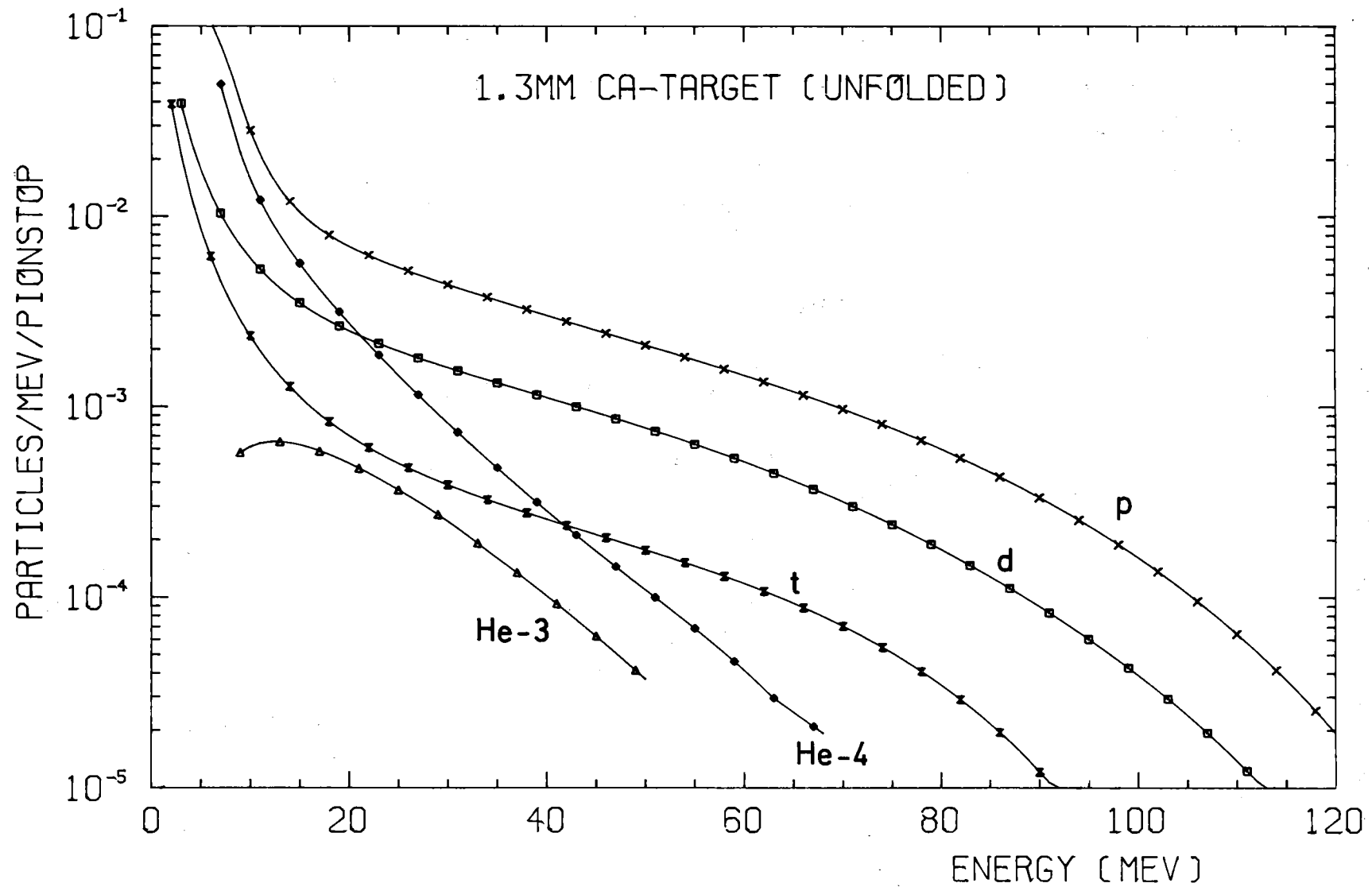


Abb. 44: Produktionsspektren aller Sekundärteilchen berechnet aus den Meßspektren des dicken Targets.

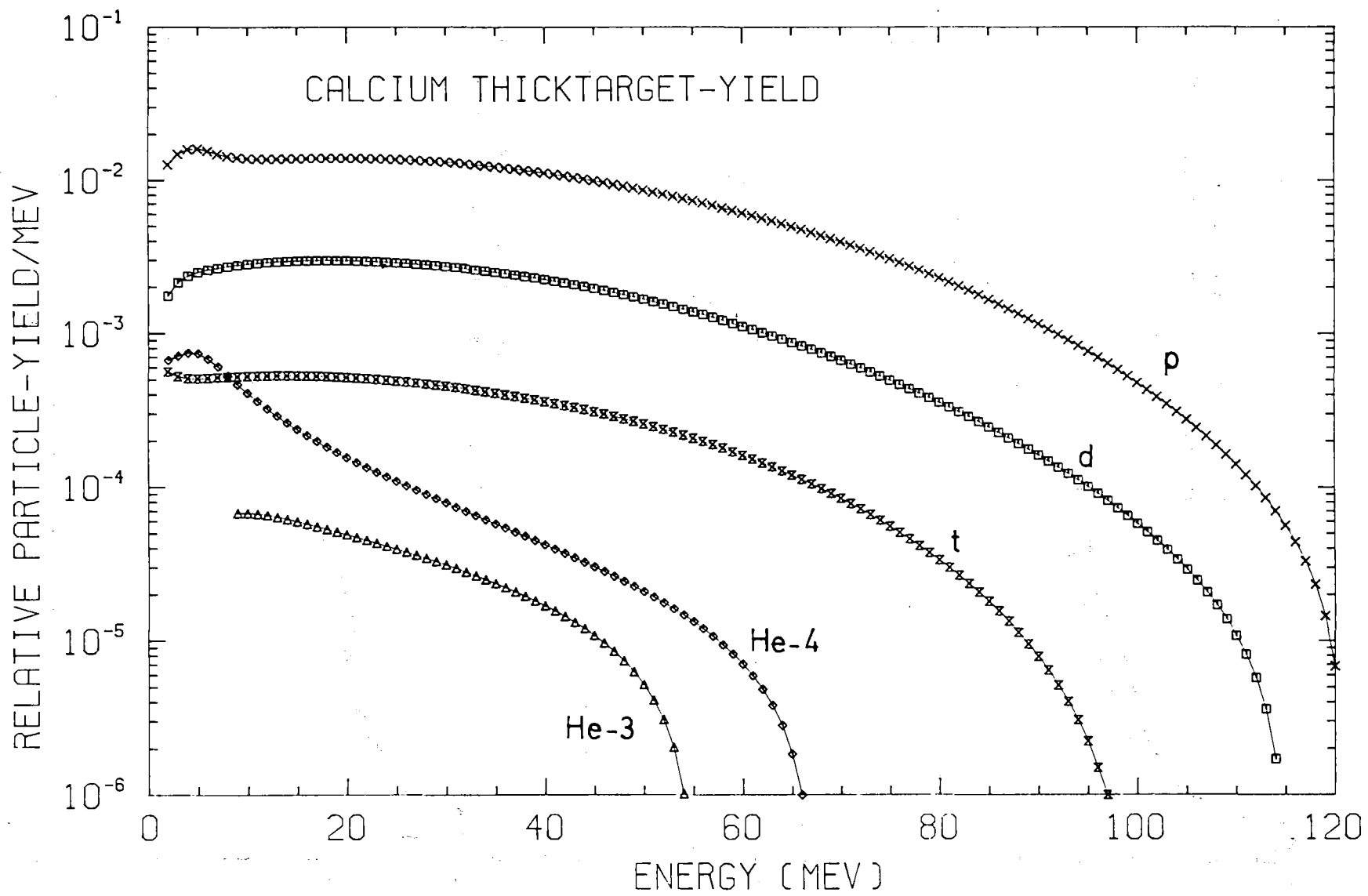
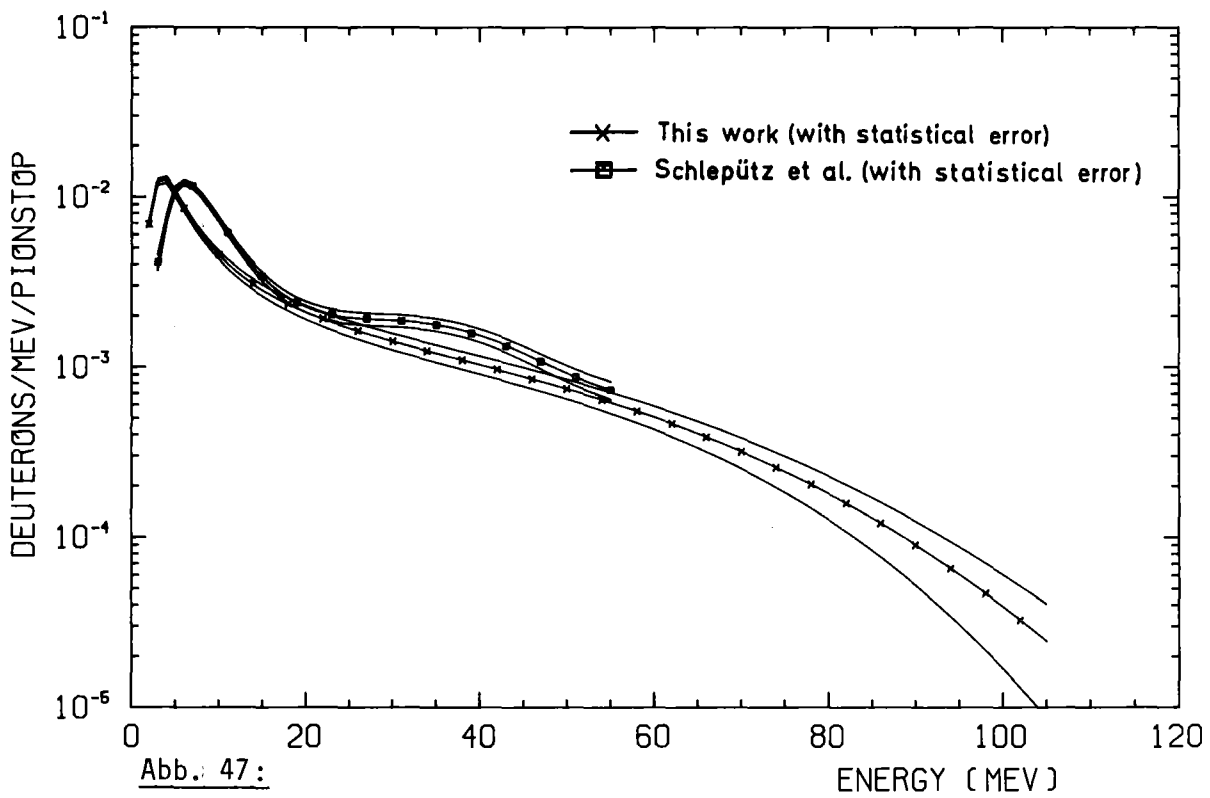
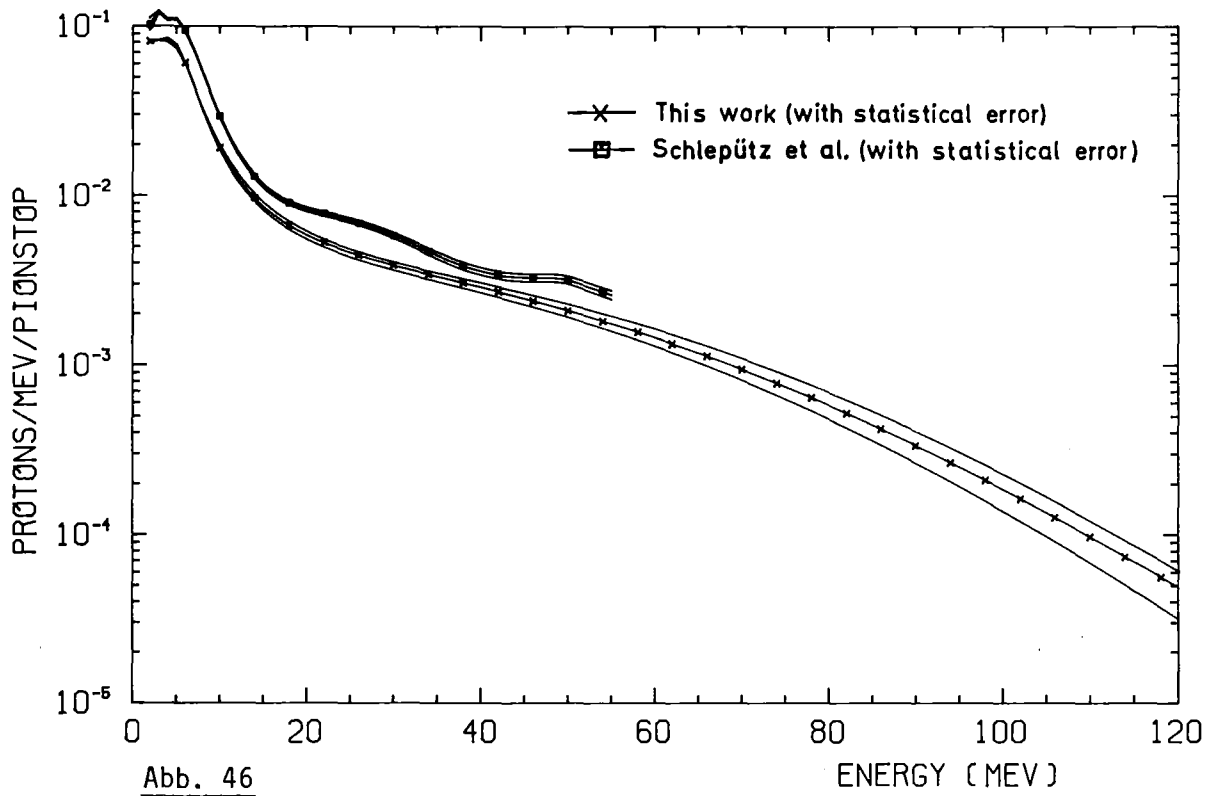


Abb. 45: Relative Dicktargetausbeutung für Calcium.



Vergleich der 0.1 mm Produktionsspektren von Protonen und Deuteronen einschließlich statistischem Fehler mit den Ergebnissen von Schlepütz/Schl/.

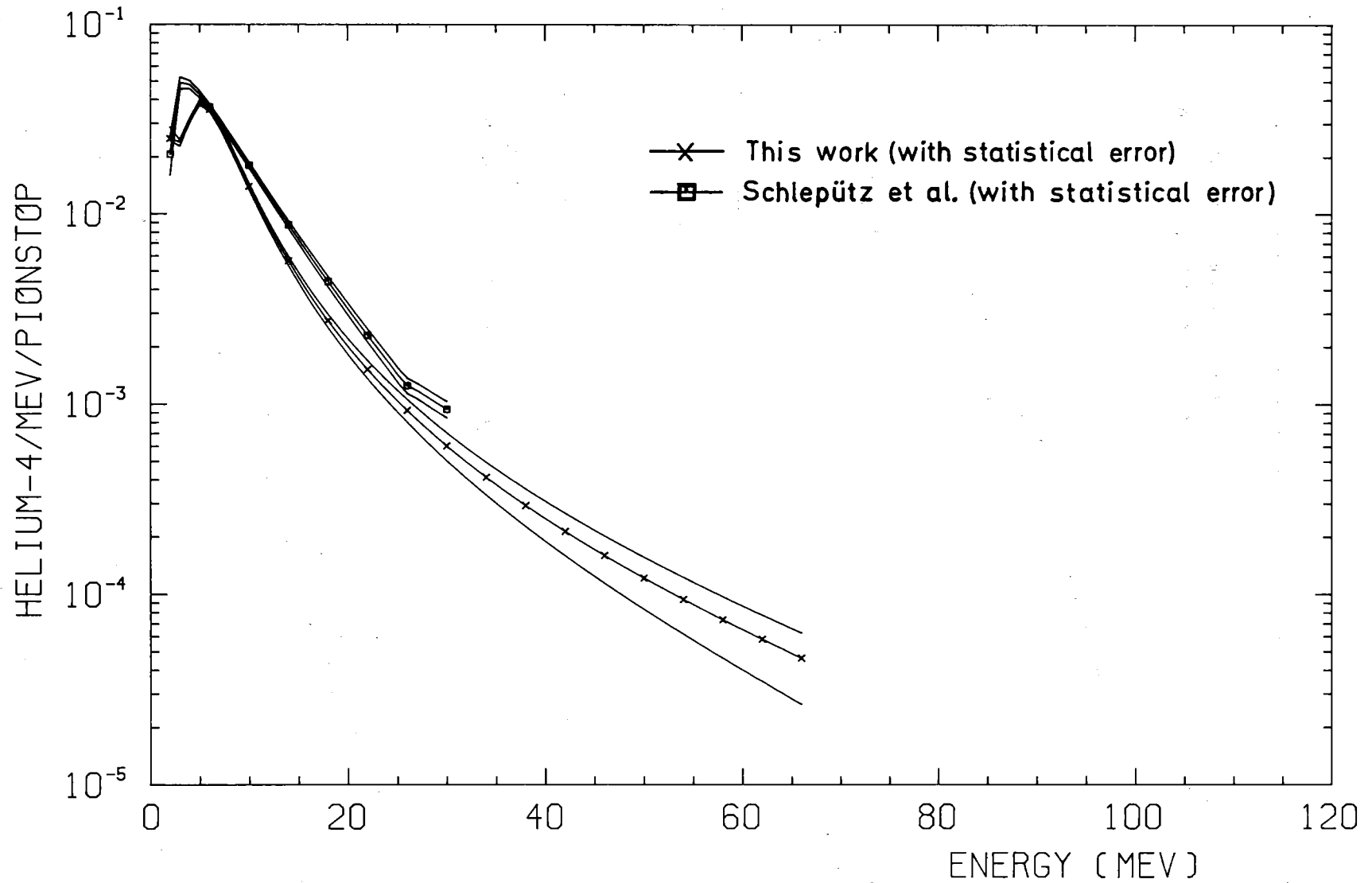
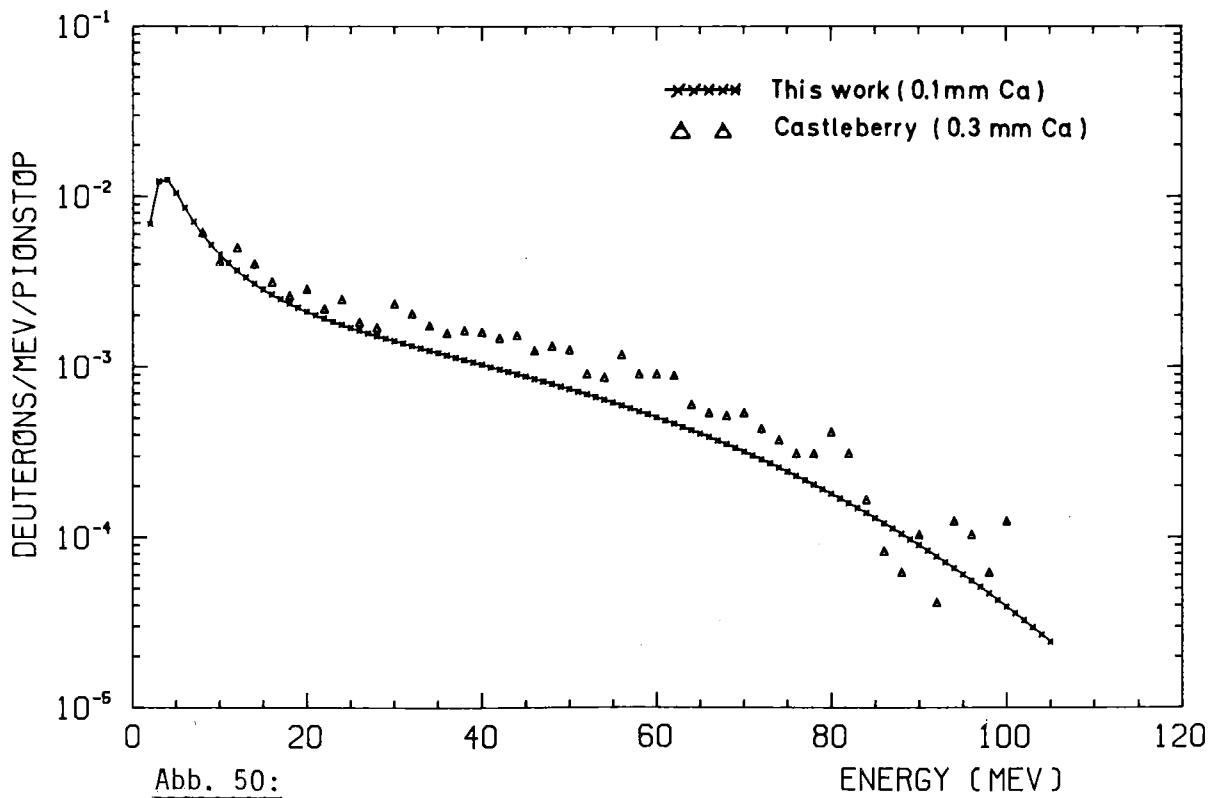
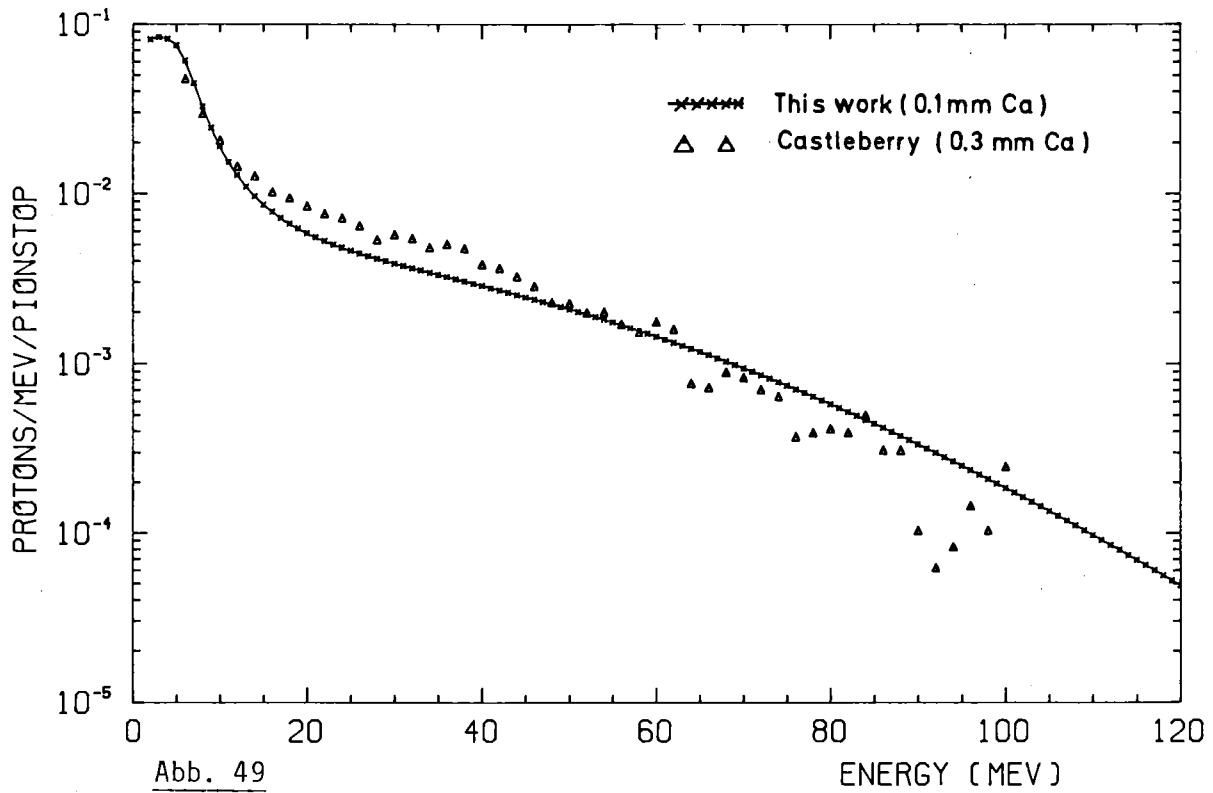


Abb. 48: Vergleich des 0.1 mm Produktionsspektrums von $^4\text{Helium}$ einschließlich statistischem Fehler mit dem Ergebnis von Schlepütz/Schl/.



Vergleich der 0.1 mm Produktionsspektren von Protonen und Deuteronen mit den Daten von Castleberry/Cast/.

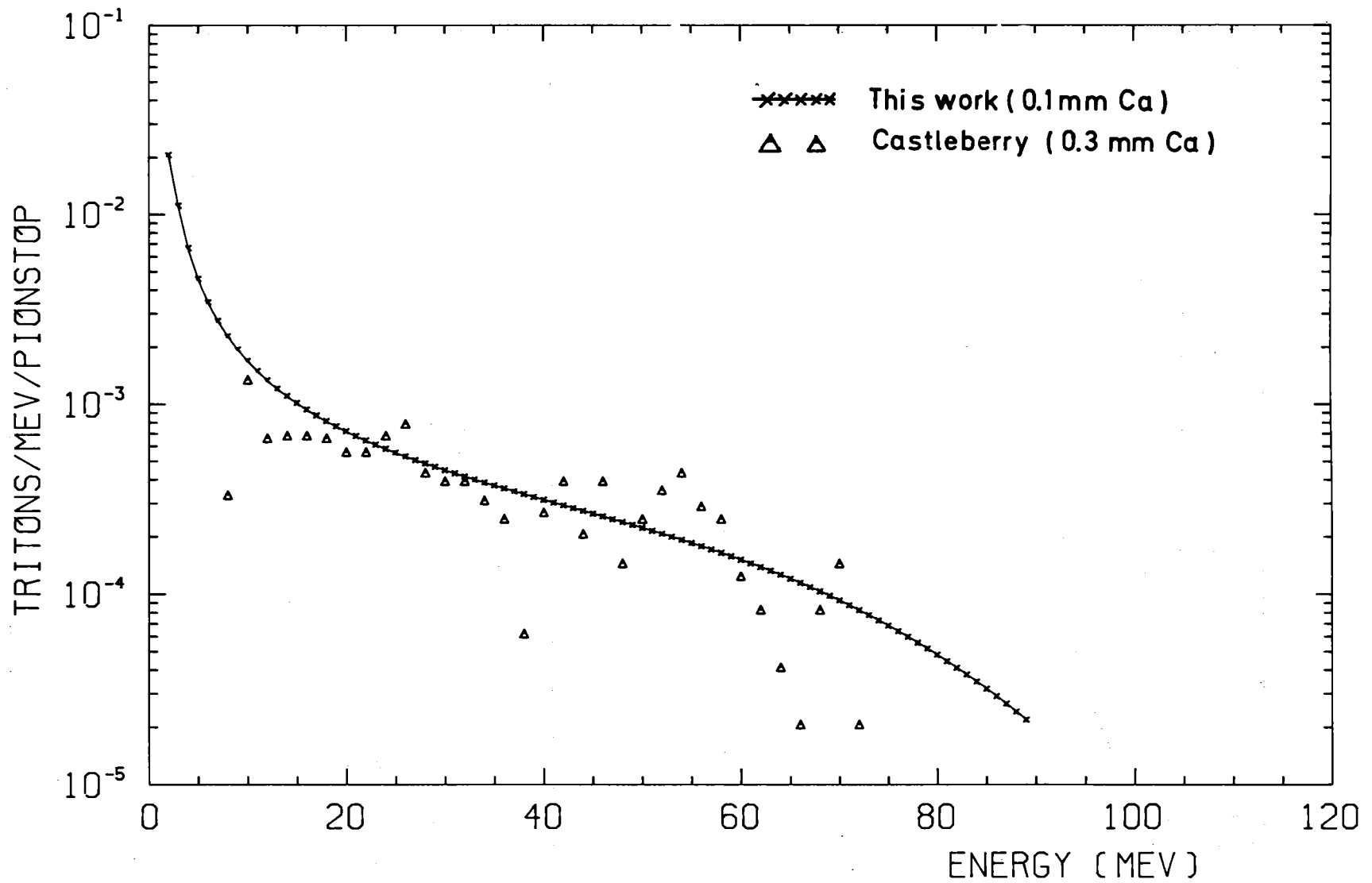


Abb. 51: Vergleich des 0.1 mm Produktionsspektrums von Tritonen mit den Daten von Castleberry/Cast/.

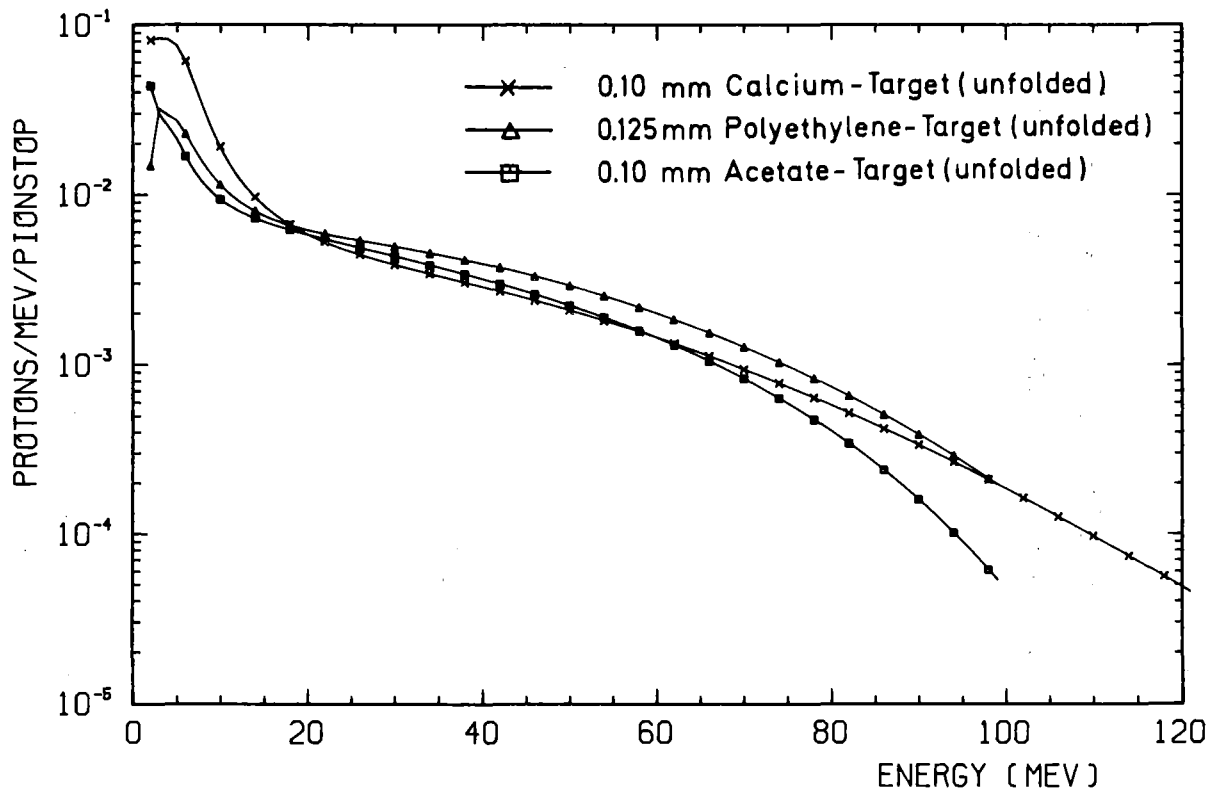


Abb. 52

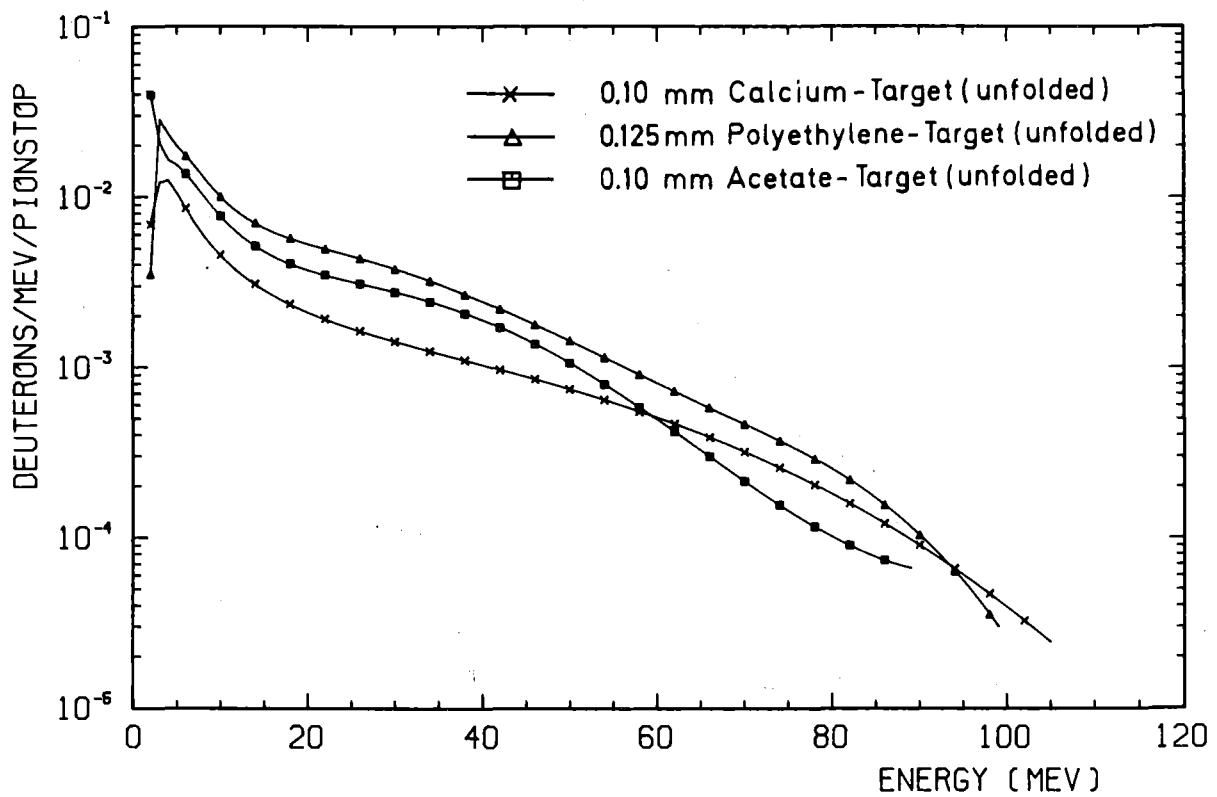


Abb. 53: Vergleich zwischen den Produktionsspektren an verschiedenen Targets (Polyäthylen/Mech/, Zelluloseazetat/Mün/).

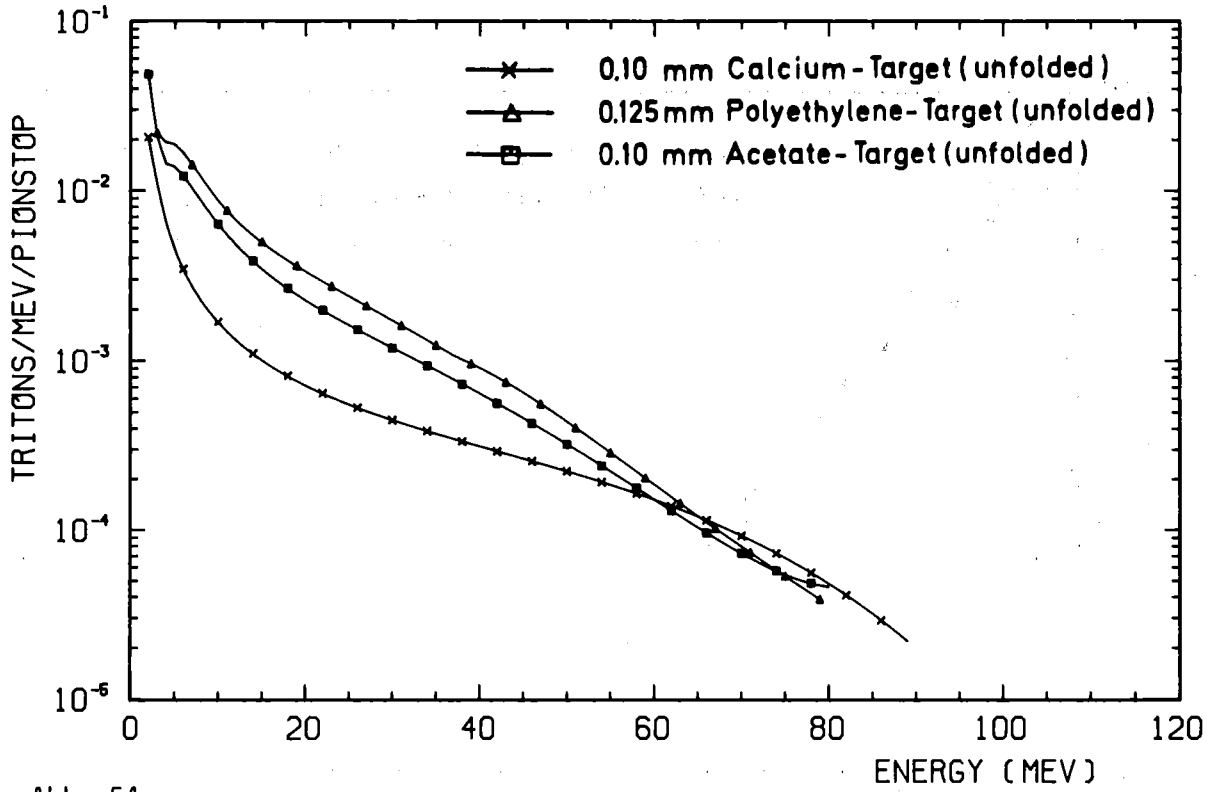


Abb. 54

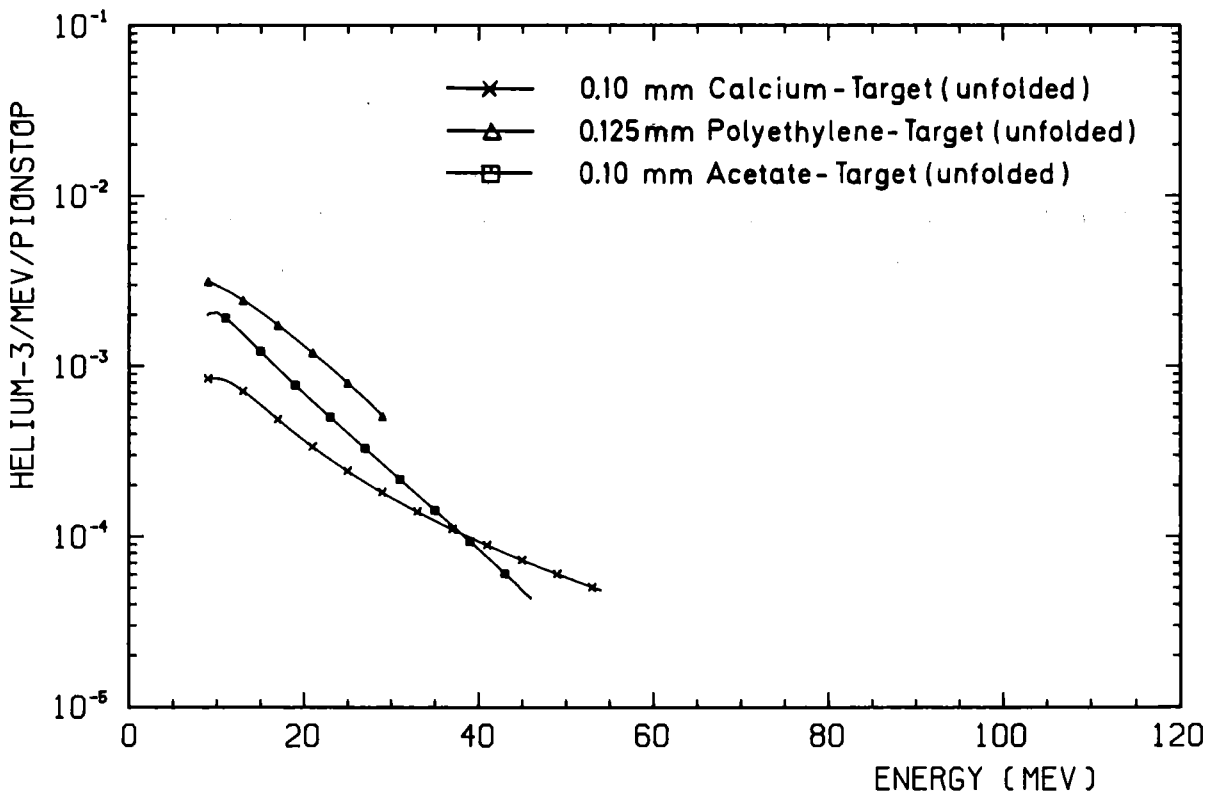


Abb. 55: Vergleich zwischen den Produktionsspektren an verschiedenen Targets (Polyäthylen/Mech/, Zelluloseazetat/Mün/).

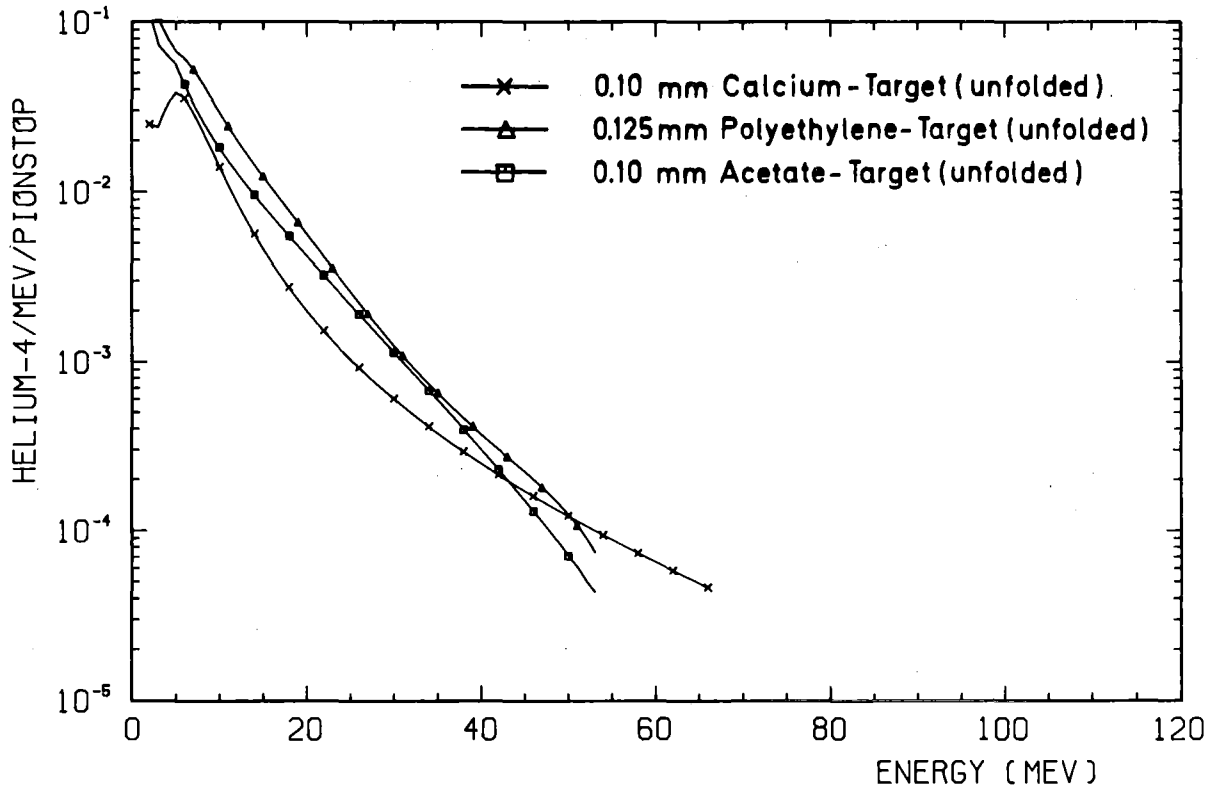


Abb. 56: Vergleich zwischen den Produktionsspektren an verschiedenen Targets (Polyäthylen/Mech/, Zelluloseazetat/Mün/).

Anhang A

Die Tabellen der Meßspektren und der daraus berechneten Produktionsspektren von Protonen, Deuteronen, Tritonen, $^3\text{Helium}$ und $^4\text{Helium}$ für ein 0.1 mm Calciumtarget und ein 1.3 mm Calciumtarget sind aufgelistet. Am Ende der einzelnen Tabellen sind die mittleren Energien und integralen Teilchenausbeuten angegeben. Die Fehlerangaben beinhalten nur die statistischen Schwankungen.

0.1MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED PROTON-SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERRDR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
2.00	3972	63	0.6707E-01	0.6814E-01	0.6601E-01	0.8149E-01	0.9605E-01	0.8025E-01
3.00	4345	66	0.7337E-01	0.7448E-01	0.7226E-01	0.8386E-01	0.8244E-01	0.8248E-01
4.00	4292	66	0.7248E-01	0.7358E-01	0.7137E-01	0.8208E-01	0.8498E-01	0.8091E-01
5.00	3862	62	0.6521E-01	0.6626E-01	0.6416E-01	0.7521E-01	0.7835E-01	0.7401E-01
6.00	3041	55	0.5135E-01	0.5228E-01	0.5042E-01	0.6100E-01	0.6047E-01	0.5988E-01
7.00	2348	48	0.3945E-01	0.4047E-01	0.3893E-01	0.4488E-01	0.4450E-01	0.4402E-01
8.00	1792	42	0.3026E-01	0.3097E-01	0.2955E-01	0.3272E-01	0.3306E-01	0.3202E-01
9.00	1236	35	0.2087E-01	0.2146E-01	0.2028E-01	0.2453E-01	0.2528E-01	0.2392E-01
10.00	1010	32	0.1706E-01	0.1759E-01	0.1652E-01	0.1909E-01	0.1998E-01	0.1854E-01
11.00	880	30	0.1486E-01	0.1536E-01	0.1436E-01	0.1542E-01	0.1631E-01	0.1491E-01
12.00	740	27	0.1250E-01	0.1296E-01	0.1204E-01	0.1286E-01	0.1368E-01	0.1238E-01
13.00	680	26	0.1148E-01	0.1192E-01	0.1104E-01	0.1102E-01	0.1177E-01	0.1057E-01
14.00	566	24	0.9558E-02	0.9959E-02	0.9156E-02	0.9666E-02	0.1033E-01	0.9244E-02
15.00	485	22	0.8190E-02	0.852E-02	0.7818E-02	0.8637E-02	0.9221E-02	0.8237E-02
16.00	480	22	0.8105E-02	0.8475E-02	0.7735E-02	0.7837E-02	0.8352E-02	0.7455E-02
17.00	404	20	0.6822E-02	0.7161E-02	0.6483E-02	0.7197E-02	0.7653E-02	0.6832E-02
18.00	402	20	0.6788E-02	0.7127E-02	0.6450E-02	0.6672E-02	0.7077E-02	0.6321E-02
19.00	386	20	0.6518E-02	0.6850E-02	0.6186E-02	0.6234E-02	0.6596E-02	0.5896E-02
20.00	386	20	0.6518E-02	0.6850E-02	0.6186E-02	0.5864E-02	0.6190E-02	0.5538E-02
21.00	307	18	0.5184E-02	0.5480E-02	0.4888E-02	0.5547E-02	0.5842E-02	0.5231E-02
22.00	325	18	0.5488E-02	0.5792E-02	0.5184E-02	0.5272E-02	0.5543E-02	0.4966E-02
23.00	300	17	0.5066E-02	0.5358E-02	0.4773E-02	0.5030E-02	0.5277E-02	0.4733E-02
24.00	298	17	0.5032E-02	0.5324E-02	0.4741E-02	0.4815E-02	0.5045E-02	0.4527E-02
25.00	292	17	0.4931E-02	0.5219E-02	0.4642E-02	0.4623E-02	0.4838E-02	0.4343E-02
26.00	242	16	0.4086E-02	0.4349E-02	0.3824E-02	0.4449E-02	0.4652E-02	0.4175E-02
27.00	257	16	0.4340E-02	0.4612E-02	0.4099E-02	0.4290E-02	0.4493E-02	0.4023E-02
28.00	235	15	0.3958E-02	0.4227E-02	0.3709E-02	0.4143E-02	0.4329E-02	0.3882E-02
29.00	245	15	0.4137E-02	0.4401E-02	0.3873E-02	0.4006E-02	0.4187E-02	0.3751E-02
30.00	228	15	0.3850E-02	0.4105E-02	0.3595E-02	0.3879E-02	0.4055E-02	0.3629E-02
31.00	214	15	0.3614E-02	0.3861E-02	0.3367E-02	0.3758E-02	0.3931E-02	0.3514E-02
32.00	216	15	0.3647E-02	0.3896E-02	0.3399E-02	0.3644E-02	0.3815E-02	0.3404E-02
33.00	198	14	0.3343E-02	0.3581E-02	0.3106E-02	0.3535E-02	0.3706E-02	0.3303E-02
34.00	198	14	0.3343E-02	0.3581E-02	0.3106E-02	0.3431E-02	0.3601E-02	0.3200E-02
35.00	180	13	0.3040E-02	0.3266E-02	0.2813E-02	0.3330E-02	0.3501E-02	0.3103E-02
36.00	197	14	0.3327E-02	0.3564E-02	0.3090E-02	0.3233E-02	0.3405E-02	0.3010E-02
37.00	197	14	0.3327E-02	0.3564E-02	0.3090E-02	0.3139E-02	0.3312E-02	0.2920E-02
38.00	175	13	0.2955E-02	0.3178E-02	0.2732E-02	0.3048E-02	0.3222E-02	0.2832E-02
39.00	180	13	0.3040E-02	0.3266E-02	0.2813E-02	0.2959E-02	0.3135E-02	0.2746E-02
40.00	149	12	0.2516E-02	0.2722E-02	0.2310E-02	0.2872E-02	0.3050E-02	0.2662E-02
41.00	178	13	0.3006E-02	0.3231E-02	0.2780E-02	0.2787E-02	0.2966E-02	0.2580E-02
42.00	139	12	0.2347E-02	0.2546E-02	0.2148E-02	0.2704E-02	0.2885E-02	0.2500E-02
43.00	136	12	0.2297E-02	0.2493E-02	0.2100E-02	0.2622E-02	0.2805E-02	0.2421E-02
44.00	166	13	0.2803E-02	0.3021E-02	0.2586E-02	0.2542E-02	0.2727E-02	0.2344E-02
45.00	139	12	0.2347E-02	0.2546E-02	0.2148E-02	0.2464E-02	0.2650E-02	0.2268E-02
46.00	165	13	0.2786E-02	0.3003E-02	0.2569E-02	0.2387E-02	0.2574E-02	0.2193E-02
47.00	156	12	0.2634E-02	0.2845E-02	0.2423E-02	0.2311E-02	0.2500E-02	0.2120E-02
48.00	135	12	0.2280E-02	0.2476E-02	0.2083E-02	0.2236E-02	0.2426E-02	0.2048E-02
49.00	128	11	0.2128E-02	0.2317E-02	0.1938E-02	0.2163E-02	0.2354E-02	0.1978E-02
50.00	128	11	0.2141E-02	0.2352E-02	0.1970E-02	0.2091E-02	0.2283E-02	0.1908E-02
51.00	127	11	0.2145E-02	0.2335E-02	0.1954E-02	0.2021E-02	0.2212E-02	0.1840E-02
52.00	109	10	0.1841E-02	0.2017E-02	0.1664E-02	0.1952E-02	0.2143E-02	0.174E-02
53.00	129	11	0.2178E-02	0.2370E-02	0.1987E-02	0.1884E-02	0.2075E-02	0.1708E-02
54.00	124	11	0.2094E-02	0.2282E-02	0.1906E-02	0.1818E-02	0.2008E-02	0.1644E-02
55.00	100	10	0.1689E-02	0.1857E-02	0.1520E-02	0.1753E-02	0.1942E-02	0.1582E-02
56.00	98	10	0.1655E-02	0.1822E-02	0.1489E-02	0.1689E-02	0.1877E-02	0.1520E-02
57.00	91	10	0.1537E-02	0.1698E-02	0.1376E-02	0.1626E-02	0.1813E-02	0.1461E-02
58.00	84	9	0.1418E-02	0.1573E-02	0.1264E-02	0.1565E-02	0.1751E-02	0.1402E-02
59.00	76	9	0.1283E-02	0.1431E-02	0.1136E-02	0.1506E-02	0.1689E-02	0.1345E-02
60.00	78	9	0.1317E-02	0.1466E-02	0.1168E-02	0.1448E-02	0.1629E-02	0.1290E-02
61.00	61	8	0.1030E-02	0.1162E-02	0.9982E-03	0.1391E-02	0.1570E-02	0.1235E-02
62.00	74	9	0.1259E-02	0.1395E-02	0.1104E-02	0.1335E-02	0.1512E-02	0.1183E-02
63.00	65	8	0.1098E-02	0.1234E-02	0.9615E-03	0.1202E-02	0.1455E-02	0.1132E-02
64.00	82	9	0.1385E-02	0.1538E-02	0.1232E-02	0.1292E-02	0.1399E-02	0.1082E-02
65.00	59	8	0.9963E-03	0.1126E-02	0.8666E-03	0.1178E-02	0.1345E-02	0.1034E-02
66.00	70	8	0.1182E-02	0.1323E-02	0.1041E-02	0.1128E-02	0.1292E-02	0.9868E-03
67.00	67	8	0.1131E-02	0.1270E-02	0.9932E-03	0.1080E-02	0.1241E-02	0.9415E-03
68.00	58	8	0.9794E-03	0.1108E-02	0.8508E-03	0.1034E-02	0.1190E-02	0.8977E-03
69.00	55	7	0.9287E-03	0.1054E-02	0.8035E-03	0.9883E-03	0.1141E-02	0.8553E-03
70.00	54	7	0.9119E-03	0.1036E-02	0.7878E-03	0.9445E-03	0.1094E-02	0.8144E-03
71.00	43	7	0.7261E-03	0.8368E-03	0.6154E-03	0.9020E-03	0.1047E-02	0.7749E-03
72.00	46	7	0.7768E-03	0.8913E-03	0.6622E-03	0.8610E-03	0.1002E-02	0.7368E-03
73.00	52	7	0.8781E-03	0.9990E-03	0.7587E-03	0.8213E-03	0.9587E-03	0.7001E-03
74.00	55	7	0.9287E-03	0.1054E-02	0.8035E-03	0.7830E-03	0.9163E-03	0.6648E-03
75.00	29	5	0.4897E-03	0.5806E-03	0.3988E-03	0.7460E-03	0.8753E-03	0.6309E-03
76.00	45	7	0.7599E-03	0.8732E-03	0.6466E-03	0.7106E-03	0.8356E-03	0.5982E-03
77.00	49	7	0.8274E-03	0.9456E-03	0.7092E-03	0.6761E-03	0.7972E-03	0.5669E-03
78.00	45	7	0.7599E-03	0.8732E-03	0.6466E-03	0.6430E-03	0.7601E-03	0.5369E-03
79.00	33	6	0.5572E-03	0.6542E-03	0.4602E-03	0.6113E-03	0.7242E-03	0.502E-03
80.00	40	6	0.6754E-03	0.7822E-03	0.5686E-03	0.5807E-03	0.6896E-03	0.4806E-03
81.00	36	6	0.6079E-03	0.7092E-03	0.5066E-03	0.5514E-03	0.6563E-03	0.4543E-03
82.00	34	6	0.5741E-03	0.6726E-03	0.4757E-03	0.5233E-03	0.6242E-03	0.4291E-03
83.00	37	6	0.6248E-03	0.7275E-03	0.5221E-03	0.4963E-03	0.5933E-03	0.4051E-03
84.00	30	5	0.5066E-03	0.5991E-03	0.4141E-03	0.4705E-03	0.5636E-03	0.3822E-03
85.00	21	5	0.3546E-03	0.4320E-03	0.2772E-03	0.4457E-03	0.5350E-03	0.3603E-03
86.00	27	5	0.4559E-03	0.5437E-03	0.3682E-03	0.4221E-03	0.5076E-03	0.3395E-03
87.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3994E-03	0.4813E-03	0.3196E-03
88.00	24	5	0.4053E-03	0.4880E-03	0.3225E-03	0.3778E-03	0.4561E-03	0.3038E-03
89.00	22	5	0.3715E-03	0.4507E-03	0.2923E-03	0.3571E-03	0.4320E-03	0.2829E-03
90.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3374E-03	0.4089E-03	0.2659E-03
91.00	24	5	0.4053E-03	0.4880E-03	0.3225E-03	0.3186E-03	0.3868E-03	0.2497E-03
92.00	26	5	0.4390E-03	0.5251E-03	0.3529E-03	0.3007E-03	0.3657E-03	0.2344E-03
93.00	14	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.2837E-03	0.3455E-03	0.2199E-03
94.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.2675E-03	0.3263E-03	0.2062E-03
95.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.2520E-03	0.3080E-03	0.1932E-03
96.00	14	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.2374E-03	0.2905E-03	0.1809E-03
97.00	15	4	0.2533E-03	0.3187E-03	0.1879E-03	0.2235E-03	0.2739E-03	0.1649E-03
98.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.1203E-03	0.2580E-03	0.1584E-03
99.00	10	3	0.1689E-03	0.2223E-03	0.1155E-03	0.1977E-03	0.2430E-03	0.1481E-03
100.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.1859E-03	0.2237E-03	0.1393E-03
101.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.1746E-03	0.2151E-03	0.1292E-03
102.00	10	3	0.1689E-03	0.2223E-03	0.1155E-03	0.1640E-03	0.2022E-03	0.1205E-03
103.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.1539E-03</		

0.1MH CALCIUM-TARGET : UNFOLDED DEUTERON-SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES		CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES	
			VALUE	UPPER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT
2.00	560	24	0.9456E-02	0.9856E-02	0.6892E-02	0.7146E-02
3.00	496	22	0.8376E-02	0.8752E-02	0.1227E-01	0.1281E-01
4.00	499	22	0.8426E-02	0.8803E-02	0.1257E-01	0.1312E-01
5.00	465	22	0.7852E-02	0.8216E-02	0.1050E-01	0.1095E-01
6.00	518	23	0.8747E-02	0.9131E-02	0.8585E-02	0.8967E-02
7.00	441	21	0.7447E-02	0.7801E-02	0.7122E-02	0.7457E-02
8.00	324	18	0.5471E-02	0.5775E-02	0.6032E-02	0.6336E-02
9.00	249	16	0.4205E-02	0.4471E-02	0.5210E-02	0.5492E-02
10.00	212	15	0.3580E-02	0.3826E-02	0.4578E-02	0.4843E-02
11.00	213	15	0.3597E-02	0.3843E-02	0.4081E-02	0.4334E-02
12.00	169	13	0.2854E-02	0.3073E-02	0.3683E-02	0.3926E-02
13.00	164	13	0.2769E-02	0.2986E-02	0.3359E-02	0.3592E-02
14.00	173	13	0.2921E-02	0.3143E-02	0.3089E-02	0.3316E-02
15.00	149	12	0.2516E-02	0.2722E-02	0.2863E-02	0.3083E-02
16.00	146	12	0.2465E-02	0.2669E-02	0.2670E-02	0.2884E-02
17.00	132	11	0.2229E-02	0.2423E-02	0.2304E-02	0.2713E-02
18.00	109	10	0.1841E-02	0.2017E-02	0.1664E-02	0.2359E-02
19.00	129	11	0.2178E-02	0.2370E-02	0.1987E-02	0.2232E-02
20.00	111	11	0.1874E-02	0.2052E-02	0.1696E-02	0.2119E-02
21.00	112	11	0.1891E-02	0.2070E-02	0.1713E-02	0.2018E-02
22.00	116	11	0.1959E-02	0.2141E-02	0.1777E-02	0.1927E-02
23.00	102	10	0.1722E-02	0.1893E-02	0.1552E-02	0.1844E-02
24.00	82	9	0.1385E-02	0.1538E-02	0.1232E-02	0.1769E-02
25.00	106	10	0.1790E-02	0.1964E-02	0.1616E-02	0.1699E-02
26.00	88	9	0.1486E-02	0.1644E-02	0.1328E-02	0.1636E-02
27.00	112	11	0.1891E-02	0.2070E-02	0.1713E-02	0.1744E-02
28.00	98	9	0.1486E-02	0.1644E-02	0.1328E-02	0.1521E-02
29.00	88	10	0.1655E-02	0.1822E-02	0.1488E-02	0.1469E-02
30.00	83	9	0.1402E-02	0.1555E-02	0.1248E-02	0.1419E-02
31.00	91	10	0.1537E-02	0.1698E-02	0.1376E-02	0.1373E-02
32.00	69	8	0.1165E-02	0.1305E-02	0.1025E-02	0.1329E-02
33.00	79	9	0.1334E-02	0.1484E-02	0.1184E-02	0.1287E-02
34.00	82	9	0.1385E-02	0.1538E-02	0.1232E-02	0.1246E-02
35.00	82	9	0.1385E-02	0.1538E-02	0.1232E-02	0.1208E-02
36.00	65	8	0.1098E-02	0.1234E-02	0.9615E-03	0.1170E-02
37.00	65	8	0.1098E-02	0.1234E-02	0.9615E-03	0.1134E-02
38.00	70	8	0.1182E-02	0.1320E-02	0.1041E-02	0.1271E-02
39.00	72	8	0.1216E-02	0.1359E-02	0.1073E-02	0.1099E-02
40.00	76	8	0.1283E-02	0.1431E-02	0.1066E-02	0.1196E-02
41.00	45	7	0.7599E-03	0.8732E-03	0.6466E-03	0.1033E-02
42.00	76	9	0.1283E-02	0.1431E-02	0.1136E-02	0.1161E-02
43.00	78	8	0.1317E-02	0.1466E-02	0.1168E-02	0.1266E-02
44.00	58	8	0.9794E-03	0.1108E-02	0.8508E-03	0.1092E-02
45.00	42	6	0.7092E-03	0.8187E-03	0.5998E-03	0.1059E-02
46.00	58	8	0.9794E-03	0.1108E-02	0.8508E-03	0.1027E-02
47.00	57	8	0.9625E-03	0.1090E-02	0.8350E-03	0.9949E-03
48.00	44	7	0.7430E-03	0.8550E-03	0.6310E-03	0.9639E-03
49.00	36	6	0.6079E-03	0.7092E-03	0.5066E-03	0.9336E-03
50.00	53	7	0.8950E-03	0.1018E-02	0.7420E-03	0.9038E-03
51.00	48	7	0.8105E-03	0.9275E-03	0.6935E-03	0.8747E-03
52.00	38	6	0.6417E-03	0.7458E-03	0.5376E-03	0.8461E-03
53.00	44	7	0.7430E-03	0.8550E-03	0.6310E-03	0.8180E-03
54.00	34	6	0.5741E-03	0.6726E-03	0.4757E-03	0.7905E-03
55.00	30	5	0.6586E-03	0.7640E-03	0.5531E-03	0.7635E-03
56.00	26	5	0.4390E-03	0.5251E-03	0.3529E-03	0.7370E-03
57.00	21	5	0.3546E-03	0.4320E-03	0.2772E-03	0.7111E-03
58.00	25	5	0.4222E-03	0.5066E-03	0.3977E-03	0.6856E-03
59.00	21	5	0.3546E-03	0.4320E-03	0.2772E-03	0.6607E-03
60.00	30	5	0.5066E-03	0.5991E-03	0.4414E-03	0.5899E-03
61.00	26	5	0.4390E-03	0.5251E-03	0.3529E-03	0.5889E-03
62.00	23	5	0.3884E-03	0.4694E-03	0.3074E-03	0.5666E-03
63.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.4660E-03
64.00	32	6	0.5404E-03	0.6359E-03	0.4448E-03	0.5217E-03
65.00	21	5	0.3546E-03	0.4320E-03	0.2772E-03	0.5003E-03
66.00	30	5	0.5066E-03	0.5991E-03	0.4414E-03	0.4794E-03
67.00	23	5	0.3884E-03	0.4694E-03	0.3074E-03	0.4590E-03
68.00	14	4	0.4390E-03	0.5251E-03	0.3529E-03	0.4392E-03
69.00	14	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.4199E-03
70.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.4011E-03
71.00	25	5	0.4222E-03	0.5066E-03	0.3377E-03	0.3528E-03
72.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.3651E-03
73.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.3478E-03
74.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.3311E-03
75.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.2576E-03
76.00	14	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.2435E-03
77.00	10	3	0.1689E-03	0.2223E-03	0.1155E-03	0.2299E-03
78.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.2168E-03
79.00	15	4	0.2533E-03	0.3187E-03	0.1879E-03	0.2695E-03
80.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.2042E-03
81.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.1921E-03
82.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.2287E-03
83.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.1695E-03
84.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.1487E-03
85.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.1390E-03
86.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.1924E-03
87.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.1706E-03
88.00	6	2	0.1013E-03	0.1427E-03	0.5995E-04	0.1604E-03
89.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.1507E-03
90.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.1048E-03
91.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.1325E-03
92.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.1241E-03
93.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.1160E-03
94.00	6	2	0.1013E-03	0.1427E-03	0.5995E-04	0.1084E-03
95.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.1012E-03
96.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.9432E-04
97.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.8783E-04
98.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.8170E-04
99.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.7591E-04
100.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.4691E-04
101.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.3579E-04
102.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.5992E-04
103.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.3260E-04
104.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.2965E-04
105.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.4392E-04

THE PRODUCTION RATE FROM THE AVERAGE ENRGY BETWEEN

1.5 MEV TO 105.5 MEV IS 0.1543E+00 PARICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.1559E+00 LOWER LIMIT 0.1527E+00. 1.5 MEV AND 105.5 MEV IS 19.6 MEV, UPPER LIMIT 18.1 MEV, LOWER LIMIT 21.3 MEV.

0.1MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED TRITON-SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
2.00	422	21	0.7126E-02	0.7473E-02	0.6779E-02	0.2063E-01	0.2083E-01	0.1967E-01
3.00	246	16	0.4154E-02	0.4419E-02	0.3889E-02	0.1114E-01	0.1161E-01	0.1058E-01
4.00	209	14	0.3529E-02	0.3773E-02	0.3285E-02	0.6667E-02	0.7137E-02	0.6300E-02
5.00	195	14	0.3293E-02	0.3529E-02	0.3057E-02	0.4592E-02	0.4937E-02	0.4304E-02
6.00	143	12	0.2415E-02	0.2617E-02	0.2213E-02	0.3450E-02	0.3713E-02	0.3206E-02
7.00	160	13	0.2702E-02	0.2915E-02	0.2488E-02	0.2754E-02	0.2968E-02	0.2538E-02
8.00	141	12	0.2381E-02	0.2581E-02	0.2180E-02	0.2284E-02	0.2467E-02	0.2087E-02
9.00	84	9	0.1418E-02	0.1573E-02	0.1264E-02	0.1946E-02	0.2109E-02	0.1744E-02
10.00	65	8	0.1098E-02	0.1234E-02	0.9615E-03	0.1692E-02	0.1842E-02	0.1523E-02
11.00	80	9	0.1351E-02	0.1502E-02	0.1200E-02	0.1495E-02	0.1636E-02	0.1336E-02
12.00	55	7	0.9287E-03	0.1054E-02	0.8035E-03	0.1339E-02	0.1472E-02	0.1188E-02
13.00	57	8	0.9625E-03	0.1090E-02	0.8350E-03	0.1211E-02	0.1339E-02	0.1067E-02
14.00	60	8	0.1013E-02	0.1144E-02	0.8824E-03	0.1105E-02	0.1229E-02	0.9676E-03
15.00	54	7	0.9119E-03	0.1036E-02	0.7878E-03	0.1016E-02	0.1137E-02	0.8840E-03
16.00	43	7	0.7261E-03	0.8368E-03	0.6154E-03	0.9398E-03	0.1058E-02	0.8129E-03
17.00	45	7	0.7599E-03	0.8732E-03	0.6466E-03	0.8740E-03	0.9895E-03	0.7517E-03
18.00	47	7	0.7937E-03	0.9094E-03	0.6779E-03	0.8167E-03	0.9300E-03	0.6985E-03
19.00	39	6	0.6586E-03	0.7640E-03	0.5531E-03	0.7663E-03	0.8776E-03	0.6519E-03
20.00	36	6	0.6079E-03	0.7092E-03	0.5066E-03	0.7215E-03	0.8310E-03	0.6107E-03
21.00	38	6	0.6417E-03	0.7458E-03	0.5376E-03	0.6816E-03	0.7892E-03	0.5740E-03
22.00	33	6	0.5572E-03	0.6542E-03	0.4602E-03	0.6457E-03	0.7516E-03	0.5412E-03
23.00	33	6	0.5572E-03	0.6542E-03	0.4602E-03	0.6132E-03	0.7174E-03	0.5116E-03
24.00	38	6	0.6417E-03	0.7458E-03	0.5376E-03	0.5837E-03	0.6862E-03	0.4847E-03
25.00	42	6	0.7092E-03	0.8187E-03	0.5998E-03	0.5567E-03	0.6575E-03	0.4603E-03
26.00	30	5	0.5066E-03	0.5991E-03	0.4141E-03	0.5319E-03	0.6311E-03	0.4380E-03
27.00	32	6	0.5404E-03	0.6359E-03	0.4448E-03	0.5091E-03	0.6066E-03	0.4174E-03
28.00	31	6	0.5235E-03	0.6175E-03	0.4295E-03	0.4879E-03	0.5838E-03	0.3985E-03
29.00	37	6	0.6248E-03	0.7275E-03	0.5221E-03	0.4663E-03	0.5624E-03	0.3809E-03
30.00	24	5	0.4053E-03	0.4880E-03	0.3225E-03	0.4499E-03	0.5423E-03	0.3646E-03
31.00	32	6	0.5404E-03	0.6359E-03	0.4448E-03	0.4328E-03	0.5234E-03	0.3494E-03
32.00	27	5	0.4559E-03	0.5437E-03	0.3682E-03	0.4166E-03	0.5055E-03	0.3352E-03
33.00	28	5	0.4728E-03	0.5622E-03	0.3835E-03	0.4014E-03	0.4885E-03	0.3218E-03
34.00	18	4	0.3040E-03	0.3756E-03	0.2323E-03	0.3871E-03	0.4724E-03	0.3092E-03
35.00	27	5	0.4559E-03	0.5437E-03	0.3682E-03	0.3734E-03	0.4569E-03	0.2973E-03
36.00	24	5	0.4053E-03	0.4880E-03	0.3225E-03	0.3605E-03	0.4422E-03	0.2860E-03
37.00	15	4	0.2533E-03	0.3187E-03	0.1879E-03	0.3482E-03	0.4280E-03	0.2753E-03
38.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3364E-03	0.4143E-03	0.2652E-03
39.00	20	4	0.3377E-03	0.4132E-03	0.2622E-03	0.3251E-03	0.4011E-03	0.2554E-03
40.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.3142E-03	0.3884E-03	0.2461E-03
41.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3038E-03	0.3761E-03	0.2372E-03
42.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.2937E-03	0.3641E-03	0.2286E-03
43.00	18	4	0.3040E-03	0.3756E-03	0.2323E-03	0.2840E-03	0.3525E-03	0.2204E-03
44.00	21	5	0.3546E-03	0.4320E-03	0.2772E-03	0.2746E-03	0.3412E-03	0.2124E-03
45.00	16	4	0.2702E-03	0.3377E-03	0.2026E-03	0.2654E-03	0.3302E-03	0.2047E-03
46.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.2566E-03	0.3195E-03	0.1972E-03
47.00	14	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.2479E-03	0.3090E-03	0.1900E-03
48.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.2395E-03	0.2987E-03	0.1830E-03
49.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.2313E-03	0.2887E-03	0.1761E-03
50.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.2233E-03	0.2789E-03	0.1695E-03
51.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.2155E-03	0.2693E-03	0.1630E-03
52.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.2078E-03	0.2599E-03	0.1566E-03
53.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.2003E-03	0.2507E-03	0.1505E-03
54.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.1930E-03	0.2416E-03	0.1444E-03
55.00	14	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.1857E-03	0.2327E-03	0.1385E-03
56.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.1786E-03	0.2240E-03	0.1327E-03
57.00	6	2	0.1013E-03	0.1427E-03	0.5995E-04	0.1717E-03	0.2154E-03	0.1270E-03
58.00	10	3	0.1689E-03	0.2223E-03	0.1155E-03	0.1649E-03	0.2070E-03	0.1215E-03
59.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.1581E-03	0.1988E-03	0.1161E-03
60.00	10	3	0.1689E-03	0.2223E-03	0.1155E-03	0.1516E-03	0.1907E-03	0.1107E-03
61.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.1451E-03	0.1828E-03	0.1055E-03
62.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.1388E-03	0.1751E-03	0.1005E-03
63.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.1326E-03	0.1675E-03	0.9550E-04
64.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.1265E-03	0.1602E-03	0.9066E-04
65.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.1205E-03	0.1529E-03	0.8593E-04
66.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.1147E-03	0.1459E-03	0.8132E-04
67.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.1090E-03	0.1390E-03	0.7684E-04
68.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.1034E-03	0.1323E-03	0.7247E-04
69.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.9797E-04	0.1257E-03	0.6823E-04
70.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.9268E-04	0.1194E-03	0.6413E-04
71.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.8753E-04	0.1132E-03	0.6015E-04
72.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.8252E-04	0.1072E-03	0.5630E-04
73.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.7767E-04	0.1014E-03	0.5259E-04
74.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.7296E-04	0.9579E-04	0.4902E-04
75.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.6841E-04	0.9036E-04	0.4558E-04
76.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.6403E-04	0.8512E-04	0.4229E-04
77.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.5980E-04	0.8007E-04	0.3914E-04
78.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.5573E-04	0.7520E-04	0.3614E-04
79.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.5183E-04	0.7053E-04	0.3327E-04
80.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.4809E-04	0.6604E-04	0.3056E-04
81.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.4452E-04	0.6175E-04	0.2798E-04
82.00						0.4112E-04	0.5764E-04	0.2555E-04
83.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.3789E-04	0.5371E-04	0.2326E-04
84.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.3482E-04	0.4997E-04	0.2112E-04
85.00						0.3192E-04	0.4642E-04	0.1911E-04
86.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.2918E-04	0.4304E-04	0.1723E-04
87.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.2661E-04	0.3983E-04	0.1549E-04
88.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.2419E-04	0.3680E-04	0.1387E-04
89.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.2193E-04	0.3394E-04	0.1238E-04

THE PRODUCTION RATE FROM 1.5 MEV TO 89.5 MEV IS 0.8186E-01 PARICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.8295E-01 LOWER LIMIT 0.8042E-01.
 THE AVERAGE ENERGY BETWEEN 1.5 MEV AND 89.5 MEV IS 12.3 MEV, UPPER LIMIT 11.3 MEV, LOWER LIMIT 13.7 MEV.

0.144 CALCIUM-TARGET : UNFOLDED HELIUM-3 SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
9.00	38	6	0.6417E-03	0.7458E-03	0.5376E-03	0.8472E-03	0.8849E-03	0.7511E-03
10.00	40	6	0.6754E-03	0.7822E-03	0.5686E-03	0.8494E-03	0.9345E-03	0.7363E-03
11.00	33	6	0.5572E-03	0.6542E-03	0.4602E-03	0.8267E-03	0.9412E-03	0.7041E-03
12.00	28	5	0.4728E-03	0.5622E-03	0.3835E-03	0.7760E-03	0.9019E-03	0.6518E-03
13.00	31	6	0.5235E-03	0.6175E-03	0.4295E-03	0.7148E-03	0.8418E-03	0.5935E-03
14.00	23	5	0.3884E-03	0.4694E-03	0.3074E-03	0.6521E-03	0.7747E-03	0.5359E-03
15.00	33	6	0.5572E-03	0.6542E-03	0.4602E-03	0.5921E-03	0.7079E-03	0.4823E-03
16.00	25	5	0.4222E-03	0.5066E-03	0.3377E-03	0.5369E-03	0.6448E-03	0.4336E-03
17.00	20	4	0.3377E-03	0.4132E-03	0.2622E-03	0.4872E-03	0.5872E-03	0.3906E-03
18.00	18	4	0.3043E-03	0.3756E-03	0.2323E-03	0.4429E-03	0.5355E-03	0.3526E-03
19.00	23	5	0.3884E-03	0.4694E-03	0.3074E-03	0.4035E-03	0.4891E-03	0.3191E-03
20.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3685E-03	0.4478E-03	0.2895E-03
21.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3373E-03	0.4110E-03	0.2634E-03
22.00	17	4	0.2871E-03	0.3567E-03	0.2174E-03	0.3096E-03	0.3782E-03	0.2403E-03
23.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.2849E-03	0.3489E-03	0.2199E-03
24.00	18	4	0.3043E-03	0.3756E-03	0.2323E-03	0.2628E-03	0.3228E-03	0.2017E-03
25.00	10	3	0.1689E-03	0.2222E-03	0.1155E-03	0.2431E-03	0.2994E-03	0.1855E-03
26.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.2253E-03	0.2783E-03	0.1711E-03
27.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.2094E-03	0.2594E-03	0.1591E-03
28.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.1949E-03	0.2424E-03	0.1465E-03
29.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.9733E-04	0.1819E-03	0.2269E-03	0.1360E-03
30.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.1700E-03	0.2128E-03	0.1265E-03
31.00	6	2	0.1013E-03	0.1427E-03	0.5995E-04	0.1592E-03	0.2000E-03	0.1178E-03
32.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.1493E-03	0.1882E-03	0.1100E-03
33.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.1402E-03	0.1775E-03	0.1028E-03
34.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.1319E-03	0.1676E-03	0.9226E-04
35.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.1243E-03	0.1586E-03	0.9026E-04
36.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.1172E-03	0.1502E-03	0.8475E-04
37.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.1107E-03	0.1425E-03	0.7969E-04
38.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.1047E-03	0.1353E-03	0.7502E-04
39.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.9912E-04	0.1287E-03	0.7070E-04
40.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.9396E-04	0.1225E-03	0.6672E-04
41.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.8913E-04	0.1168E-03	0.6331E-04
42.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.8468E-04	0.1115E-03	0.5960E-04
43.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.8046E-04	0.1064E-03	0.5638E-04
44.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.7661E-04	0.1018E-03	0.5345E-04
45.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.7290E-04	0.9733E-04	0.5064E-04
46.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.6955E-04	0.9330E-04	0.4811E-04
47.00	8	3	0.1351E-03	0.1829E-03	0.8733E-04	0.6627E-04	0.8935E-04	0.4563E-04
48.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.6333E-04	0.8580E-04	0.4344E-04
49.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.6042E-04	0.8229E-04	0.4125E-04
50.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.5784E-04	0.7915E-04	0.3933E-04
51.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.5523E-04	0.7599E-04	0.3739E-04
52.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.5295E-04	0.7321E-04	0.3570E-04
53.00						0.5060E-04	0.7035E-04	0.3395E-04
54.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.4858E-04	0.6787E-04	0.3247E-04

THE PRODUCTION RATE FROM 8.5 MEV TO 54.5 MEV IS 0.1207E-01 PARTICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.1253E-01 LOWER LIMIT 0.1164E-01.
 THE AVERAGE ENERGY BETWEEN 8.5 MEV AND 54.5 MEV IS 20.6 MEV, UPPER LIMIT 17.1 MEV, LOWER LIMIT 25.8 MEV.

0.1MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED HELIUM-4 SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
2.00	815	29	0.1376E-01	0.1424E-01	0.1328E-01	0.2497E-01	0.2866E-01	0.2447E-01
3.00	848	29	0.1432E-01	0.1481E-01	0.1383E-01	0.2389E-01	0.2452E-01	0.2263E-01
4.00	927	30	0.1565E-01	0.1617E-01	0.1514E-01	0.3161E-01	0.3211E-01	0.3042E-01
5.00	845	29	0.1427E-01	0.1476E-01	0.1378E-01	0.3865E-01	0.4003E-01	0.3771E-01
6.00	702	26	0.1185E-01	0.1230E-01	0.1141E-01	0.3569E-01	0.3703E-01	0.3476E-01
7.00	594	24	0.1003E-01	0.1044E-01	0.9619E-02	0.2936E-01	0.3042E-01	0.2847E-01
8.00	538	23	0.9085E-02	0.9476E-02	0.8693E-02	0.2310E-01	0.2390E-01	0.2229E-01
9.00	416	20	0.7025E-02	0.7369E-02	0.6680E-02	0.1795E-01	0.1858E-01	0.1725E-01
10.00	380	19	0.6417E-02	0.6746E-02	0.6088E-02	0.1396E-01	0.1448E-01	0.1337E-01
11.00	317	18	0.5353E-02	0.5654E-02	0.5052E-02	0.1094E-01	0.1139E-01	0.1044E-01
12.00	288	17	0.4863E-02	0.5150E-02	0.4577E-02	0.0686E-02	0.9075E-02	0.8248E-02
13.00	198	14	0.3343E-02	0.3581E-02	0.3106E-02	0.6975E-02	0.7325E-02	0.6594E-02
14.00	170	13	0.2871E-02	0.3091E-02	0.2650E-02	0.5666E-02	0.5985E-02	0.5332E-02
15.00	156	12	0.2634E-02	0.2845E-02	0.2423E-02	0.4655E-02	0.4947E-02	0.4358E-02
16.00	126	11	0.2128E-02	0.2317E-02	0.1938E-02	0.3865E-02	0.4135E-02	0.3599E-02
17.00	126	11	0.2128E-02	0.2317E-02	0.1938E-02	0.3245E-02	0.3495E-02	0.3004E-02
18.00	101	10	0.1706E-02	0.1875E-02	0.1536E-02	0.2749E-02	0.2981E-02	0.2529E-02
19.00	106	10	0.1790E-02	0.1964E-02	0.1616E-02	0.2348E-02	0.2563E-02	0.2146E-02
20.00	97	10	0.1638E-02	0.1804E-02	0.1472E-02	0.2020E-02	0.2221E-02	0.1833E-02
21.00	84	9	0.1418E-02	0.1573E-02	0.1264E-02	0.1750E-02	0.1937E-02	0.1577E-02
22.00	70	8	0.1182E-02	0.1323E-02	0.1041E-02	0.1525E-02	0.1700E-02	0.1364E-02
23.00	63	8	0.1064E-02	0.1198E-02	0.9298E-03	0.1337E-02	0.1501E-02	0.1187E-02
24.00	51	7	0.8612E-03	0.9818E-03	0.7406E-03	0.1179E-02	0.1332E-02	0.1038E-02
25.00	50	7	0.8443E-03	0.9637E-03	0.7249E-03	0.1045E-02	0.1188E-02	0.9125E-03
26.00	37	6	0.6248E-03	0.7275E-03	0.5221E-03	0.9298E-03	0.1064E-02	0.8053E-03
27.00	39	6	0.6586E-03	0.7640E-03	0.5531E-03	0.8308E-03	0.9568E-03	0.7134E-03
28.00	31	6	0.5235E-03	0.6175E-03	0.4295E-03	0.7451E-03	0.8634E-03	0.6342E-03
29.00	27	5	0.4559E-03	0.5437E-03	0.3682E-03	0.6705E-03	0.7817E-03	0.5657E-03
30.00	26	5	0.4390E-03	0.5251E-03	0.3529E-03	0.6054E-03	0.7099E-03	0.5062E-03
31.00	20	4	0.3377E-03	0.4132E-03	0.2622E-03	0.5482E-03	0.6466E-03	0.4542E-03
32.00	21	5	0.3546E-03	0.4320E-03	0.2772E-03	0.4978E-03	0.5904E-03	0.4086E-03
33.00	18	4	0.3040E-03	0.3756E-03	0.2323E-03	0.4533E-03	0.5406E-03	0.3686E-03
34.00	18	4	0.3040E-03	0.3756E-03	0.2323E-03	0.4138E-03	0.4961E-03	0.3333E-03
35.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.3786E-03	0.4563E-03	0.3020E-03
36.00	26	5	0.4390E-03	0.5251E-03	0.3529E-03	0.3472E-03	0.4205E-03	0.2743E-03
37.00	19	4	0.3208E-03	0.3944E-03	0.2472E-03	0.3190E-03	0.3884E-03	0.2496E-03
38.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.2937E-03	0.3593E-03	0.2276E-03
39.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.2709E-03	0.3329E-03	0.2078E-03
40.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.2503E-03	0.3090E-03	0.1901E-03
41.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.2315E-03	0.2872E-03	0.1741E-03
42.00	15	4	0.2533E-03	0.3187E-03	0.1879E-03	0.2146E-03	0.2673E-03	0.1597E-03
43.00	9	3	0.1520E-03	0.2026E-03	0.1013E-03	0.1991E-03	0.2491E-03	0.1467E-03
44.00	4	4	0.2364E-03	0.2996E-03	0.1732E-03	0.1850E-03	0.2324E-03	0.1349E-03
45.00	12	3	0.2026E-03	0.2611E-03	0.1441E-03	0.1721E-03	0.2171E-03	0.1242E-03
46.00	10	3	0.1689E-03	0.2223E-03	0.1155E-03	0.1603E-03	0.2030E-03	0.1145E-03
47.00	13	4	0.2195E-03	0.2804E-03	0.1586E-03	0.1495E-03	0.1901E-03	0.1057E-03
48.00	11	3	0.1857E-03	0.2418E-03	0.1297E-03	0.1395E-03	0.1781E-03	0.9765E-04
49.00	6	2	0.1013E-03	0.1427E-03	0.5995E-04	0.1304E-03	0.1671E-03	0.9029E-04
50.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.1220E-03	0.1568E-03	0.8357E-04
51.00	6	2	0.1013E-03	0.1427E-03	0.5995E-04	0.1142E-03	0.1474E-03	0.7741E-04
52.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.1070E-03	0.1386E-03	0.7177E-04
53.00	7	3	0.1182E-03	0.1629E-03	0.7353E-04	0.1003E-03	0.1304E-03	0.6658E-04
54.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.9420E-04	0.1229E-03	0.6184E-04
55.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.8844E-04	0.1158E-03	0.5742E-04
56.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.8320E-04	0.1092E-03	0.5344E-04
57.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.7817E-04	0.1030E-03	0.4964E-04
58.00	5	2	0.8443E-04	0.1222E-03	0.4667E-04	0.7369E-04	0.9738E-04	0.4629E-04
59.00	4	2	0.6754E-04	0.1013E-03	0.3377E-04	0.6927E-04	0.9185E-04	0.4531E-04
60.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.6543E-04	0.8701E-04	0.4019E-04
61.00	3	2	0.5066E-04	0.7991E-04	0.2141E-04	0.6153E-04	0.8209E-04	0.3732E-04
62.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.5823E-04	0.7790E-04	0.3495E-04
63.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.5476E-04	0.7351E-04	0.3245E-04
64.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.5191E-04	0.6986E-04	0.3043E-04
65.00	2	1	0.3377E-04	0.5765E-04	0.1689E-04	0.4883E-04	0.6594E-04	0.2824E-04
66.00	2	1	0.1689E-04	0.3377E-04	0.1689E-04	0.4635E-04	0.6274E-04	0.2652E-04

THE PRODUCTION RATE FROM 1.5 MEV TO 66.5 MEV IS 0.3080E+00 PARTICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.3127E+00 LOWER LIMIT 0.3051E+00.
 THE AVERAGE ENRGY BETWEEN 1.5 MEV AND 66.5 MEV IS 8.4 MEV, UPPER LIMIT 8.0 MEV, LOWER LIMIT 8.8 MEV.

1.3MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED PROTON-SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
6.00	4240	65	0.2387E-01	0.2423E-01	0.2350E-01	0.1057E+00	0.1083E+00	0.1029E+00
7.00	3682	61	0.2072E-01	0.2107E-01	0.2038E-01	0.7980E-01	0.8091E-01	0.7869E-01
8.00	2790	53	0.1570E-01	0.1600E-01	0.1541E-01	0.5783E-01	0.5832E-01	0.5736E-01
9.00	2133	46	0.1201E-01	0.1227E-01	0.1175E-01	0.3975E-01	0.4023E-01	0.3927E-01
10.00	2001	45	0.1126E-01	0.1151E-01	0.1101E-01	0.2832E-01	0.2880E-01	0.2783E-01
11.00	1822	43	0.1026E-01	0.1050E-01	0.1002E-01	0.2129E-01	0.2173E-01	0.2084E-01
12.00	1577	40	0.8877E-02	0.9100E-02	0.8653E-02	0.1686E-01	0.1726E-01	0.1646E-01
13.00	1490	39	0.8387E-02	0.8604E-02	0.8170E-02	0.1395E-01	0.1431E-01	0.1359E-01
14.00	1399	37	0.7875E-02	0.8085E-02	0.7664E-02	0.1195E-01	0.1227E-01	0.1163E-01
15.00	1249	35	0.7030E-02	0.7229E-02	0.6831E-02	0.1052E-01	0.1080E-01	0.1023E-01
16.00	1218	35	0.6856E-02	0.7052E-02	0.6659E-02	0.9451E-02	0.9710E-02	0.9193E-02
17.00	1163	34	0.6546E-02	0.6738E-02	0.6354E-02	0.8627E-02	0.8865E-02	0.8390E-02
18.00	1094	33	0.6158E-02	0.6344E-02	0.5972E-02	0.7968E-02	0.8190E-02	0.7748E-02
19.00	1077	33	0.6062E-02	0.6247E-02	0.5877E-02	0.7426E-02	0.7634E-02	0.7219E-02
20.00	961	31	0.5409E-02	0.5584E-02	0.5235E-02	0.6969E-02	0.7167E-02	0.6772E-02
21.00	921	30	0.5184E-02	0.5355E-02	0.5013E-02	0.6576E-02	0.6766E-02	0.6388E-02
22.00	880	30	0.4953E-02	0.5120E-02	0.4786E-02	0.6232E-02	0.6415E-02	0.6050E-02
23.00	874	30	0.4920E-02	0.5084E-02	0.4753E-02	0.5924E-02	0.6102E-02	0.5747E-02
24.00	904	30	0.5088E-02	0.5258E-02	0.4919E-02	0.5646E-02	0.5820E-02	0.5479E-02
25.00	821	29	0.4621E-02	0.4782E-02	0.4460E-02	0.5393E-02	0.5563E-02	0.5222E-02
26.00	735	27	0.4137E-02	0.4290E-02	0.3985E-02	0.5159E-02	0.5326E-02	0.4991E-02
27.00	730	27	0.4109E-02	0.4261E-02	0.3957E-02	0.4942E-02	0.5107E-02	0.4776E-02
28.00	706	27	0.3974E-02	0.4123E-02	0.3824E-02	0.4740E-02	0.4902E-02	0.4575E-02
29.00	682	26	0.3839E-02	0.3986E-02	0.3692E-02	0.4551E-02	0.4711E-02	0.4388E-02
30.00	703	27	0.3957E-02	0.4106E-02	0.3808E-02	0.4372E-02	0.4531E-02	0.4212E-02
31.00	659	26	0.3709E-02	0.3854E-02	0.3565E-02	0.4204E-02	0.4361E-02	0.4045E-02
32.00	637	25	0.3586E-02	0.3728E-02	0.3443E-02	0.4044E-02	0.4200E-02	0.3887E-02
33.00	611	25	0.3439E-02	0.3578E-02	0.3300E-02	0.3893E-02	0.4046E-02	0.3737E-02
34.00	611	25	0.3439E-02	0.3578E-02	0.3300E-02	0.3749E-02	0.3900E-02	0.3595E-02
35.00	592	24	0.3332E-02	0.3469E-02	0.3195E-02	0.3611E-02	0.3761E-02	0.3460E-02
36.00	601	25	0.3383E-02	0.3521E-02	0.3245E-02	0.3480E-02	0.3628E-02	0.3331E-02
37.00	543	23	0.3056E-02	0.3188E-02	0.2925E-02	0.3355E-02	0.3500E-02	0.3207E-02
38.00	523	23	0.2944E-02	0.3073E-02	0.2815E-02	0.3234E-02	0.3378E-02	0.3094E-02
39.00	557	24	0.3135E-02	0.3268E-02	0.3002E-02	0.3119E-02	0.3261E-02	0.2977E-02
40.00	497	22	0.2797E-02	0.2923E-02	0.2672E-02	0.3009E-02	0.3148E-02	0.2869E-02
41.00	454	21	0.2555E-02	0.2675E-02	0.2436E-02	0.2903E-02	0.3040E-02	0.2766E-02
42.00	492	22	0.2769E-02	0.2894E-02	0.2644E-02	0.2801E-02	0.2935E-02	0.2667E-02
43.00	435	21	0.2448E-02	0.2566E-02	0.2311E-02	0.2703E-02	0.2835E-02	0.2572E-02
44.00	395	20	0.2235E-02	0.2335E-02	0.2111E-02	0.2609E-02	0.2738E-02	0.2480E-02
45.00	378	21	0.2432E-02	0.2549E-02	0.2315E-02	0.2518E-02	0.2644E-02	0.2392E-02
46.00	432	19	0.2128E-02	0.2237E-02	0.2016E-02	0.2430E-02	0.2554E-02	0.2307E-02
47.00	402	20	0.2263E-02	0.2376E-02	0.2150E-02	0.2346E-02	0.2467E-02	0.2225E-02
48.00	349	19	0.1964E-02	0.2070E-02	0.1859E-02	0.2264E-02	0.2382E-02	0.2146E-02
49.00	345	19	0.1942E-02	0.2046E-02	0.1837E-02	0.2185E-02	0.2300E-02	0.2070E-02
50.00	345	19	0.1942E-02	0.2046E-02	0.1837E-02	0.2108E-02	0.2221E-02	0.1996E-02
51.00	323	18	0.1818E-02	0.1919E-02	0.1717E-02	0.2034E-02	0.2144E-02	0.1925E-02
52.00	322	18	0.1812E-02	0.1913E-02	0.1711E-02	0.1962E-02	0.2070E-02	0.1856E-02
53.00	325	18	0.1829E-02	0.1931E-02	0.1728E-02	0.1893E-02	0.1998E-02	0.1789E-02
54.00	344	19	0.1936E-02	0.2041E-02	0.1832E-02	0.1825E-02	0.1928E-02	0.1724E-02
55.00	304	17	0.1711E-02	0.1809E-02	0.1613E-02	0.1760E-02	0.1860E-02	0.1661E-02
56.00	253	16	0.1424E-02	0.1514E-02	0.1335E-02	0.1696E-02	0.1794E-02	0.1600E-02
57.00	272	16	0.1531E-02	0.1624E-02	0.1438E-02	0.1634E-02	0.1730E-02	0.1541E-02
58.00	281	17	0.1582E-02	0.1676E-02	0.1487E-02	0.1574E-02	0.1667E-02	0.1483E-02
59.00	243	16	0.1368E-02	0.1456E-02	0.1280E-02	0.1516E-02	0.1607E-02	0.1427E-02
60.00	244	16	0.1373E-02	0.1461E-02	0.1285E-02	0.1459E-02	0.1548E-02	0.1373E-02
61.00	237	15	0.1334E-02	0.1421E-02	0.1247E-02	0.1404E-02	0.1490E-02	0.1320E-02
62.00	203	14	0.1143E-02	0.1223E-02	0.1062E-02	0.1350E-02	0.1434E-02	0.1268E-02
63.00	218	15	0.1227E-02	0.1310E-02	0.1144E-02	0.1298E-02	0.1380E-02	0.1218E-02
64.00	186	14	0.1047E-02	0.1124E-02	0.9702E-03	0.1247E-02	0.1327E-02	0.1169E-02
65.00	219	15	0.1233E-02	0.1316E-02	0.1149E-02	0.1198E-02	0.1276E-02	0.1121E-02
66.00	202	14	0.1137E-02	0.1217E-02	0.1057E-02	0.1150E-02	0.1226E-02	0.1075E-02
67.00	203	14	0.1143E-02	0.1223E-02	0.1062E-02	0.1103E-02	0.1177E-02	0.1030E-02
68.00	169	13	0.9513E-03	0.1024E-02	0.8097E-03	0.1029E-02	0.1130E-02	0.9858E-03
69.00	172	13	0.9481E-03	0.1042E-02	0.8943E-03	0.1013E-02	0.1084E-02	0.9430E-03
70.00	167	13	0.9400E-03	0.1013E-02	0.8673E-03	0.9700E-03	0.1039E-02	0.9013E-03
71.00	166	13	0.9344E-03	0.1007E-02	0.8618E-03	0.9280E-03	0.9957E-03	0.8608E-03
72.00	160	13	0.9006E-03	0.9718E-03	0.8294E-03	0.8872E-03	0.9534E-03	0.8214E-03
73.00	150	12	0.8443E-03	0.9132E-03	0.7754E-03	0.8475E-03	0.9122E-03	0.7830E-03
74.00	148	12	0.8331E-03	0.9015E-03	0.7646E-03	0.8090E-03	0.8722E-03	0.7458E-03
75.00	128	11	0.7205E-03	0.7842E-03	0.6568E-03	0.7715E-03	0.8333E-03	0.7096E-03
76.00	119	11	0.6698E-03	0.7312E-03	0.6044E-03	0.7352E-03	0.7956E-03	0.6745E-03
77.00	109	10	0.6135E-03	0.6723E-03	0.5548E-03	0.6999E-03	0.7589E-03	0.6404E-03
78.00	102	10	0.5741E-03	0.6310E-03	0.5173E-03	0.6656E-03	0.7234E-03	0.6073E-03
79.00	112	11	0.6304E-03	0.6900E-03	0.5708E-03	0.6325E-03	0.6889E-03	0.5753E-03
80.00	93	10	0.5235E-03	0.5778E-03	0.4692E-03	0.6003E-03	0.6555E-03	0.5443E-03
81.00	83	9	0.4672E-03	0.5185E-03	0.4159E-03	0.5692E-03	0.6232E-03	0.5143E-03
82.00	92	10	0.5178E-03	0.5718E-03	0.4639E-03	0.5391E-03	0.5919E-03	0.4853E-03
83.00	83	9	0.4672E-03	0.5185E-03	0.4159E-03	0.5100E-03	0.5616E-03	0.4574E-03
84.00	81	9	0.4559E-03	0.5066E-03	0.4053E-03	0.4820E-03	0.5323E-03	0.4305E-03
85.00	68	8	0.3828E-03	0.4292E-03	0.3363E-03	0.4549E-03	0.5040E-03	0.4045E-03
86.00	67	8	0.3771E-03	0.4232E-03	0.3311E-03	0.4288E-03	0.4768E-03	0.3796E-03
87.00	77	9	0.4334E-03	0.4828E-03	0.3840E-03	0.4038E-03	0.4505E-03	0.3557E-03
88.00	62	8	0.3490E-03	0.3933E-03	0.3047E-03	0.3796E-03	0.4253E-03	0.3327E-03
89.00	61	8	0.3434E-03	0.3873E-03	0.2994E-03	0.3565E-03	0.4009E-03	0.3108E-03
90.00	49	7	0.2758E-03	0.3152E-03	0.2364E-03	0.3343E-03	0.3715E-03	0.2890E-03
91.00	42	6	0.2364E-03	0.2729E-03	0.1999E-03	0.3130E-03	0.3550E-03	0.2697E-03
92.00	55	7	0.3096E-03	0.3513E-03	0.2678E-03	0.2926E-03	0.3335E-03	0.2506E-03
93.00	34	6	0.1914E-03	0.2242E-03	0.1586E-03	0.2732E-03	0.3128E-03	0.2325E-03
94.00	43	7	0.2420E-03	0.2789E-03	0.2051E-03	0.2547E-03	0.2931E-03	0.2152E-03
95.00	40	6	0.2251E-03	0.2607E-03	0.1995E-03	0.2370E-03	0.2742E-03	0.1998E-03
96.00	28	5	0.1576E-03	0.1874E-03	0.1278E-03	0.2202E-03	0.2562E-03	0.1834E-03
97.00	44	7	0.2477E-03	0.2850E-03	0.2103E-03	0.2043E-03	0.2390E-03	0.1688E-03
98.00	36	6	0.2026E-03	0.2364E-03	0.1689E-03	0.1891E-03	0.2227E-03	0.1550E-03
99.00	18	4	0.1013E-03	0.1252E-03	0.7744E-04	0.1748E-03	0.2071E-03	0.1421E-03
100.00	28	5	0.1576E-03	0.1874E-03	0.1278E-03	0.1613E-03	0.1924E-03	0.1299E-03
101.00	20	4	0.1126E-03	0.1377E-03	0.8740E-04	0.1486E-03	0.1784E-03	0.1185E-03
102.00	23	5	0.1295E-03	0.1565E-03	0.1025E-03	0.1365E-03	0.1652E-03	0.1079E-03
103.00	24	5	0.1351E-03	0.1627E-03	0.1075E-03	0.1253E-03	0.1527E-03	0.9798E-04
104.00	22	5	0.1238E-03	0.1502E-03	0.9743E-04	0.1147E-03	0.1408E-03	0.8875E-04
105.00	13	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.1047E-03	0.1297E-03	0.8018E-04
106.00	18	4	0.1013E-03	0.1252E-03	0.7744E-04	0.9547E-04	0.1193E-03	0.7225E-04
107.00	15							

1.3MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED DEUTERON-SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
3.00	607	25	0.3417E-02	0.3555E-02	0.3278E-02	0.3921E-01	0.4073E-01	0.0
4.00	553	24	0.3113E-02	0.3245E-02	0.2900E-02	0.2530E-01	0.2624E-01	0.1099E-01
5.00	588	24	0.3310E-02	0.3446E-02	0.3173E-02	0.1774E-01	0.1838E-01	0.1709E-01
6.00	773	28	0.4351E-02	0.4508E-02	0.4195E-02	0.1326E-01	0.1373E-01	0.1507E-01
7.00	644	25	0.3625E-02	0.3768E-02	0.3482E-02	0.1038E-01	0.1076E-01	0.1207E-01
8.00	576	24	0.3242E-02	0.3377E-02	0.3107E-02	0.8433E-02	0.8745E-02	0.9582E-02
9.00	492	22	0.2769E-02	0.2894E-02	0.2644E-02	0.7054E-02	0.7321E-02	0.7727E-02
10.00	397	20	0.2235E-02	0.2347E-02	0.2122E-02	0.6040E-02	0.6276E-02	0.6369E-02
11.00	387	20	0.2178E-02	0.2289E-02	0.2068E-02	0.5274E-02	0.5485E-02	0.5370E-02
12.00	388	20	0.2184E-02	0.2295E-02	0.2073E-02	0.4678E-02	0.4872E-02	0.4623E-02
13.00	359	19	0.2021E-02	0.2127E-02	0.1914E-02	0.4205E-02	0.4384E-02	0.4053E-02
14.00	368	19	0.2071E-02	0.2179E-02	0.1963E-02	0.3822E-02	0.3990E-02	0.3613E-02
15.00	370	19	0.2083E-02	0.2191E-02	0.1974E-02	0.3506E-02	0.3665E-02	0.3264E-02
16.00	333	18	0.1874E-02	0.1977E-02	0.1772E-02	0.3241E-02	0.3392E-02	0.2983E-02
17.00	353	19	0.1987E-02	0.2093E-02	0.1881E-02	0.3016E-02	0.3160E-02	0.2753E-02
18.00	340	18	0.1914E-02	0.2018E-02	0.1810E-02	0.2822E-02	0.2961E-02	0.2562E-02
19.00	334	18	0.1880E-02	0.1983E-02	0.1777E-02	0.2654E-02	0.2787E-02	0.2401E-02
20.00	287	17	0.1615E-02	0.1711E-02	0.1520E-02	0.2505E-02	0.2634E-02	0.2263E-02
21.00	277	17	0.1559E-02	0.1653E-02	0.1465E-02	0.2373E-02	0.2498E-02	0.2143E-02
22.00	290	17	0.1632E-02	0.1728E-02	0.1536E-02	0.2254E-02	0.2375E-02	0.2038E-02
23.00	285	17	0.1604E-02	0.1699E-02	0.1509E-02	0.2147E-02	0.2265E-02	0.1945E-02
24.00	279	17	0.1570E-02	0.1664E-02	0.1476E-02	0.2049E-02	0.2164E-02	0.1805E-02
25.00	257	16	0.1447E-02	0.1537E-02	0.1356E-02	0.1960E-02	0.2071E-02	0.1784E-02
26.00	282	17	0.1587E-02	0.1682E-02	0.1493E-02	0.1877E-02	0.1986E-02	0.1714E-02
27.00	263	16	0.1480E-02	0.1573E-02	0.1389E-02	0.1800E-02	0.1907E-02	0.1650E-02
28.00	242	16	0.1362E-02	0.1450E-02	0.1275E-02	0.1729E-02	0.1833E-02	0.1590E-02
29.00	260	16	0.1463E-02	0.1554E-02	0.1373E-02	0.1662E-02	0.1764E-02	0.1534E-02
30.00	245	16	0.1379E-02	0.1467E-02	0.1291E-02	0.1599E-02	0.1699E-02	0.1481E-02
31.00	247	16	0.1390E-02	0.1479E-02	0.1302E-02	0.1540E-02	0.1637E-02	0.1431E-02
32.00	225	15	0.1266E-02	0.1351E-02	0.1182E-02	0.1484E-02	0.1579E-02	0.1383E-02
33.00	222	15	0.1250E-02	0.1333E-02	0.1166E-02	0.1430E-02	0.1523E-02	0.1337E-02
34.00	235	15	0.1323E-02	0.1409E-02	0.1236E-02	0.1379E-02	0.1470E-02	0.1293E-02
35.00	205	14	0.1154E-02	0.1234E-02	0.1073E-02	0.1330E-02	0.1420E-02	0.1250E-02
36.00	205	14	0.1154E-02	0.1234E-02	0.1073E-02	0.1284E-02	0.1371E-02	0.1209E-02
37.00	224	15	0.1272E-02	0.1357E-02	0.1187E-02	0.1239E-02	0.1324E-02	0.1169E-02
38.00	196	14	0.1103E-02	0.1182E-02	0.1024E-02	0.1196E-02	0.1279E-02	0.1130E-02
39.00	178	13	0.1002E-02	0.1077E-02	0.9268E-03	0.1154E-02	0.1236E-02	0.1092E-02
40.00	192	14	0.1081E-02	0.1159E-02	0.1003E-02	0.1114E-02	0.1194E-02	0.1055E-02
41.00	188	14	0.1058E-02	0.1135E-02	0.9810E-03	0.1075E-02	0.1154E-02	0.1019E-02
42.00	152	12	0.8556E-03	0.9250E-03	0.7862E-03	0.1037E-02	0.1115E-02	0.9837E-03
43.00	156	12	0.8781E-03	0.9484E-03	0.8078E-03	0.1001E-02	0.1077E-02	0.9491E-03
44.00	156	12	0.8781E-03	0.9484E-03	0.8078E-03	0.9655E-03	0.1040E-02	0.9153E-03
45.00	137	12	0.7711E-03	0.8370E-03	0.7053E-03	0.9311E-03	0.1004E-02	0.8822E-03
46.00	159	13	0.8950E-03	0.9659E-03	0.8240E-03	0.8977E-03	0.9690E-03	0.8498E-03
47.00	125	11	0.7036E-03	0.7665E-03	0.6407E-03	0.8653E-03	0.9351E-03	0.8181E-03
48.00	125	11	0.7036E-03	0.7665E-03	0.6407E-03	0.8337E-03	0.9021E-03	0.7870E-03
49.00	132	11	0.7430E-03	0.8077E-03	0.6783E-03	0.8029E-03	0.8699E-03	0.7565E-03
50.00	114	11	0.6417E-03	0.7018E-03	0.5816E-03	0.7729E-03	0.8386E-03	0.7267E-03
51.00	108	10	0.6079E-03	0.6664E-03	0.5494E-03	0.7438E-03	0.8081E-03	0.6976E-03
52.00	115	11	0.6473E-03	0.7077E-03	0.5869E-03	0.7153E-03	0.7783E-03	0.6690E-03
53.00	101	10	0.5685E-03	0.6251E-03	0.5119E-03	0.6877E-03	0.7494E-03	0.6412E-03
54.00	115	11	0.6473E-03	0.7077E-03	0.5869E-03	0.6607E-03	0.7211E-03	0.6140E-03
55.00	102	10	0.5741E-03	0.6310E-03	0.5173E-03	0.6344E-03	0.6936E-03	0.5874E-03
56.00	98	10	0.5516E-03	0.6073E-03	0.4959E-03	0.6088E-03	0.6667E-03	0.5616E-03
57.00	75	9	0.4222E-03	0.4709E-03	0.3734E-03	0.5839E-03	0.6406E-03	0.5364E-03
58.00	87	9	0.4897E-03	0.5422E-03	0.4372E-03	0.5596E-03	0.6151E-03	0.5118E-03
59.00	83	9	0.4672E-03	0.5185E-03	0.4159E-03	0.5360E-03	0.5903E-03	0.4880E-03
60.00	85	9	0.4784E-03	0.5303E-03	0.4265E-03	0.5131E-03	0.5662E-03	0.4648E-03
61.00	73	9	0.4109E-03	0.4590E-03	0.3628E-03	0.4908E-03	0.5427E-03	0.4423E-03
62.00	71	8	0.3996E-03	0.4471E-03	0.3522E-03	0.4691E-03	0.5198E-03	0.4206E-03
63.00	76	9	0.4278E-03	0.4769E-03	0.3787E-03	0.4480E-03	0.4975E-03	0.3994E-03
64.00	65	8	0.3659E-03	0.4112E-03	0.3205E-03	0.4275E-03	0.4759E-03	0.3790E-03
65.00	42	6	0.2364E-03	0.2729E-03	0.1999E-03	0.4076E-03	0.4549E-03	0.3593E-03
66.00	60	8	0.3377E-03	0.3813E-03	0.2941E-03	0.3884E-03	0.4345E-03	0.3402E-03
67.00	63	8	0.3546E-03	0.3993E-03	0.3099E-03	0.3697E-03	0.4147E-03	0.3218E-03
68.00	54	7	0.3040E-03	0.3453E-03	0.2626E-03	0.3516E-03	0.3955E-03	0.3041E-03
69.00	54	7	0.3040E-03	0.3453E-03	0.2626E-03	0.3341E-03	0.3769E-03	0.2871E-03
70.00	52	7	0.2927E-03	0.3333E-03	0.2521E-03	0.3172E-03	0.3588E-03	0.2707E-03
71.00	53	7	0.2983E-03	0.3393E-03	0.2573E-03	0.3008E-03	0.3414E-03	0.2550E-03
72.00	56	7	0.3152E-03	0.3573E-03	0.2731E-03	0.2851E-03	0.3245E-03	0.2399E-03
73.00	40	6	0.2251E-03	0.2607E-03	0.1895E-03	0.2698E-03	0.3082E-03	0.2255E-03
74.00	42	6	0.2364E-03	0.2729E-03	0.1999E-03	0.2552E-03	0.2924E-03	0.2117E-03
75.00	32	6	0.1801E-03	0.2120E-03	0.1483E-03	0.2411E-03	0.2773E-03	0.1986E-03
76.00	39	6	0.2195E-03	0.2547E-03	0.1844E-03	0.2275E-03	0.2626E-03	0.1860E-03
77.00	22	5	0.1238E-03	0.1502E-03	0.9743E-04	0.2145E-03	0.2485E-03	0.1741E-03
78.00	30	5	0.1689E-03	0.1997E-03	0.1380E-03	0.2020E-03	0.2350E-03	0.1627E-03
79.00	25	5	0.1407E-03	0.1689E-03	0.1126E-03	0.1900E-03	0.2219E-03	0.1519E-03
80.00	24	5	0.1351E-03	0.1627E-03	0.1075E-03	0.1786E-03	0.2094E-03	0.1416E-03
81.00	22	5	0.1238E-03	0.1502E-03	0.9743E-04	0.1676E-03	0.1974E-03	0.1319E-03
82.00	15	4	0.8443E-04	0.1062E-03	0.6263E-04	0.1571E-03	0.1859E-03	0.1227E-03
83.00	22	5	0.1238E-03	0.1502E-03	0.9743E-04	0.1471E-03	0.1749E-03	0.1140E-03
84.00	29	5	0.1632E-03	0.1935E-03	0.1329E-03	0.1376E-03	0.1643E-03	0.1058E-03
85.00	21	5	0.1182E-03	0.1440E-03	0.9241E-04	0.1285E-03	0.1543E-03	0.9804E-04
86.00	25	5	0.1407E-03	0.1689E-03	0.1126E-03	0.1199E-03	0.1446E-03	0.9075E-04
87.00	25	5	0.1407E-03	0.1689E-03	0.1126E-03	0.1117E-03	0.1355E-03	0.8391E-04
88.00	19	4	0.1069E-03	0.1315E-03	0.8241E-04	0.1040E-03	0.1268E-03	0.7748E-04
89.00	15	4	0.8443E-04	0.1062E-03	0.6263E-04	0.9661E-04	0.1185E-03	0.7144E-04
90.00	14	4	0.7880E-04	0.9986E-04	0.5774E-04	0.8966E-04	0.1106E-03	0.6579E-04
91.00	14	4	0.7880E-04	0.9986E-04	0.5774E-04	0.8308E-04	0.1031E-03	0.6050E-04
92.00	13	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.7688E-04	0.9596E-04	0.5556E-04
93.00	12	3	0.6754E-04	0.8704E-04	0.4805E-04	0.7103E-04	0.8923E-04	0.5095E-04
94.00	10	3	0.5629E-04	0.7409E-04	0.3849E-04	0.6553E-04	0.8286E-04	0.4666E-04
95.00	9	3	0.5066E-04	0.6754E-04	0.3377E-04	0.6036E-04	0.7684E-04	0.4266E-04
96.00	8	3	0.4503E-04	0.6095E-04	0.2911E-04	0.5550E-04	0.7116E-04	0.3894E-04
97.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.5096E-04	0.6580E-04	0.3550E-04
98.00	8	3	0.4503E-04	0.6095E-04	0.2911E-04	0.4670E-04	0.6076E-04	0.3230E-04
99.00	9	3	0.5066E-04	0.6754E-04	0.3377E-04	0.4272E-04	0.5601E-04	0.2934E-04
100.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.3901E-04	0.5156E-04	0.2661E-04
101.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.3555E-04	0.4739E-04	0.2409E-04
102.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.3233E-04	0.4346E-04	0.2176E-04
103.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.2935E-04	0.3981E-04	0.1962E-04
104.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.2658E-04	0.3639E-04	0.1765E-04
105.00	6	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.2400E-04	0.3318E-04	0.1584E-0

L.3M4 CALCIUM-TARGET : UNFOLDED TRITON-SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	FRK.3R	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALJE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
2.00	315	19	0.1773E-02	0.1873E-02	0.1673E-02	0.3889E-01	0.4147E-01	0.4217E-01
2.00	200	14	0.1126E-02	0.1205E-02	0.1146E-02	0.2137E-01	0.2269E-01	0.2147E-01
4.00	189	14	0.1064E-02	0.1141E-02	0.9364E-03	0.1297E-01	0.1371E-01	0.1205E-01
5.00	139	12	0.7824E-03	0.8484E-03	0.7163E-03	0.8661E-02	0.9135E-02	0.7884E-02
6.00	168	13	0.9456E-03	1.1119E-02	0.8727E-03	0.6170E-02	0.6508E-02	0.5480E-02
7.00	256	16	0.1441E-02	0.1531E-02	0.1351E-02	0.4613E-02	0.4870E-02	0.4090E-02
8.00	214	15	0.1215E-02	0.1287E-02	0.1122E-02	0.3583E-02	0.3786E-02	0.3187E-02
9.00	149	12	0.8387E-03	0.9074E-03	0.7700E-03	0.2864E-02	0.3035E-02	0.2567E-02
10.00	121	11	0.6811E-03	0.7433E-03	0.6192E-03	0.2349E-02	0.2496E-02	0.2122E-02
11.00	100	10	0.5629E-03	0.6192E-03	0.5066E-03	0.1968E-02	0.2096E-02	0.1792E-02
12.00	98	10	0.5516E-03	0.6073E-03	0.4959E-03	0.1677E-02	0.1793E-02	0.1540E-02
13.00	107	10	0.6023E-03	0.6605E-03	0.5440E-03	0.1452E-02	0.1557E-02	0.1343E-02
14.00	83	7	0.4672E-03	0.5185E-03	0.4159E-03	0.1274E-02	0.1370E-02	0.1186E-02
15.00	98	10	0.5516E-03	0.6073E-03	0.4959E-03	0.1130E-02	0.1220E-02	0.1057E-02
16.00	85	7	0.4784E-03	0.5303E-03	0.4265E-03	0.1013E-02	0.1097E-02	0.9516E-03
17.00	94	10	0.5291E-03	0.5837E-03	0.4745E-03	0.9160E-03	0.9952E-03	0.8627E-03
18.00	65	8	0.3659E-03	0.4112E-03	0.3205E-03	0.8343E-03	0.9096E-03	0.7871E-03
19.00	74	9	0.4165E-03	0.4649E-03	0.3681E-03	0.7652E-03	0.8370E-03	0.7223E-03
20.00	72	8	0.4053E-03	0.4533E-03	0.3575E-03	0.7063E-03	0.7748E-03	0.6660E-03
21.00	62	7	0.3490E-03	0.3933E-03	0.3047E-03	0.6547E-03	0.7209E-03	0.6167E-03
22.00	52	7	0.2927E-03	0.3333E-03	0.2521E-03	0.6098E-03	0.6735E-03	0.5730E-03
23.00	71	8	0.3995E-03	0.4471E-03	0.3522E-03	0.5736E-03	0.6321E-03	0.5343E-03
24.00	67	6	0.3771E-03	0.4232E-03	0.3311E-03	0.5375E-03	0.5953E-03	0.4996E-03
25.00	56	7	0.3152E-03	0.3573E-03	0.2731E-03	0.5066E-03	0.5624E-03	0.4683E-03
26.00	52	7	0.2927E-03	0.3333E-03	0.2521E-03	0.4766E-03	0.5327E-03	0.4399E-03
27.00	52	7	0.2927E-03	0.3333E-03	0.2521E-03	0.4514E-03	0.5059E-03	0.4143E-03
28.00	46	7	0.2589E-03	0.2971E-03	0.2277E-03	0.4285E-03	0.4816E-03	0.3904E-03
29.00	52	7	0.2927E-03	0.3333E-03	0.2521E-03	0.4077E-03	0.4594E-03	0.3687E-03
30.00	56	7	0.3152E-03	0.3573E-03	0.2731E-03	0.3895E-03	0.4389E-03	0.3487E-03
31.00	50	7	0.2814E-03	0.3212E-03	0.2416E-03	0.3708E-03	0.4199E-03	0.3301E-03
32.00	43	7	0.2423E-03	0.2789E-03	0.2051E-03	0.3545E-03	0.4024E-03	0.3129E-03
33.00	52	7	0.2927E-03	0.3333E-03	0.2521E-03	0.3393E-03	0.3861E-03	0.2969E-03
34.00	63	9	0.3546E-03	0.3993E-03	0.3099E-03	0.3252E-03	0.3709E-03	0.2821E-03
35.00	54	7	0.3043E-03	0.3453E-03	0.2626E-03	0.3127E-03	0.3566E-03	0.2682E-03
36.00	46	7	0.2589E-03	0.2971E-03	0.2207E-03	0.2996E-03	0.3431E-03	0.2551E-03
37.00	43	7	0.2423E-03	0.2789E-03	0.2051E-03	0.2879E-03	0.3304E-03	0.2429E-03
38.00	42	6	0.2364E-03	0.2729E-03	0.1999E-03	0.2768E-03	0.3184E-03	0.2314E-03
39.00	43	7	0.2423E-03	0.2789E-03	0.2051E-03	0.2664E-03	0.3049E-03	0.2206E-03
40.00	43	6	0.2251E-03	0.2607E-03	0.1995E-03	0.2564E-03	0.2960E-03	0.2104E-03
41.00	30	6	0.1914E-03	0.2242E-03	0.1585E-03	0.2470E-03	0.2857E-03	0.2008E-03
42.00	43	7	0.2533E-03	0.2911E-03	0.2155E-03	0.2379E-03	0.2757E-03	0.1917E-03
43.00	35	6	0.1977E-03	0.2303E-03	0.1637E-03	0.2293E-03	0.2662E-03	0.1831E-03
44.00	28	5	0.1576E-03	0.1874E-03	0.1278E-03	0.2213E-03	0.2570E-03	0.1749E-03
45.00	25	5	0.1407E-03	0.1699E-03	0.1126E-03	0.2133E-03	0.2481E-03	0.1672E-03
46.00	30	5	0.1639E-03	0.1997E-03	0.1382E-03	0.2053E-03	0.2396E-03	0.1599E-03
47.00	36	6	0.2026E-03	0.2364E-03	0.1689E-03	0.1979E-03	0.2313E-03	0.1530E-03
48.00	33	6	0.1857E-03	0.2191E-03	0.1334E-03	0.1907E-03	0.2233E-03	0.1463E-03
49.00	34	6	0.1914E-03	0.2242E-03	0.1586E-03	0.1837E-03	0.2155E-03	0.1401E-03
50.00	29	5	0.1632E-03	0.1935E-03	0.1329E-03	0.1770E-03	0.2080E-03	0.1341E-03
51.00	26	5	0.1463E-03	0.1705E-03	0.1176E-03	0.1704E-03	0.2006E-03	0.1284E-03
52.00	27	5	0.1529E-03	0.1812E-03	0.1227E-03	0.1640E-03	0.1935E-03	0.1230E-03
53.00	27	5	0.1529E-03	0.1812E-03	0.1227E-03	0.1579E-03	0.1865E-03	0.1178E-03
54.00	27	5	0.1520E-03	0.1812E-03	0.1227E-03	0.1517E-03	0.1796E-03	0.1129E-03
55.00	27	5	0.1520E-03	0.1812E-03	0.1227E-03	0.1458E-03	0.1730E-03	0.1082E-03
56.00	24	5	0.1351E-03	0.1627E-03	0.1075E-03	0.1400E-03	0.1664E-03	0.1037E-03
57.00	17	4	0.1069E-03	0.1266E-03	0.0824E-03	0.1343E-03	0.1600E-03	0.9942E-04
58.00	17	4	0.9569E-04	0.1189E-03	0.7248E-04	0.1287E-03	0.1538E-03	0.9533E-04
59.00	17	4	0.1069E-03	0.1266E-03	0.0824E-03	0.1233E-03	0.1477E-03	0.9142E-04
60.00	15	4	0.8443E-04	0.1062E-03	0.6263E-04	0.1180E-03	0.1417E-03	0.8768E-04
61.00	19	4	0.1069E-03	0.1266E-03	0.0824E-03	0.1129E-03	0.1358E-03	0.9410E-04
62.00	16	4	0.9906E-04	0.1126E-03	0.6754E-04	0.1077E-03	0.1300E-03	0.8068E-04
63.00	13	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.1026E-03	0.1244E-03	0.7742E-04
64.00	15	4	0.8443E-04	0.1062E-03	0.6263E-04	0.9776E-04	0.1198E-03	0.7429E-04
65.00	13	3	0.6754E-04	0.8704E-04	0.4905E-04	0.9297E-04	0.1134E-03	0.7129E-04
66.00	12	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.8827E-04	0.1081E-03	0.6842E-04
67.00	10	3	0.5629E-04	0.7409E-04	0.3949E-04	0.8368E-04	0.1029E-03	0.6567E-04
68.00	13	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.7921E-04	0.9785E-04	0.6305E-04
69.00	10	3	0.5629E-04	0.7409E-04	0.3949E-04	0.7486E-04	0.9292E-04	0.6053E-04
70.00	13	3	0.4503E-04	0.6095E-04	0.2911E-04	0.7061E-04	0.8808E-04	0.5811E-04
71.00	11	3	0.4192E-04	0.6035E-04	0.4325E-04	0.6645E-04	0.8334E-04	0.5578E-04
72.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.6241E-04	0.7874E-04	0.5356E-04
73.00	3	2	0.1639E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.5853E-04	0.7430E-04	0.5144E-04
74.00	7	3	0.5066E-04	0.6754E-04	0.3377E-04	0.5473E-04	0.6998E-04	0.4940E-04
75.00	7	3	0.3940E-04	0.5429E-04	0.2451E-04	0.5107E-04	0.6576E-04	0.4743E-04
76.00	8	3	0.4503E-04	0.6095E-04	0.2911E-04	0.4751E-04	0.6165E-04	0.4553E-04
77.00	6	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.4439E-04	0.5771E-04	0.4373E-04
78.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.4043E-04	0.5394E-04	0.4201E-04
79.00	8	3	0.4503E-04	0.6095E-04	0.2911E-04	0.3771E-04	0.5027E-04	0.4035E-04
80.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.3469E-04	0.4670E-04	0.3873E-04
81.00	3	2	0.1609E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.3178E-04	0.4327E-04	0.3719E-04
82.00	3	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.2905E-04	0.4007E-04	0.3574E-04
83.00	6	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.2650E-04	0.3699E-04	0.3433E-04
84.00	6	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.2404E-04	0.3399E-04	0.3296E-04
85.00						0.2169E-04	0.3110E-04	0.3163E-04
86.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.1948E-04	0.2847E-04	0.3040E-04
87.00	2	1	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.1750E-04	0.2597E-04	0.2920E-04
88.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.1559E-04	0.2354E-04	0.2803E-04
89.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.1376E-04	0.2119E-04	0.2689E-04
90.00						0.1209E-04	0.1912E-04	0.2585E-04
91.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.1063E-04	0.1718E-04	0.2493E-04
92.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.9235E-05	0.1528E-04	0.2383E-04
93.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.7893E-05	0.1364E-04	0.2284E-04
94.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.6094E-05	0.1193E-04	0.2196E-04
95.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.5695E-05	0.1045E-04	0.2109E-04
96.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.4725E-05	0.9024E-05	0.2023E-04
97.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.3784E-05	0.7628E-05	0.1937E-04
98.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.3011E-05	0.6574E-05	0.1863E-04

THE PRODUCTION RATE FROM 1.5 MEV TO 98.5 MEV IS 0.1276E+03 PARTICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.1307E+03 LOWER LIMIT 0.1239E+03.
 THE AVERAGE ENERGY BETWEEN 1.5 MEV AND 98.5 MEV IS 9.5 MEV, UPPER LIMIT 7.9 MEV, LOWER LIMIT 8.7 MEV.

1.3MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED HELIUM-3 SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
9.00	22	5	0.1238E-03	0.1502E-03	0.9743E-04	J.5734E-03	J.7156E-03	0.5065E-03
10.00	33	6	0.1857E-03	0.2181E-03	0.1534E-03	0.6148E-03	0.7445E-03	0.5314E-03
11.00	30	5	0.1689E-03	0.1997E-03	0.1380E-03	0.6427E-03	0.7626E-03	0.5477E-03
12.00	16	4	0.9006E-04	0.1126E-03	0.6754E-04	0.6538E-03	0.7656E-03	0.5522E-03
13.00	25	5	0.1407E-03	0.1689E-03	0.1126E-03	0.6527E-03	0.7580E-03	0.5484E-03
14.00	28	5	0.1576E-03	0.1874E-03	0.1278E-03	0.6431E-03	0.7429E-03	0.5385E-03
15.00	24	5	0.1351E-03	0.1627E-03	0.1075E-03	0.6270E-03	0.7223E-03	0.5240E-03
16.00	29	5	0.1632E-03	0.1935E-03	0.1329E-03	0.6065E-03	0.6978E-03	0.5061E-03
17.00	21	5	0.1182E-03	0.1440E-03	0.9241E-04	0.5829E-03	0.6706E-03	0.4859E-03
18.00	24	5	0.1351E-03	0.1627E-03	0.1075E-03	0.5571E-03	0.6416E-03	0.4640E-03
19.00	30	5	0.1689E-03	0.1997E-03	0.1380E-03	0.5299E-03	0.6115E-03	0.4409E-03
20.00	20	4	0.1126E-03	0.1377E-03	0.8740E-04	0.5020E-03	0.5807E-03	0.4172E-03
21.00	20	4	0.1126E-03	0.1377E-03	0.8740E-04	0.4738E-03	0.5497E-03	0.3932E-03
22.00	16	4	0.9006E-04	0.1126E-03	0.6754E-04	0.4456E-03	0.5188E-03	0.3692E-03
23.00	20	4	0.1126E-03	0.1377E-03	0.8740E-04	0.4178E-03	0.4883E-03	0.3453E-03
24.00	24	5	0.1351E-03	0.1627E-03	0.1075E-03	0.3911E-03	0.4590E-03	0.3223E-03
25.00	17	4	0.9569E-04	0.1189E-03	0.7248E-04	0.3655E-03	0.4310E-03	0.3032E-03
26.00	14	4	0.7880E-04	0.9986E-04	0.5774E-04	0.3407E-03	0.4036E-03	0.2787E-03
27.00	16	4	0.9006E-04	0.1126E-03	0.6754E-04	0.3167E-03	0.3770E-03	0.2579E-03
28.00	11	3	0.6192E-04	0.8058E-04	0.4325E-04	0.2935E-03	0.3513E-03	0.2378E-03
29.00	14	4	0.7880E-04	0.9986E-04	0.5774E-04	0.2714E-03	0.3264E-03	0.2185E-03
30.00	13	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.2501E-03	0.3025E-03	0.2000E-03
31.00	11	3	0.6192E-04	0.8058E-04	0.4325E-04	0.2299E-03	0.2796E-03	0.1830E-03
32.00	15	4	0.8443E-04	0.1062E-03	0.6263E-04	0.2106E-03	0.2576E-03	0.1675E-03
33.00	9	3	0.5066E-04	0.6754E-04	0.3377E-04	0.1923E-03	0.2366E-03	0.1530E-03
34.00	9	3	0.5066E-04	0.6754E-04	0.3377E-04	0.1755E-03	0.2165E-03	0.1394E-03
35.00	7	3	0.3940E-04	0.5429E-04	0.2451E-04	0.1608E-03	0.1982E-03	0.1268E-03
36.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.1472E-03	0.1824E-03	0.1151E-03
37.00	10	3	0.5629E-04	0.7409E-04	0.3849E-04	0.1346E-03	0.1676E-03	0.1043E-03
38.00	7	3	0.3940E-04	0.5429E-04	0.2451E-04	0.1228E-03	0.1538E-03	0.9430E-04
39.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.1120E-03	0.1410E-03	0.8509E-04
40.00	6	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.1019E-03	0.1291E-03	0.7664E-04
41.00	2	1	0.1126E-04	0.1922E-04	0.5629E-05	0.9270E-04	0.1180E-03	0.6890E-04
42.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.8418E-04	0.1077E-03	0.6183E-04
43.00	7	3	0.3940E-04	0.5429E-04	0.2451E-04	0.7635E-04	0.9825E-04	0.5538E-04
44.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.6917E-04	0.8950E-04	0.4492E-04
45.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.6259E-04	0.8142E-04	0.4420E-04
46.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.5657E-04	0.7399E-04	0.3939E-04
47.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.5108E-04	0.6717E-04	0.3504E-04
48.00						0.4606E-04	0.6090E-04	0.3112E-04
49.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.4150E-04	0.5516E-04	0.2759E-04
50.00	2	1	0.1126E-04	0.1922E-04	0.5629E-05	0.3724E-04	0.4980E-04	0.2442E-04

THE PRODUCTION RATE FROM 8.5 MEV TO 50.5 MEV IS 0.1295E-01 PARICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.1339E-01 LOWER LIMIT 0.1255E-01.
 THE AVERAGE ENRGY BETWEEN 8.5 MEV AND 50.5 MEV IS 21.2 MEV, UPPER LIMIT 17.8 MEV, LOWER LIMIT 25.7 MEV.

1.3MM CALCIUM-TARGET : UNFOLDED HELIUM-4 SPECTRUM

ENERGY(MEV)	EVENTS	ERROR	MEASURED PRODUCTION RATES			CORRECTED (UNFOLDED) PRODUCTION RATES		
			VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT	VALUE	UPPER LIMIT	LOWER LIMIT
7.00	245	16	0.1379E-02	0.1467E-02	0.1291E-02	0.4939E-01	0.5007E-01	0.4661E-01
8.00	210	14	0.1182E-02	0.1264E-02	0.1100E-02	0.3263E-01	0.3362E-01	0.3099E-01
9.00	177	13	0.9963E-03	0.1071E-02	0.9214E-03	0.2174E-01	0.2284E-01	0.2074E-01
10.00	165	13	0.9287E-03	0.1001E-02	0.8564E-03	0.1581E-01	0.1684E-01	0.1504E-01
11.00	147	12	0.8274E-03	0.8957E-03	0.7592E-03	0.1218E-01	0.1306E-01	0.1152E-01
12.00	129	11	0.7261E-03	0.7900E-03	0.6622E-03	0.9746E-02	0.1047E-01	0.9163E-02
13.00	123	11	0.6923E-03	0.7548E-03	0.6299E-03	0.6000E-02	0.6595E-02	0.7479E-02
14.00	96	10	0.5404E-03	0.5955E-03	0.4852E-03	0.6686E-02	0.7172E-02	0.6219E-02
15.00	91	10	0.5122E-03	0.5659E-03	0.4585E-03	0.5658E-02	0.6059E-02	0.5242E-02
16.00	79	9	0.4447E-03	0.4947E-03	0.3946E-03	0.4834E-02	0.5169E-02	0.4463E-02
17.00	99	10	0.5572E-03	0.6132E-03	0.5012E-03	0.4162E-02	0.4447E-02	0.3832E-02
18.00	75	9	0.4222E-03	0.4709E-03	0.3734E-03	0.3605E-02	0.3852E-02	0.3310E-02
19.00	79	9	0.4447E-03	0.4947E-03	0.3946E-03	0.3137E-02	0.3356E-02	0.2874E-02
20.00	70	8	0.3940E-03	0.4411E-03	0.3469E-03	0.2741E-02	0.2938E-02	0.2505E-02
21.00	74	9	0.4165E-03	0.4649E-03	0.3681E-03	0.2403E-02	0.2583E-02	0.2191E-02
22.00	64	8	0.3602E-03	0.4053E-03	0.3152E-03	0.2113E-02	0.2279E-02	0.1921E-02
23.00	43	7	0.2420E-03	0.2789E-03	0.2051E-03	0.1863E-02	0.2018E-02	0.1689E-02
24.00	43	7	0.2420E-03	0.2789E-03	0.2051E-03	0.1647E-02	0.1792E-02	0.1488E-02
25.00	45	7	0.2533E-03	0.2911E-03	0.2155E-03	0.1459E-02	0.1596E-02	0.1314E-02
26.00	39	6	0.2195E-03	0.2547E-03	0.1844E-03	0.1295E-02	0.1424E-02	0.1162E-02
27.00	31	6	0.1745E-03	0.2058E-03	0.1432E-03	0.1152E-02	0.1274E-02	0.1029E-02
28.00	36	6	0.2026E-03	0.2364E-03	0.1689E-03	0.1026E-02	0.1142E-02	0.9122E-03
29.00	28	5	0.1576E-03	0.1874E-03	0.1278E-03	0.9157E-03	0.1026E-02	0.8099E-03
30.00	25	5	0.1407E-03	0.1689E-03	0.1126E-03	0.8184E-03	0.9230E-03	0.7199E-03
31.00	30	5	0.1689E-03	0.1997E-03	0.1380E-03	0.7326E-03	0.8317E-03	0.6405E-03
32.00	22	5	0.1238E-03	0.1502E-03	0.9743E-04	0.6567E-03	0.7505E-03	0.5704E-03
33.00	19	4	0.1069E-03	0.1315E-03	0.8241E-04	0.5894E-03	0.6781E-03	0.5085E-03
34.00	16	4	0.9006E-04	0.1126E-03	0.6754E-04	0.5296E-03	0.6134E-03	0.4536E-03
35.00	27	5	0.1520E-03	0.1812E-03	0.1227E-03	0.4764E-03	0.5555E-03	0.4049E-03
36.00	10	4	0.1126E-03	0.1377E-03	0.8740E-04	0.4290E-03	0.5035E-03	0.3618E-03
37.00	10	3	0.5629E-04	0.7409E-04	0.3849E-04	0.3867E-03	0.4567E-03	0.3236E-03
38.00	12	3	0.6754E-04	0.8704E-04	0.4805E-04	0.3488E-03	0.4146E-03	0.2897E-03
39.00	12	3	0.6754E-04	0.8704E-04	0.4805E-04	0.3149E-03	0.3766E-03	0.2596E-03
40.00	11	3	0.6192E-04	0.8058E-04	0.4325E-04	0.2844E-03	0.3423E-03	0.2327E-03
41.00	11	3	0.6192E-04	0.8058E-04	0.4325E-04	0.2573E-03	0.3114E-03	0.2088E-03
42.00	16	4	0.9006E-04	0.1126E-03	0.6754E-04	0.2331E-03	0.2839E-03	0.1875E-03
43.00	13	4	0.7317E-04	0.9347E-04	0.5288E-04	0.2115E-03	0.2590E-03	0.1684E-03
44.00	9	3	0.5066E-04	0.6754E-04	0.3377E-04	0.1921E-03	0.2365E-03	0.1514E-03
45.00	14	4	0.7883E-04	0.9986E-04	0.5774E-04	0.1746E-03	0.2162E-03	0.1362E-03
46.00	11	3	0.6192E-04	0.8058E-04	0.4325E-04	0.1588E-03	0.1977E-03	0.1225E-03
47.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.1446E-03	0.1809E-03	0.1103E-03
48.00	7	3	0.3940E-04	0.5429E-04	0.2451E-04	0.1317E-03	0.1656E-03	0.9934E-04
49.00	6	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.1201E-03	0.1517E-03	0.8945E-04
50.00	6	2	0.3377E-04	0.4756E-04	0.1998E-04	0.1095E-03	0.1389E-03	0.8052E-04
51.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.9982E-04	0.1272E-03	0.7242E-04
52.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.9099E-04	0.1164E-03	0.6509E-04
53.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.8291E-04	0.1064E-03	0.5842E-04
54.00	5	2	0.2814E-04	0.4073E-04	0.1556E-04	0.7548E-04	0.9723E-04	0.5234E-04
55.00	4	2	0.1126E-04	0.1922E-04	0.5629E-05	0.6865E-04	0.8872E-04	0.4680E-04
56.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.6235E-04	0.8003E-04	0.4173E-04
57.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.5652E-04	0.7349E-04	0.3708E-04
58.00	2	1	0.1126E-04	0.1922E-04	0.5629E-05	0.5112E-04	0.6665E-04	0.3280E-04
59.00	4	2	0.2251E-04	0.3377E-04	0.1126E-04	0.4611E-04	0.6026E-04	0.2887E-04
60.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.4144E-04	0.5429E-04	0.2582E-04
61.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.3708E-04	0.4869E-04	0.2333E-04
62.00	2	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.3300E-04	0.4342E-04	0.2108E-04
63.00	3	2	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.2959E-04	0.3904E-04	0.1906E-04
64.00	2	1	0.1126E-04	0.1922E-04	0.5629E-05	0.2713E-04	0.3589E-04	0.1724E-04
65.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.2490E-04	0.3300E-04	0.1560E-04
66.00	3	2	0.1689E-04	0.2664E-04	0.7137E-05	0.2286E-04	0.3036E-04	0.1412E-04
67.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.2100E-04	0.2794E-04	0.1279E-04
68.00	2	1	0.5629E-05	0.1126E-04	0.5629E-05	0.1925E-04	0.2566E-04	0.1154E-04

THE PRODUCTION RATE FROM 6.5 MEV TO 68.5 MEV IS 0.2033E+00 PARICLES/PI/MEV, UPPER LIMIT 0.2058E+00 LOWER LIMIT 0.1996E+00.
 THE AVERAGE ENRGY BETWEEN 6.5 MEV AND 68.5 MEV IS 12.2 MEV, UPPER LIMIT 11.6 MEV, LOWER LIMIT 13.0 MEV.

Tabelle der berechneten relativen Dicktargetausbeuten für Calcium

ENERGY (MEV)	PROTONS	DEUTERONS	TRITONS	HELIUM-3	HELIUM-4
2	0.127E-01	0.175E-02	0.566E-03		0.671E-03
3	0.149E-01	0.214E-02	0.527E-03		0.716E-03
4	0.159E-01	0.237E-02	0.511E-03		0.749E-03
5	0.161E-01	0.250E-02	0.509E-03		0.740E-03
6	0.156E-01	0.259E-02	0.512E-03		0.682E-03
7	0.149E-01	0.267E-02	0.517E-03		0.607E-03
8	0.144E-01	0.273E-02	0.522E-03		0.533E-03
9	0.141E-01	0.279E-02	0.526E-03	0.681E-04	0.458E-03
10	0.139E-01	0.284E-02	0.530E-03	0.602E-04	0.412E-03
11	0.138E-01	0.288E-02	0.532E-03	0.674E-04	0.365E-03
12	0.138E-01	0.291E-02	0.534E-03	0.660E-04	0.326E-03
13	0.138E-01	0.294E-02	0.535E-03	0.642E-04	0.292E-03
14	0.139E-01	0.296E-02	0.535E-03	0.622E-04	0.264E-03
15	0.139E-01	0.298E-02	0.534E-03	0.601E-04	0.239E-03
16	0.140E-01	0.299E-02	0.533E-03	0.579E-04	0.218E-03
17	0.140E-01	0.300E-02	0.531E-03	0.557E-04	0.200E-03
18	0.140E-01	0.300E-02	0.528E-03	0.536E-04	0.194E-03
19	0.140E-01	0.300E-02	0.524E-03	0.515E-04	0.170E-03
20	0.140E-01	0.299E-02	0.520E-03	0.494E-04	0.157E-03
21	0.140E-01	0.298E-02	0.516E-03	0.474E-04	0.146E-03
22	0.139E-01	0.297E-02	0.511E-03	0.454E-04	0.135E-03
23	0.139E-01	0.295E-02	0.505E-03	0.435E-04	0.126E-03
24	0.138E-01	0.293E-02	0.499E-03	0.415E-04	0.118E-03
25	0.138E-01	0.290E-02	0.493E-03	0.398E-04	0.110E-03
26	0.137E-01	0.287E-02	0.486E-03	0.380E-04	0.103E-03
27	0.136E-01	0.284E-02	0.479E-03	0.363E-04	0.963E-04
28	0.134E-01	0.281E-02	0.471E-03	0.346E-04	0.903E-04
29	0.133E-01	0.277E-02	0.464E-03	0.330E-04	0.847E-04
30	0.132E-01	0.274E-02	0.455E-03	0.314E-04	0.795E-04
31	0.130E-01	0.269E-02	0.447E-03	0.298E-04	0.746E-04
32	0.129E-01	0.265E-02	0.438E-03	0.282E-04	0.701E-04
33	0.127E-01	0.261E-02	0.430E-03	0.267E-04	0.659E-04
34	0.125E-01	0.256E-02	0.421E-03	0.253E-04	0.619E-04
35	0.123E-01	0.251E-02	0.411E-03	0.233E-04	0.582E-04
36	0.121E-01	0.246E-02	0.402E-03	0.224E-04	0.547E-04
37	0.119E-01	0.241E-02	0.392E-03	0.210E-04	0.514E-04
38	0.117E-01	0.236E-02	0.382E-03	0.197E-04	0.483E-04
39	0.114E-01	0.231E-02	0.373E-03	0.184E-04	0.453E-04
40	0.112E-01	0.225E-02	0.363E-03	0.171E-04	0.425E-04
41	0.110E-01	0.220E-02	0.353E-03	0.158E-04	0.399E-04
42	0.107E-01	0.214E-02	0.342E-03	0.145E-04	0.373E-04
43	0.105E-01	0.209E-02	0.332E-03	0.133E-04	0.349E-04
44	0.102E-01	0.203E-02	0.322E-03	0.121E-04	0.327E-04
45	0.996E-02	0.197E-02	0.311E-03	0.109E-04	0.305E-04
46	0.970E-02	0.191E-02	0.301E-03	0.972E-05	0.284E-04
47	0.943E-02	0.185E-02	0.290E-03	0.857E-05	0.264E-04
48	0.917E-02	0.179E-02	0.280E-03	0.744E-05	0.245E-04
49	0.891E-02	0.173E-02	0.269E-03	0.633E-05	0.227E-04
50	0.865E-02	0.167E-02	0.259E-03	0.523E-05	0.210E-04
51	0.838E-02	0.161E-02	0.249E-03	0.416E-05	0.193E-04
52	0.812E-02	0.155E-02	0.239E-03	0.309E-05	0.178E-04
53	0.787E-02	0.149E-02	0.229E-03	0.205E-05	0.162E-04
54	0.761E-02	0.144E-02	0.219E-03	0.102E-05	0.148E-04
55	0.736E-02	0.138E-02	0.209E-03		0.134E-04
56	0.711E-02	0.133E-02	0.199E-03		0.120E-04
57	0.686E-02	0.127E-02	0.190E-03		0.107E-04
58	0.661E-02	0.122E-02	0.180E-03		0.945E-05
59	0.637E-02	0.117E-02	0.171E-03		0.824E-05
60	0.613E-02	0.112E-02	0.162E-03		0.708E-05

Anhang B (Fortsetzung)

ENERGY (MEV)	PROTONS	DEUTERONS	TRITONS	HELIUM-3	HELIUM-4
61	0.590E-02	0.107E-02	0.154E-03		0.596E-05
62	0.567E-02	0.102E-02	0.145E-03		0.488E-05
63	0.544E-02	0.970E-03	0.137E-03		0.383E-05
64	0.522E-02	0.924E-03	0.129E-03		0.283E-05
65	0.500E-02	0.879E-03	0.121E-03		0.185E-05
66	0.478E-02	0.835E-03	0.113E-03		0.912E-06
67	0.457E-02	0.792E-03	0.106E-03		
68	0.437E-02	0.751E-03	0.985E-04		
69	0.417E-02	0.711E-03	0.916E-04		
70	0.397E-02	0.672E-03	0.850E-04		
71	0.378E-02	0.635E-03	0.786E-04		
72	0.360E-02	0.599E-03	0.726E-04		
73	0.342E-02	0.564E-03	0.668E-04		
74	0.324E-02	0.531E-03	0.612E-04		
75	0.307E-02	0.499E-03	0.560E-04		
76	0.291E-02	0.468E-03	0.510E-04		
77	0.275E-02	0.439E-03	0.463E-04		
78	0.259E-02	0.411E-03	0.419E-04		
79	0.245E-02	0.384E-03	0.377E-04		
80	0.230E-02	0.358E-03	0.338E-04		
81	0.217E-02	0.333E-03	0.301E-04		
82	0.203E-02	0.310E-03	0.268E-04		
83	0.191E-02	0.288E-03	0.236E-04		
84	0.178E-02	0.267E-03	0.207E-04		
85	0.167E-02	0.247E-03	0.181E-04		
86	0.156E-02	0.228E-03	0.156E-04		
87	0.145E-02	0.210E-03	0.134E-04		
88	0.135E-02	0.194E-03	0.114E-04		
89	0.125E-02	0.178E-03	0.956E-05		
90	0.116E-02	0.163E-03	0.793E-05		
91	0.107E-02	0.149E-03	0.649E-05		
92	0.989E-03	0.136E-03	0.519E-05		
93	0.911E-03	0.124E-03	0.406E-05		
94	0.837E-03	0.112E-03	0.308E-05		
95	0.768E-03	0.101E-03	0.223E-05		
96	0.702E-03	0.915E-04	0.151E-05		
97	0.641E-03	0.822E-04	0.897E-06		
98	0.584E-03	0.736E-04	0.401E-06		
99	0.530E-03	0.657E-04			
100	0.480E-03	0.583E-04			
101	0.433E-03	0.515E-04			
102	0.389E-03	0.452E-04			
103	0.349E-03	0.394E-04			
104	0.312E-03	0.342E-04			
105	0.277E-03	0.293E-04			
106	0.245E-03	0.249E-04			
107	0.216E-03	0.209E-04			
108	0.189E-03	0.172E-04			
109	0.164E-03	0.139E-04			
110	0.142E-03	0.109E-04			
111	0.121E-03	0.821E-05			
112	0.103E-03	0.579E-05			
113	0.856E-04	0.362E-05			
114	0.703E-04	0.172E-05			
115	0.566E-04				
116	0.442E-04				
117	0.332E-04				
118	0.233E-04				
119	0.146E-04				
120	0.686E-05				