

Kapitel 4

Resultate und Diskussion

Die in dieser Arbeit gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte sollen für die Entwicklung der Europäischen Spallationsneutronenquelle benutzt werden. Aus diesem Grunde ist es wesentlich, mögliche Fehler in der Messung und Normierung zu erkennen und zu korrigieren. Der Abschnitt 4.1 beschäftigt sich mit der Genauigkeit bzw. den notwendigen Korrekturen, im Abschnitt 4.2 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Mit der verwendeten Detektorkombination sind wir in der Lage, die vom Kern aufgenommene Anregungsenergie für jede Reaktion zu messen – Abschnitt 4.3 beschreibt diese Methode. Anschließend werden gemessene Energie- und Winkelverteilungen diskutiert und den Rechnungen der Rechencodes gegenübergestellt.

4.1 Datenkorrekturen und Fehlerdiskussion

Im Kapitel 2 wurden die Meßgrößen eingeführt, die für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten relevant sind:

- N_p , die Anzahl Protonen im Strahl
- N_A , die Anzahl Atome im Target
- N_{reac} , die Anzahl der Reaktionen im Target
- $N_{part,i}$, die Anzahl der emittierten Partikel der Sorte i .

Für jede dieser Meßgrößen wird gezeigt, welche Faktoren für eine genaue Ermittlung von absoluten Wirkungsquerschnitten berücksichtigt wurden.

4.1.1 Korrekturen der Protonenmessung

- Die Totzeit des Startdetektors beträgt 10 ns. Bei einer Zählrate von maximal 10^6 Protonen pro Sekunde kommt im Mittel ein Proton pro μs , die S1-Totzeit spielt hier keine Rolle.
- Außer dieser S1-Totzeit gibt es die Totzeit der Datenaufnahme. Diese ist wesentlich länger und beträgt $150 \mu\text{s}$. Somit ist die Meßzeit für N_p ungleich der Meßzeit von N_{reac} . Um diesen Effekt auszugleichen, wurden die Protonen auf einem zweiten Zähler nur gezählt, wenn die Datenaufnahme nicht *busy* war. Dieser Zähler S1 UND *not busy* stellt die Grundlage der Zählung der Protonen dar.

Allerdings war die Zeitstruktur des extrahierten Strahles (siehe Abbildung 4.1) nicht gleichmäßig. Er wies eine zeitliche Makro- (5–20 ms) und Mi-

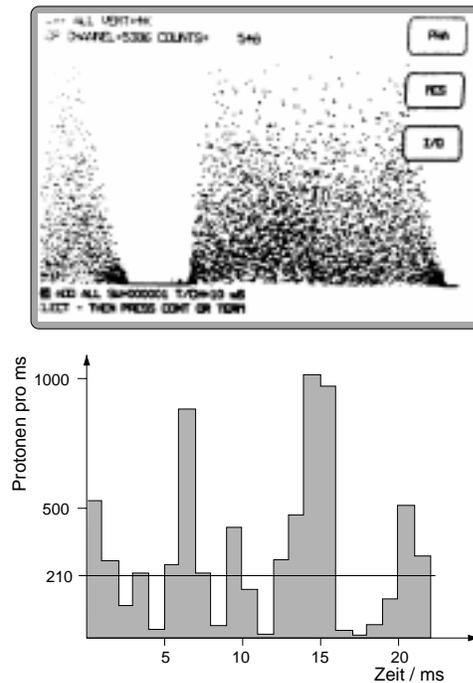


Abbildung 4.1: Zeitstruktur des extrahierten Strahles (Resonanzextraktion). Das obere Bild zeigt die mit einem Vielkanalanalysator aufgenommene zeitliche Verteilung der Impulse im Startdetektor. Zu erkennen ist das Ende eines Zyklus, dann die Pause, während der neue Protonen in den Ring gespeist und auf die Endenergie beschleunigt werden sowie der sich anschließende Zyklus (etwa 48 s). Unten ist die zeitliche Verteilung in ms-Auflösung gezeigt. Der Wert von 210 p/ms entspricht dem Mittelwert während der Extraktion.

struktur (≈ 650 ns) auf. Erstere war durch fehlerhafte Netzgeräte von optischen Elementen im Ring verursacht, während letztere der Umlauffrequenz von Strahlpaketen im COSY entsprach. In beiden Fällen wurde hierdurch die momentane Zählrate um etwa einen Faktor 3 bis 5 gegenüber der mittleren Zählrate erhöht.

Sollte ein Teil der Protonen nicht vom Startdetektor gezählt werden, so werden die eventuell durch diese nicht gezählten Protonen ausgelösten Reaktionen auch nicht erfaßt, da der Mastertrigger fehlt (siehe Abbildung 2.13). Mögliche Ursachen: Einige Protonen fliegen am Startdetektor vorbei, oder ein Proton durchquert S1 während der Totzeit durch ein vorher detektiertes Proton. (Die Zeitstruktur spielt aber bei der Teilchenidentifizierung eine Rolle, siehe Abschnitt 4.1.4).

- Die Protonen, deren Flugbahnen zu weit abseits der Strahlachse liegen, werden über die Vetodetektoren S3,5–8 ausgeschlossen. Dieser Teil ist von der in S1 gezählten Anzahl zu subtrahieren. Hierfür speichern wir den 1024sten Teil der S1-Protonen in der Datenaufnahme ab (siehe Abbildung 2.13) und können davon den Anteil ermitteln, bei dem die Vetodetektoren ein Proton detektiert haben. Dieses Verhältnis gilt nicht nur für die gespeicherten, sondern für alle Protonen und wird von der Summe abgezogen.
- Zu berücksichtigen wäre die Nullzählrate des Startdetektors. Da diese aber bei maximal 5 pro Sekunde liegt (bei 100.000 Protonen pro Sekunde), kann sie vernachlässigt werden.

4.1.2 Genauigkeit der Bestimmung der Targetdicke

Alle Targets wurden entsprechend der ermittelten Vorgaben für die Flächendichte hergestellt. Allerdings traten mit den nominellen Angaben zur Targetdicke Unterschiede bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte auf: Verschiedene Targetdicken des gleichen Materials führten zu unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten. Dies und die Tatsache, daß die Wägung dünner Targets ($< 1 \text{ mg/cm}^2$) keine verlässliche Angabe der Targetdicke ermöglicht, veranlaßte uns zur Messung des Energieverlustes nach Durchgang von Alpha-Teilchen. Im Ergebnis traten Abweichungen zur Wägung von durchschnittlich 5%, aber auch von bis zu 13% auf. Der Zusammenhang zwischen Energieverlust und Flächendichte wurde mit dem TRIM-Code ([Bie80]), Version T2D-3.5, berechnet. Die Bestimmung der Energiedifferenz ist bis auf ± 10 keV möglich. Daraus ergibt sich eine relative Unsicherheit der Flächendichtebestimmung von 4%.

4.1.3 Korrektur von N_{reak}

Die Neutronenkugel registriert alle Ereignisse, die im Szintillator eine bestimmte Energie deponieren, nicht nur protoneninduzierte Spallationsreaktionen. So ist die Zählrate des BNB im Leerlauf (ohne Strahl) z.B. abhängig vom Aufstellungsort. In der Nähe von starken Betonwänden, die überall vorhanden sind wo Strahlung abgeschirmt werden soll, registriert der BNB die Gammastrahlung des radioaktiven ^{40}K im Beton. Beim NESSI-Experiment betrug die durchschnittliche Zählrate ohne Protonenstrahl 3500 pro Sekunde für die 4fach- und 5500 pro Sekunde für die 3fach-Koinzidenz, das entspricht einer Untergrundrate von 0,15 bzw. 0,24 pro $44\ \mu\text{s}$ Zählintervall.

Die Datenaufnahme wird durch die Koinzidenz zwischen Startdetektor und BNB-Ereignis ausgelöst. Durch die Untergrundzählrate kommt es auch zu zufälligen Koinzidenzen zwischen dem BNB und dem Startdetektor. Dies war in der Abbildung 2.5 zu sehen. Das gewählte Fenster verhindert die Berücksichtigung von zufälligen Koinzidenzen, wenn deren Zeit außerhalb der Flugzeit S1-BNB liegt. Die zufälligen Koinzidenzen innerhalb des Zeitfensters mit der zufällig richtigen Zeit können so nicht eliminiert werden. Hierzu muß der gemittelte Untergrund subtrahiert werden, der für das $8,7\ \text{mg}/\text{cm}^2$ -Target etwa 10%, für das dünne Target über 60% der Ereignisse ausmacht. Mit dem $725\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Target wurde bei 10^6 Protonen/s 12 Stunden lang gemessen, mit dem $8,7\ \text{mg}/\text{cm}^2$ Target bei gleicher Strahlintensität 1,5 h, entsprechend ist der Untergrund beim dünnen Target etwa 8 mal größer als beim dicken Target. Deshalb ist die Ermittlung von Reaktionswirkungsquerschnitten für die dünnen Targets teilweise nicht möglich (siehe Tabelle 4.1).

4.1.4 Korrektur von $N_{part,i}$

Neutronenzählung

Im letzten Abschnitt wurde erwähnt, daß der Neutronenball während der Neutronenzählung eine Untergrundmultiplizität von etwa 0,15 mißt (korrelierter Untergrund). Auch diese Fehlerquelle muß berücksichtigt werden. Während der Auswertung wurde von jedem Ereignis die Untergrundmultiplizität von der gemessenen Neutronenmultiplizität subtrahiert und die mittlere Effizienz des BNB berücksichtigt:

- Die Neutronenmultiplizitätsspektren in Abbildung 4.2 zeigen die Reaktionswahrscheinlichkeit bei der entsprechenden Neutronenmultiplizität für das dünne ($8,7\ \text{mg}/\text{cm}^2$) und das dicke ($0,7\ \text{mm}$ oder $1,35\ \text{g}/\text{cm}^2$) Goldtarget. Die einzige Möglichkeit, den unkorrelierten Untergrund, die niedrigen Multiplizitäten zu minimieren, besteht in der Durchführung einer Messung ohne Target. Es wird eine Leertargetmessung mit

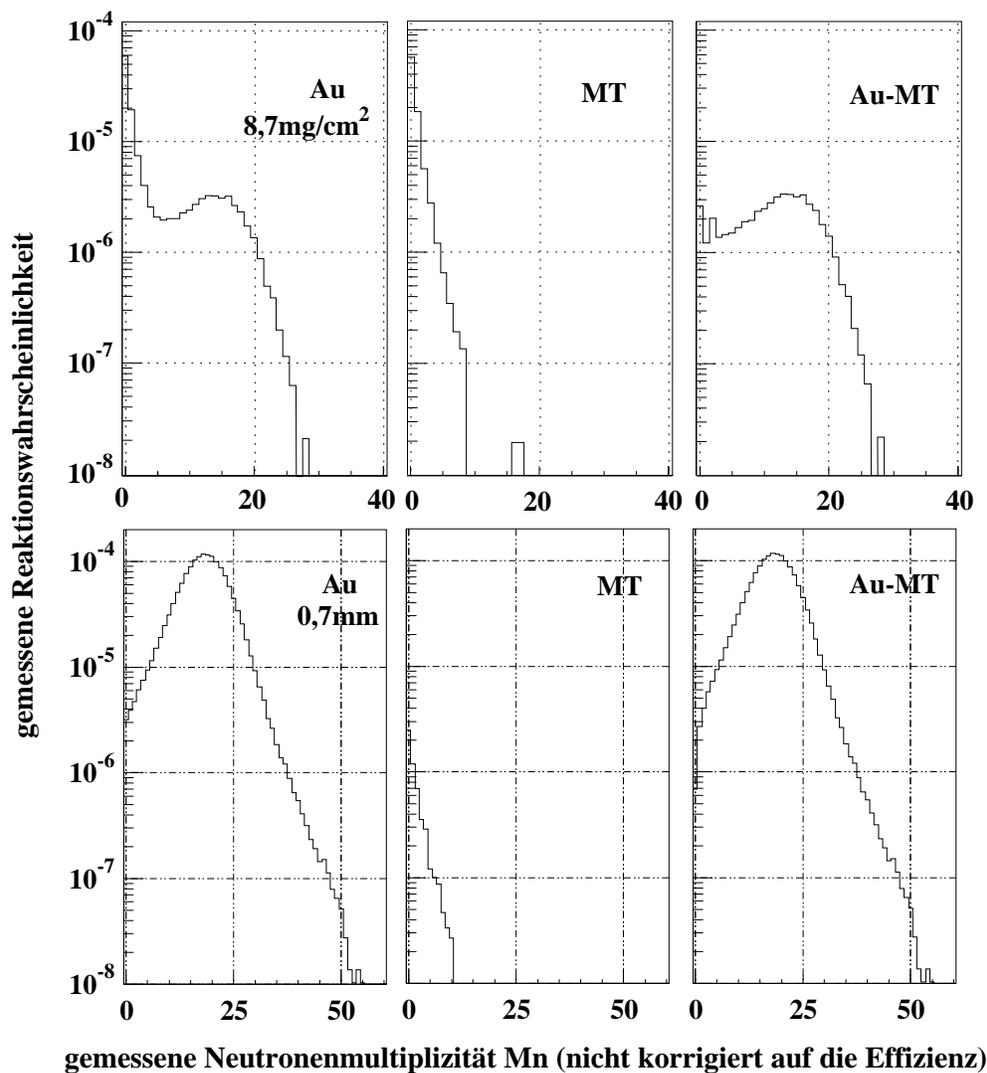


Abbildung 4.2: Ermittlung des auf den unkorrelierten Untergrund korrigierten Neutronenmultiplizitätsspektrums durch Bilden der Differenz (Au-MT) aus Targetmessung (Au) und Leertargetmessung (MT, empty). Beim $8,7 \text{ mg/cm}^2$ Target (ohne Untersetzung des BNB) sind die zu subtrahierenden Größen etwa gleich groß, beim $0,7 \text{ mm}$ Target ist der Untergrund nicht dominant. Unabhängig davon wurde dieses Target mit einer Untersetzung des BNB von $2^6 = 64$ gemessen, d.h. nur jedes 64ste BNB-Ereignis, bei dem nicht auch gleichzeitig geladene Teilchen detektiert werden, wird berücksichtigt. Die höhere Neutronenmultiplizität beim $0,7 \text{ mm}$ dicken Target kommt durch sekundäre Reaktionen, der *internuklearen* Kaskade, zustande.

Targethalter durchgeführt, um auch Beiträge von Reaktionen im Targethaltermaterial zu erfassen, die durch Protonen ausgelöst werden, die nicht auf das Target fokussiert sind, aber dennoch fast auf der Strahlachse liegen und somit von den Vetodetektoren nicht erfaßt werden. Da die Targethalter aus Aluminium, einem leichten Element, bestehen, ergeben sich Beiträge niedriger Multiplizität. Im Summenspektrum nach einer Messung können wir die Beiträge der Leermessung abziehen, allerdings werden die Fehler bei der Subtraktion für dünne Targets sehr groß. Insofern ist es nicht möglich, Produktionswirkungsquerschnitte von Neutronen und Reaktionswirkungsquerschnitte anzugeben, die mit dünnen Targets ($< 1 \text{ mg/cm}^2$) gemessen wurden, da die Fehlerbeiträge bei niedrigen Multiplizitäten dominieren. Aus diesem Grund sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 auch nicht für alle Targets diese Wirkungsquerschnitte angegeben, da im Vordergrund des Interesses Wirkungsquerschnitte geladener Teilchen standen und somit dünne Targets bevorzugt wurden.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit des BNB beträgt für niederenergetische Neutronen 85%, für höherenergetische Neutronen weniger. Um eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit zu ermitteln, haben wir mit dem INCL-Code Rechnungen durchgeführt und den Mittelwert $\epsilon_{BNB}(E_i^n)$ über die berechneten Energien E_i^n und die Anzahl emittierter Neutronen M_n^{INCL} gebildet:

$$\langle \epsilon \rangle = \sum_{i=1}^{M_n^{INCL}} \epsilon_{BNB}(E_i^n) / M_n^{INCL}$$

Für die Reaktion $1,8 \text{ GeV p} + \text{Au}$ ist die differentielle Effizienz als Funktion der detektierten Neutronenmultiplizität ($M_n^{detected}$) in der Abbildung 4.3 gezeigt.

Diese Rechnung zeigt, daß die Effizienz für niedrige Multiplizitäten niedrig ist. Solche Ereignisse entstehen bei peripheren Stößen, der Kern nimmt wenig Anregungsenergie auf, die emittierten Neutronen stammen zum größten Teil aus der Kaskade (hochenergetisch). Hohe Anregungsenergien dagegen stellen zentrale Stöße dar, die Neutronen stammen zum großen Teil aus der Verdampfung (niederenergetisch), die Effizienz ϵ_{BNB} für solche Neutronen ist größer als der Mittelwert. Mit INCL berechnet sich ein Mittelwert über alle induzierten Reaktionen $1,2 \text{ GeV p} + \text{Au}$ von $\langle \epsilon \rangle = 71,6\%$, das Ergebnis der Rechnung mit dem LAHET-Code ist ein Mittelwert von $73,1\%$. Die Angaben zu Neutronen-Produktionswirkungsquerschnitten in dieser Arbeit wurden

mit dem entsprechenden INCL-ermittelten Wert für die Nachweiswahrscheinlichkeit der jeweiligen Reaktion (siehe Tabelle 4.1) korrigiert.

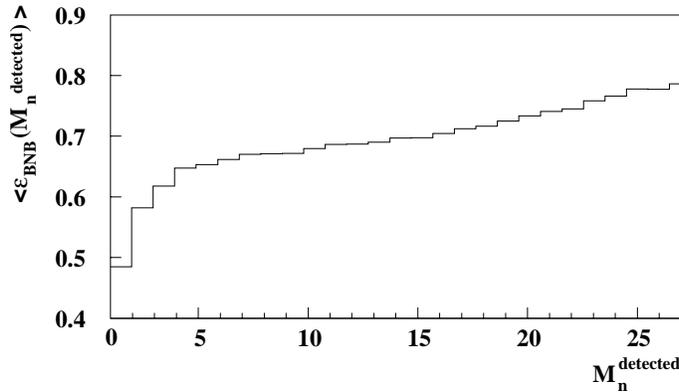


Abbildung 4.3: Berechnete Effizienz $\epsilon_{BNB}(M_n^{detected})$ für die Reaktion $1,8\text{ GeV p} + \text{Au}$ als Funktion der detektierten Multiplizität $M_n^{detected}$, die aus der Faltung der berechneten Neutronenmultiplizität mit der BNB-Nachweiswahrscheinlichkeit aus Abbildung 2.6 entsteht.

Siliziumball

Alle Angaben zu Multiplizitäten und Wirkungsquerschnitten sind auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des BSiB korrigiert. Zu berücksichtigen sind dabei fehlende Detektoren, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Einzeldetektors sowie der Effekt des Targetschattens:

- Von den 162 Flächen fehlen 15:
 - Zwei für den Strahlein- und -austritt,
 - zwei oben und unten an den Stellen, an denen die bewegliche Targetleiter auf- und abgefahren wird (siehe Abbildung 2.9).
 - An sechs Positionen kamen Teilchenteleskope zum Einsatz,
 - an einer Position eine Videokamera zur Beobachtung der Reaktionszone während der Strahlfokussierung.
 - Vier weitere Detektoren wurden aufgrund elektronischer Probleme nicht benutzt.

Die aktive Fläche pro Detektor beträgt laut Herstellerangabe 94% der Oberfläche, so daß unter Berücksichtigung der fehlenden Detektoren

eine geometrische Akzeptanz von 85,3% von 4π erreicht wird. Die gemessenen Werte für Multiplizitäten und Wirkungsquerschnitte wurden mit diesem Faktor normiert.

- Der Nachweis geladener Teilchen ist von der Teilchensorte selbst sowie deren Energie abhängig. 200 MeV Pionen beispielsweise deponieren innerhalb des Siliziums weniger als 0,2 MeV und fallen somit unter die Nachweisschwelle von $2 \pm 0,3$ MeV. Diese Nachweisschwelle begrenzt die Nachweisfähigkeit auch für Wasserstoffisotope, da deren Energie auch erheblich größer als 50 MeV ist. Die Variation der unteren Nachweisschwelle der individuellen BSiB-Detektoren macht sich vor allem für H bemerkbar. Dies ist in Abbildung 4.5 gezeigt, wo vor allem unter Vorwärtswinkeln große Schwankungen der gemessenen H-Ausbeute auftreten. Unter Vorwärtswinkeln gibt es relativ mehr hochenergetische Protonen mit einem Energieverlust in der Nähe der unteren Nachweisschwelle. Rechnungen mit den vorgestellten Rechen-Codes zeigen, daß nur 30–60% aller emittierten Protonen nachgewiesen werden (Abbildung 4.4), abhängig vom Target und vom benutzten Modell.

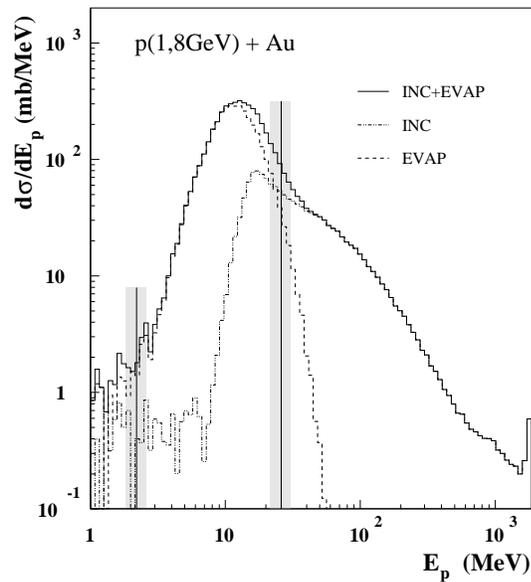


Abbildung 4.4: Berechnetes Energiespektrum für Protonen der Reaktion 1,8 GeV p + Au; INC: Protonen der prompten Intranuklearen Kaskade, EVAP: Nur verdampfte (evaporated) Protonen. Die untere und obere Nachweisschwelle und deren Unsicherheit sind durch die vertikalen Balken dargestellt. Nur ca. 60% der Protonen können mit dem BSiB detektiert werden.

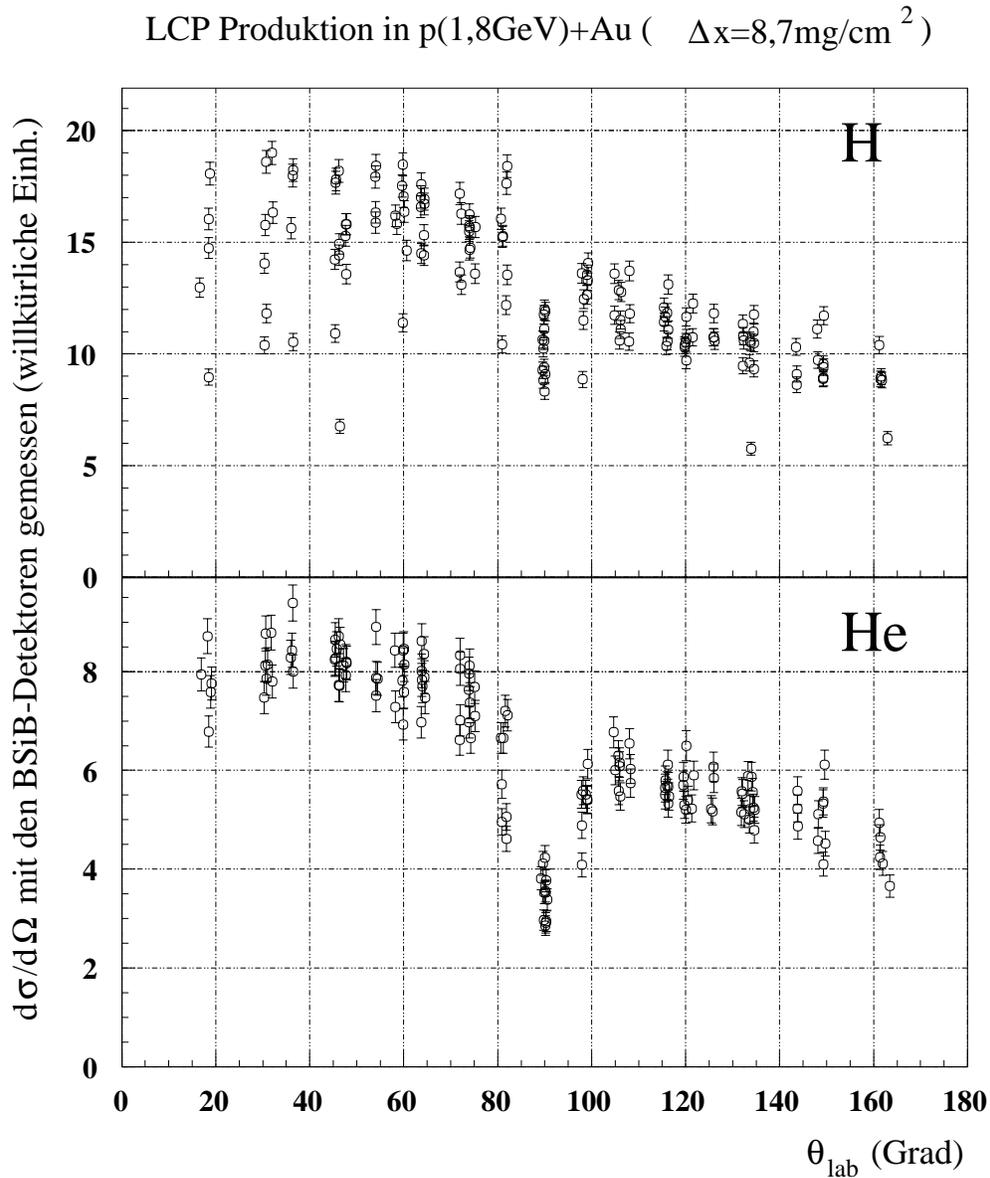


Abbildung 4.5: Messung von LCP (light charged particles, H und He) mit den einzelnen BSiB-Detektoren. Bei 90° ist der Einfluß des Targetschattens sichtbar, für He stärker ausgeprägt als für H. Der in Strahlrichtung erhöhte Nachweis hat die Ursache im Impulsübertrag des einfallenden Protons auf den Kern.

Alpha-Teilchen werden bis zu einer Energie von 120 MeV identifiziert, begrenzt dadurch, daß die Alpha-Teilchen nicht mehr von den Wasserstoffisotopen getrennt werden können.

- Eine weitere Begrenzung ergibt sich durch den Schatteneffekt des Targets in der Nähe der Target-Ebene (Abbildung 4.5), die von der Dicke des Targets sowie dem spezifischen Energieverlust der Teilchen im Target abhängt. [Gol96b] macht Angaben zur mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit des Siliziumballs in Abhängigkeit der Teilchensorte. In dieser Arbeit werden für die Ermittlung der Anzahl¹ $N_{part,i}$ (i : geladene Teilchen) die Ereignisse in Detektoren im Targetschattenbereich sowie in fehlenden Detektoren durch die Ereignisse in unmittelbar benachbarten Detektoren ersetzt.

Die Siliziumdetektoren selbst sind nicht ortsauflösend. Allerdings kommt es bei der Auswertung mit 162 diskreten Flugrichtungen bei Winkelverteilungen (in kontinuierlicher Darstellung übersichtlicher) zu diskreten Effekten. Deshalb wird für jedes nachgewiesene Teilchen per Monte-Carlo-Simulation eine Position innerhalb des nachweisenden Detektors ermittelt, um eine quasi-kontinuierliche Darstellung zu ermöglichen und o.g. Effekte zu vermeiden.

Ein entscheidender Punkt bei der Ermittlung der Produktionswirkungsquerschnitte leichter geladener Teilchen war die Beobachtung, daß die ersten Ergebnisse mit der Intensität des Protonenstrahles korrelierten. Je höher die Strahlintensität, desto niedriger waren die ermittelten Querschnitte. Die Ursache hierfür war die ungleichmäßige Zeitstruktur des Protonenstrahles. Bei hohen Zählraten kam es vor, daß in S1 zwei Protonen innerhalb der Koinzidenzzeit von 65 ns^2 zwischen S1 und BSiB nachgewiesen wurden. Da stets das erste Proton den Start für die Zeitmessung definiert, wird eine falsche Zeit gemessen, wenn das zweite Proton die Reaktion ausgelöst hat. Die gemessenen Flugzeiten aller im BSiB nachgewiesenen Teilchen sind für ein solches Ereignis zu groß. Das Proton bzw. das zugehörige S1-Signal, das die Reaktion im Target ausgelöst hatte, konnte durch eine Koinzidenz von S1 mit BNB innerhalb von 10 ns^3 identifiziert werden. Die zusätzlich gemessene Zeit zwischen diesem S1-Signal S1-BNB und dem eventuell falschen S1-Signal S1-BSiB ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Die Ereignisse mit einer richtig gemessenen Flugzeit der geladenen Teilchen entsprechen der scharfen Zeitlinie bei Kanal 375, während alle Ereignisse mit größerer Zeit falsch gemessenen

¹nicht jedoch für die Ermittlung von Multiplizitätsspektren

²entspricht der maximal zu erwartenden Flugzeit der geladenen Teilchen im BSiB

³für den BNB sind die maximalen Flugzeiten 1 bis 2 ns

BSiB-Flugzeiten entsprechen. Mit dieser Messung war eine Erkennung und Korrektur falsch gemessener BSiB-Flugzeiten möglich. Die Abbildung 4.6 zeigt auch, wie mit zunehmender Zählrate des Startdetektors der Anteil, der nicht in der scharfen Zeitlinie liegt, zunimmt. Nachdem eine Unsicherheit von 4% für die Targetdicke veranschlagt wurde, wird zusätzlich die Unsicherheit der Bestimmung von N_p und N_A mit jeweils 0,5% und die Unsicherheit der Zählung von Protonen, deren Weg nicht auf der Strahlachse verläuft, mit 2% abgeschätzt.

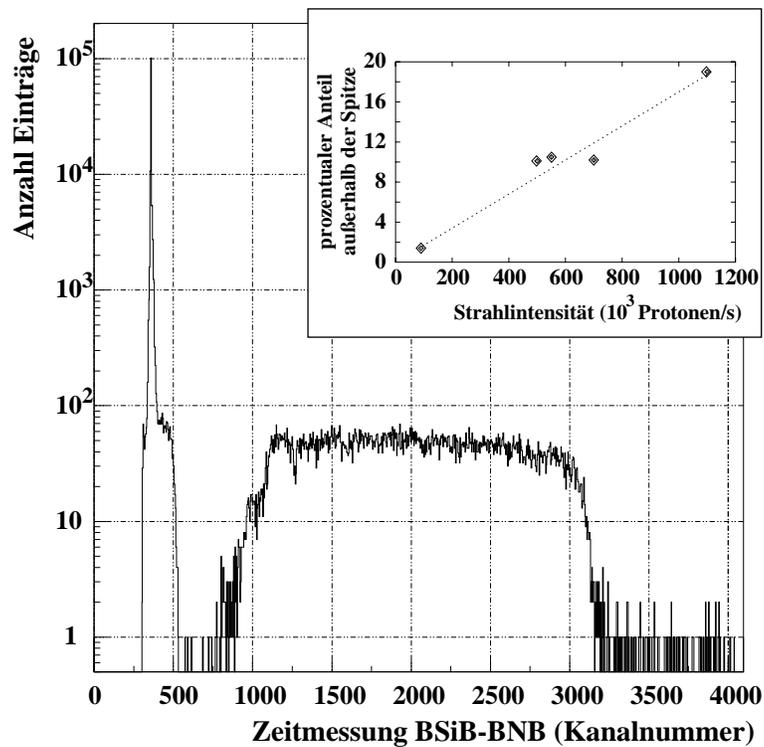


Abbildung 4.6: Durch die Nicht-Gleichverteilung der Protonen im Strahl verursachte fehlerhafte Zeitzuordnung, die mit der Strahlintensität zunahm.

4.2 Experimentelle Wirkungsquerschnitte

Die Neutronenkugel als 4π -Detektor registriert mit nahezu $100\%^4$ Wahrscheinlichkeit alle Reaktionen (siehe Abschnitt 2.4). Dadurch wird es möglich, auch den Reaktionswirkungsquerschnitt, wie beschrieben, zu messen. Er beinhaltet inelastische Reaktionen, sobald die Schwelle der Inelastizität von 10 MeV (konfigurierbar) überschritten ist. Die gemessenen Reaktions- und Produktionswirkungsquerschnitte für 1,2 GeV sind in Tabelle 4.1 und für 1,8 GeV in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Für Eisen gibt es eine Messung für σ_{prod}^α von Michel et al. [Mic95] bei 1,2 GeV, deren Resultat mit 792 ± 55 mb um einen Faktor 1,8 von unserem Ergebnis abweicht (siehe auch Abbildung 1.3). Andererseits stimmen unsere Werte recht gut mit den älteren Werten von Goebel et al. [Goe64] überein, wie der Abbildung 1.3 für Eisen und der Abbildung 4.17 für Nickel entnommen werden kann. Auch stimmen die totalen Reaktionsquerschnitte in Tabelle 4.1 innerhalb von 10% mit der Systematik [Wel96] überein.

Tabelle 4.1: Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Wasserstoff (σ_H) und Helium (σ_{He}), totaler Reaktionswirkungsquerschnitt (σ_{reac}) und Produktionswirkungsquerschnitt für Neutronen (σ_n) bei einer Protonenenergie von 1,2 GeV. Die Unsicherheit der experimentellen Werte wird auf $\pm 7\%$ abgeschätzt. σ_n ist auf die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $\langle \epsilon \rangle$ korrigiert worden, siehe Abschnitt 4.1.4. Die Resultate von Rechnungen mit INCL (σ_n^I), LAHET (σ_n^L), und HERMES (σ_n^H) sind angegeben. Diese Rechnungen wurden für alle Isotope des Elementes durchgeführt und entsprechend ihrer natürlichen Häufigkeit gemittelt.

Target	Dicke mg/cm^2	σ_H (b)	σ_{He} (b)	σ_{reac} (b)	σ_n (b)	σ_{inel}^L (b)	σ_n^I (b)	σ_n^L (b)	σ_n^H (b)	$\langle \epsilon \rangle$
Fe	1,6	1,32	0,44	0,80	5,14	0,780	3,41	4,39	4,48	0,576
Ta	7,5	2,20	1,10							
W	12,4	2,21	1,15							
Au	$1,35 \cdot 10^3$			1,76	26,7	1,674	25,3	27,9	28,2	0,716
Au	8,7/5,4	2,40	1,28							
Hg	$6,8 \cdot 10^3$			1,78	28,4	1,694	26,3	28,7	29,5	0,716
Pb	12,6	2,27	1,22	1,73	30,4	1,729	28,1	30,2	31,5	0,721
U	8,0	2,14	1,17							

⁴Die Öffnungen des BNB für Strahlein- und Strahlaustritt machen ca. 0,3% von 4π aus.

Tabelle 4.2: Gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Wasserstoff ($\sigma_H = \sigma_p + \sigma_d + \sigma_t$) und Helium ($\sigma_{He} = \sigma_{^3He} + \sigma_{^4He}$) bei einer Protonenenergie von 1,8 GeV. Die Meßunsicherheit beträgt $\pm 7\%$.

Target	Dicke mg/cm ²	σ_H (b)	σ_{He} (b)
Ni	1,4	1,70	0,63
Ag	1,6	2,75	1,11
Ta	7,5	3,30	1,60
Au	8,7	4,00	2,00
Pb	12,6	3,13	1,64
U	0,6, 8,0	3,20	1,75

4.2.1 Ergebnisse der Teilchenteleskope

Tabelle 4.3: Mit den Teilchenteleskopen gemessene Produktionswirkungsquerschnitte für Protonen σ_p (2,8–26 MeV), Deuteronen σ_d (3,6–49 MeV), Tritonen σ_t (4,1–76 MeV), ^3He $\sigma_{^3He}$ (>9,7 MeV) und ^4He $\sigma_{^4He}$ (>10,8 MeV).

Target	Dicke mg/cm ²	σ_p (b)	σ_d (b)	σ_t (b)	$\sigma_{^3He}$ (b)	$\sigma_{^4He}$ (b)
Au	8,7	2,10±0,2	1,00±0,2	0,60±0,14	0,20±0,08	1,78±0,2

Im Bild 4.7 sind die Winkelverteilungen für H und He-Isotope der Reaktion 1,8 GeV p + Au dargestellt, wie sie mit den Teleskopen gemessen wurden. Die Verteilung zeigt eine leichte vor- rückwärts-Anisotropie für alle Teilchen außer für Protonen, bei denen der Vergleichgewichtsanteil nicht nachgewiesen werden kann aufgrund der oberen Nachweisschwelle für die Energie. Für Alphateilchen beträgt die Asymmetrie ca. 25% und ist zu erklären mit dem Impulsübertrag auf den Kern.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt für Tritium wird mit 600 ± 140 mb für 1,8 GeV p + Au angegeben. Dieser Querschnitt ist von besonderer Relevanz für die ESS, da $^{197}_{79}\text{Au}$ im Periodensystem neben Quecksilber ($^{200,6}_{80}\text{Hg}$) steht (dem empfohlenen Targetmaterial für die ESS), es ähnliche Eigenschaften aufweist.

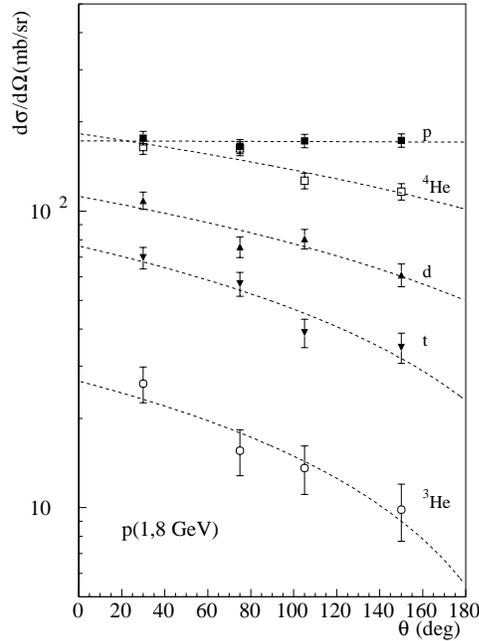


Abbildung 4.7: Winkelverteilung der p, d, t, ^3He und ^4He , gemessen mit Teilchenteleskopen für die Reaktion 1,8 GeV p + Au. Die gestrichelten Linien sind lineare Regressionen der experimentellen Punkte. Die resultierenden integralen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 4.3 angegeben.

4.3 Anregungsenergieverteilung

Nach der in [Gol96b] beschriebenen Methode ist es für die verwendeten 4π -Detektoren BNB und BSiB möglich, für jede Reaktion die Anregungsenergie des Restkerns nach der INC anzugeben. Die Methode beruht darauf, daß mit dem statistischen Modellcode GEMINI bei einer bestimmten Anregungsenergie eine Multiplizitätsverteilung⁵ errechnet wird. Die Summe der Multiplizitäten von leichten Teilchen n, H und He wird durch die beiden Detektoren BNB und BSiB gemessen und wird zur Rekonstruktion der Anregungsenergie benutzt (Abbildung 4.8). Nachdem ein beachtlicher Teil der kinetischen Energie des einfallenden Protons durch prompt emittierte hochenergetische Nukleonen und Pionen fortgetragen wird, bleibt ein Restkern übrig, der sich in einem hoch angeregten Zustand befindet.

⁵Bei gleicher Anregungsenergie zeigen leichtere Targets wie Fe eine kleinere mittlere Multiplizität von abgedampften Teilchen als schwerere Targets, weil die abgedampften Teilchen im Mittel eine höhere kinetische Energie (wegen der höheren Kerntemperatur) und auch größere Bindungsenergie haben.

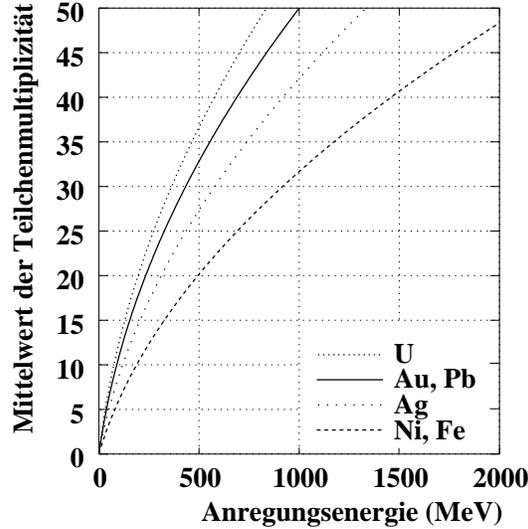


Abbildung 4.8: Mit GEMINI berechnete Teilchenmultiplizität bei gegebener Anregungsenergie. Dargestellt ist der Mittelwert der errechneten Verteilung.

Aufgrund der Grenzen der Nachweisbarkeit unserer Detektoren für Pionen und Wasserstoffisotope ist es nicht möglich, die bei [Cug97] und [Cug97b] durchgeführten Rechnungen vollständig unseren Daten gegenüberzustellen. Trotzdem können wir eine Aussage bezüglich der vorher erwähnten Zeitabhängigkeit des Abbruchs der INC machen. Zur Erinnerung: Beim Cugnon-code INCL ist das Kriterium für den Abbruch der Intranuklearen Kaskade gegeben durch die Gleichgewichtszeit τ_{equil} . Typische Werte dieser Zeit liegen bei 18 fm/c für Fe oder 25 fm/c für U. Die von uns gemessenen Daten wurden den berechneten Anregungsenergieverteilungen $d\sigma/dE^*$ gegenübergestellt um festzustellen, ob τ_{equil} geeignet gewählt wurde bzw. die für die Anregung des Kernes zur Verfügung stehende Energie nach dem Entweichen schneller Kaskadenteilchen richtig berechnet wird.

In der Abbildung 4.9 wird die experimentelle Anregungsenergieverteilung der Restkerne (Punkte) verglichen mit Ergebnissen von Rechnungen mit INCL (durchgezogenes Histogramm), LAHET (gestrichelt) und HERMES (gepunktet) unter der Bedingung (unterer Teil), mindestens ein geladenes Teilchen detektiert zu haben. Diese Bedingung wurde eingeführt, um Beiträge durch den unkorrelierten Untergrund, den der BNB prinzipiell liefert, zu eliminieren. Die mittleren Anregungsenergien sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt. Es ist festzustellen, daß die INCL-Ergebnisse recht gut zu den experimentellen Daten für leichte Targets (Fe) passen. Für schwere Targets (Au) ist eine gute Übereinstimmung zu beobachten, auch wenn hier eine leichte Verschiebung der Rechnung gegenüber den Daten zu erkennen ist. Das

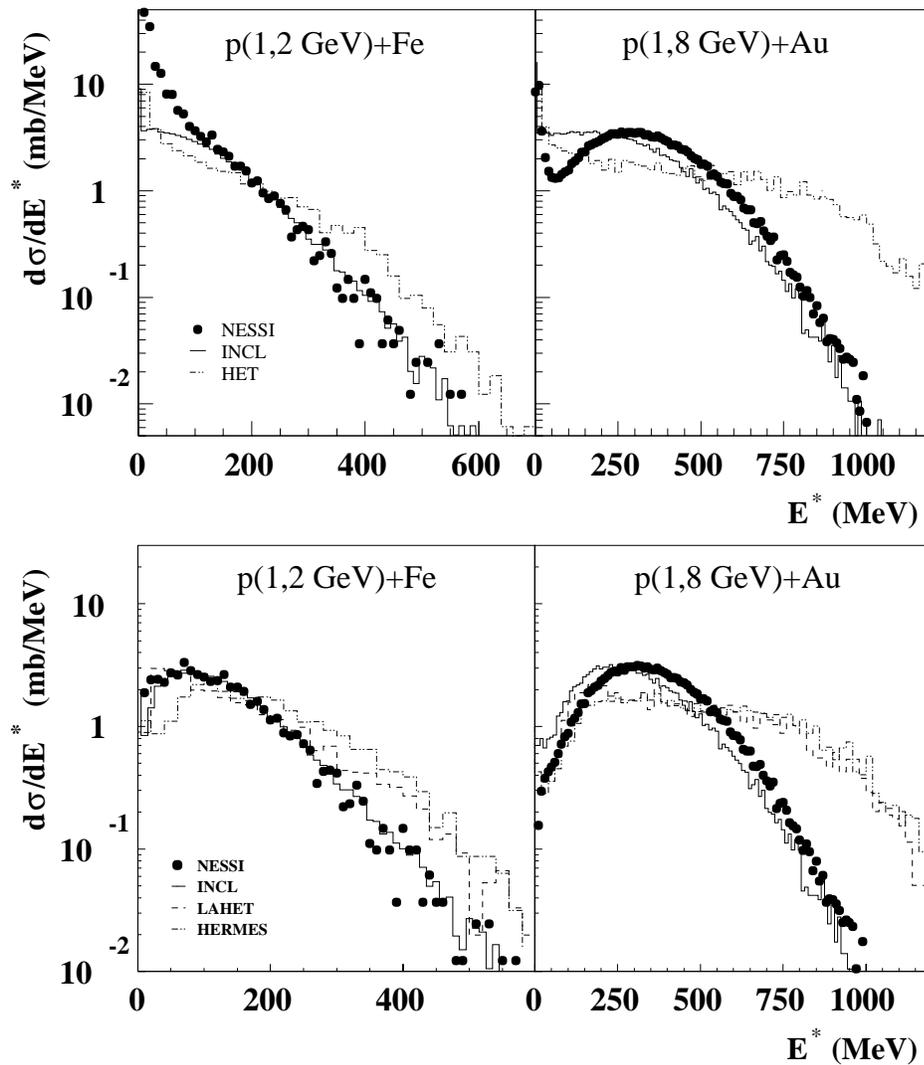


Abbildung 4.9: Vergleich der experimentell (Punkte) und rechnerisch (Histogramme) ermittelten Anregungsenergieverteilung. Unten mit der Bedingung, wenigstens ein geladenes Teilchen detektiert zu haben, oben ohne diese Bedingung, links für die Reaktion $1,2 \text{ GeV } p + \text{Fe}$, rechts für die Reaktion $1,8 \text{ GeV } p + \text{Au}$. Die Rechnungen mit INCL sind im durchgezogenen, die für HERMES im gepunkteten und die für LAHET im gestrichelten Histogramm wiedergegeben.

könnte ein Hinweis auf eine etwas zu hohe Gleichgewichtszeit τ_{equil} sein⁶. Andererseits errechnen die Codes HERMES und LAHET deutlich höhere

Tabelle 4.4: Mittlere Anregungsenergien, Experiment und Rechnungen

	1,2 GeV p + Fe	1,8 GeV p + Au
Experiment	126 MeV	354 MeV
INCL	129 MeV	296 MeV
HERMES	186 MeV	498 MeV
LAHET	150 MeV	462 MeV

Anregungsenergien, besonders bei schweren Targets. Beim Gold beträgt die Differenz der Mittelwerte zwischen Rechnung und Experiment 110–140 MeV. Es ist anzunehmen, daß sich diese Diskrepanz auch bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für geladene Teilchen niederschlagen wird, da geladene Teilchen vorzugsweise von hochangeregten Kernen emittiert werden: Die potentielle Energie der Teilchen wird größer als die Coulombbarriere. Wie später noch gezeigt wird, stimmt diese Annahme mit der Beobachtung überein, daß HERMES- und LAHET-Rechnungen die Produktionsquerschnitte für leichte geladene Teilchen beachtlich überschätzen.

Die besondere Bedeutung der Anregungsenergie wurde schon früh von Green und Korteling [Gre81] erkannt. Sie konnten mit den ihnen vorliegenden Daten zwar keine Anregungsenergieverteilung rekonstruieren, gingen aber dafür von einer Maxwellverteilung mit empirisch ermittelten Parametern aus. Die Beobachtungen reichten aber aus um festzustellen, daß die Energieverteilung nach der Intranuklearen Kaskade zu wesentlich höheren Energien reicht, als mit der Maxwellverteilung zu beschreiben ist.

Die Abhängigkeit des oberen Endes der Verteilung von der Gleichgewichtszeit wird auch in [Led98] diskutiert.

⁶Im Rahmen dieser Arbeit war es nur sehr eingeschränkt und auch nur für INCL möglich, in den sehr umfangreichen und komplizierten Programmcode einzugreifen, um durch Anpassung verschiedener Parameter eine bessere Übereinstimmung mit den Experimenten zu erzeugen. Bei LAHET und HERMES wurden nur die Standardversionen der Codes angewendet.

4.4 Energie- und Winkelspektren

Der Übergang von der schnellen Intranuklearen Kaskade zur Verdampfung erfolgt in der Realität nicht plötzlich, sondern fließend. Während des Überganges von der direkten Reaktion zur statistischen Verdampfung im thermischen Gleichgewicht tritt bereits eine Emission im Vergleichgewichtsstadium auf. Diese wird allerdings vom INCL-Code nicht berücksichtigt, hier schließt sich die Verdampfung direkt an die Intranukleare Kaskade an.

Als eindeutiger Indikator für Vergleichgewichtsemission, einschließlich der Emission während der Intranuklearen Kaskade, gilt die hochenergetische Komponente der Energiespektren von Nukleonen und leichten Teilchen. In Abbildung 4.10 sind die winkelintegrierten α -Energiespektren für die Reaktion 1,8 GeV p+Au dargestellt. Die 6 Bilder unterscheiden sich in der jeweiligen

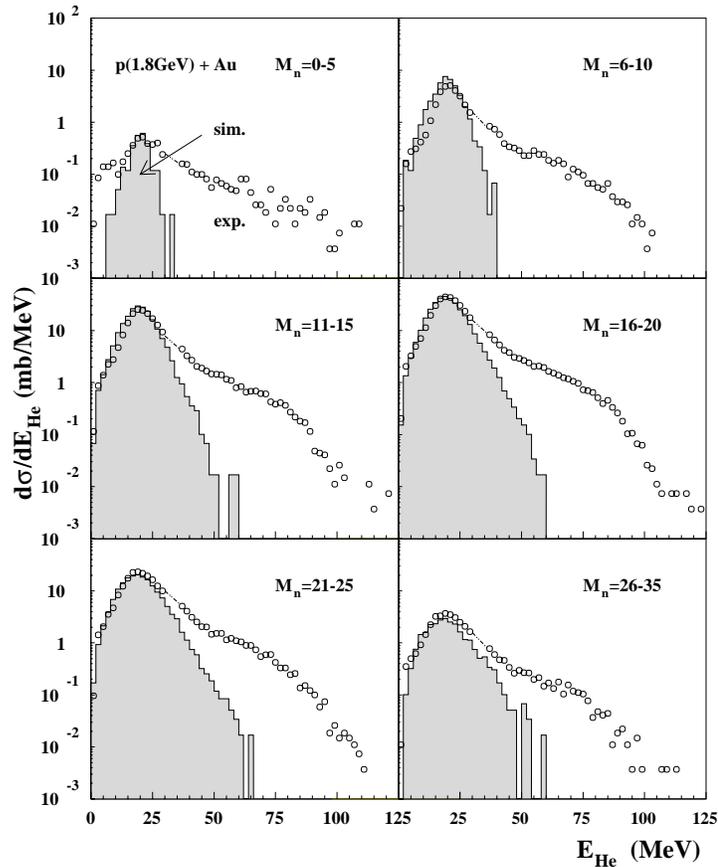


Abbildung 4.10: Winkelintegrierte He-Energiespektren (Punkte) als Funktion der gemessenen Neutronenmultiplizität M_n für 1,8 GeV p + Au, verglichen mit INCL-Rechnungen (Histogramme, nur statistische Verdampfung).

Neutronenmultiplizität. Gegenübergestellt sind diesen Meßwerten Rechnungen, die nur die Teilchenemission während der statistischen Verdampfung, nach der Intranuklearen Kaskade, berücksichtigen. Höhere Neutronenmultiplizitäten korrespondieren mit höherer deponierter Anregungsenergie und kleinerem Stoßparameter. Es ist zu sehen, daß für niedrige Neutronenmultiplizitäten, das heißt peripheren Reaktionen, die gemessenen Heliumspektren durch Vergleichgewichtsemission und Emission aus der Intranuklearen Kaskade dominiert werden, während bei höheren Neutronenmultiplizitäten die Verdampfung dominiert. Der Verdampfungsteil zumindest wird durch die INCL-Rechnungen recht gut wiedergegeben. Der LAHET-Code hingegen berücksichtigt auch die Vergleichgewichtsemission von Teilchen einer Masse > 1 . Trotzdem stimmen die errechneten hochenergetischen Beiträge nicht mit den experimentellen Spektren überein.

Aus der Abbildung 4.10 ist festzustellen, daß 20% der Emission auf Vergleichgewichtsemission zurückzuführen ist, für $M_n < 6$ sogar 50%. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem Wert von Green ([Gre80], 10...30%) für ${}^4\text{He}$ bei Einschußenergien von 210 bis 480 MeV überein. Gleichzeitig ermittelt Green einen Wert von 70 bis 90% für die Vergleichgewichtsemission von ${}^3\text{He}$. Dies weist auf unterschiedliche Emissionsprozesse von ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ hin. In der Abbildung 4.11 sind die Energiespektren als Funktion des Winkels für 1,2 GeV Protonen dargestellt. Das Maximum der Verteilungen verschiebt sich mit zunehmendem Winkel zu kleineren Energien. Dies ist ein Hinweis darauf, daß sich die Quelle auf Grund des Impulsübertrags durch das Proton in Strahlrichtung bewegt. Die hochenergetischen Alphateilchen werden nur in Vorwärtsrichtung emittiert, je größer der Winkel zur Strahlrichtung ist, desto geringer ist der hochenergetische Anteil. Die hochenergetischen Teilchen aus der Intranuklearen Kaskade sind in Strahlrichtung fokussiert. Sehr schön verdeutlichen läßt sich diese Tatsache auch an Abbildung 4.12. Das obere Bild stellt die Winkelverteilung aller Alphateilchen der Reaktion 1,2 GeV p + Pb dar. Die Form einer halben Sinusschwingung ist durch die Kugelsymmetrie des Detektors bedingt. Diese Verteilung ist in den zwei Darstellungen darunter in die Energiebereiche kleiner und größer 30 MeV kinetischer Energie der Alphateilchen unterteilt. In den untersten zwei Darstellungen ist die Verteilung über dem Kosinus des Winkels im Laborsystem dargestellt, dadurch erhalten wir eine leicht interpretierbare Form: Im Bereich unter 30 MeV zeigt das Winkelspektrum Isotropie, während der hochenergetische Anteil verstärkt in Strahlrichtung auftritt.

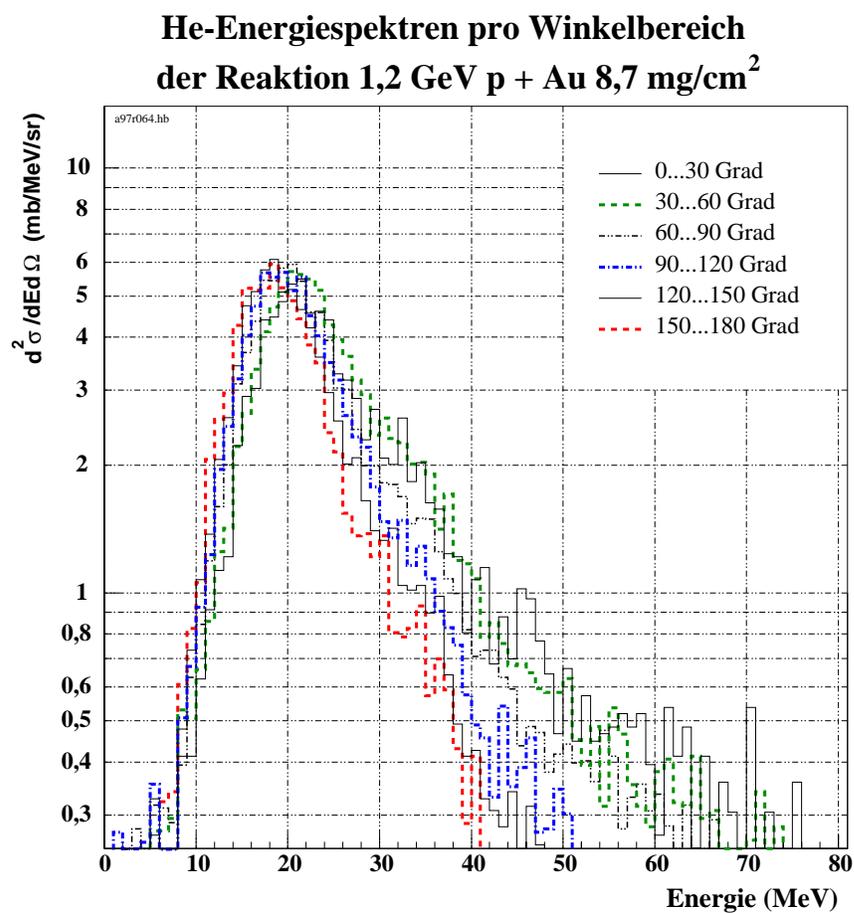


Abbildung 4.11: He-Energiespektren für die verschiedenen Winkelbereiche

Winkelverteilung von He: 1,2 GeV p + Pb (12,6 mg/cm²)

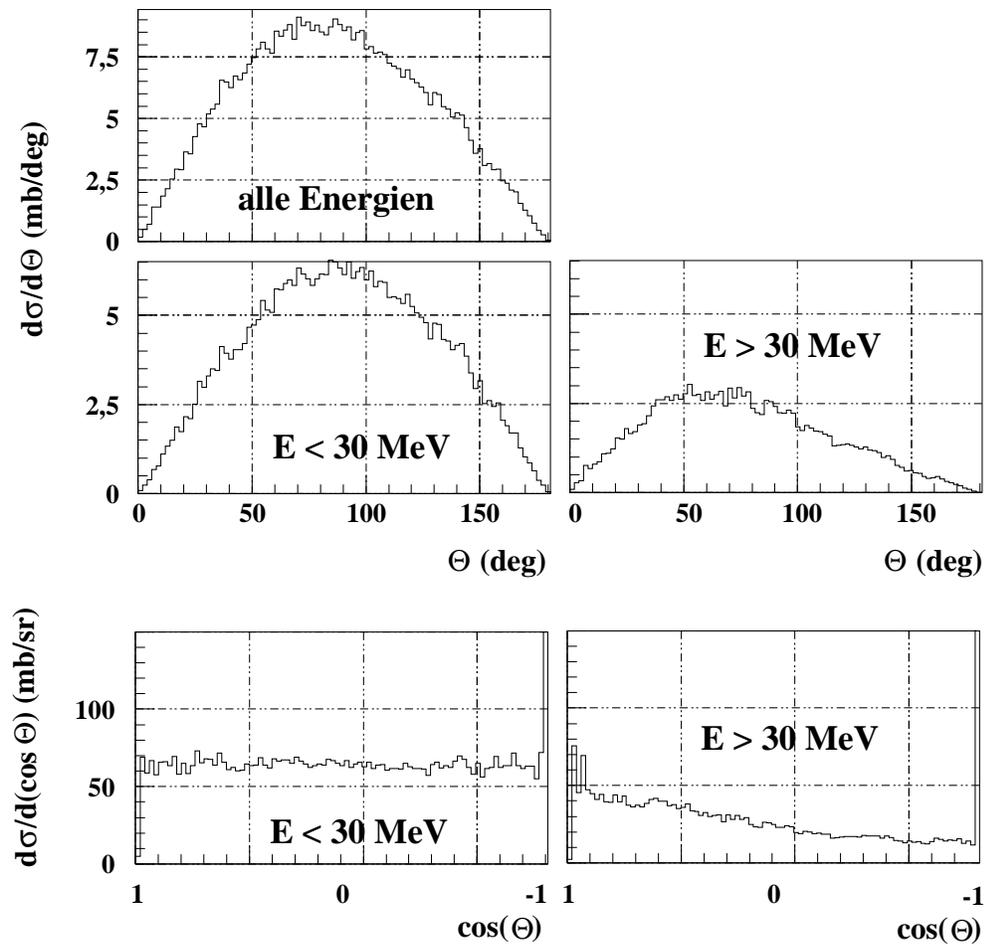


Abbildung 4.12: He-Winkelspektren für unterschiedliche Energiebereiche.

4.5 Teilchenmultiplizitäten

Durch die Kombination der beiden Detektorsysteme für Neutronen und geladene Teilchen sind wir in der Lage, für jede einzelne Reaktion die Multiplizität der Teilchensorten, die wir mit dem BSiB identifizieren können, anzugeben. Dies ist in der Abbildung 4.13 dargestellt. Es handelt sich für jede Teilchensorte um eine Verteilung. In der Abbildung ist jeweils nur der Mittelwert dieser Verteilung in Abhängigkeit von der Neutronenmultiplizität dargestellt. Die Meßpunkte für die mittelschweren Fragmente und die Spaltfragmente wurden der besseren Erkennbarkeit halber um den Faktor zwei überhöht dargestellt und sind nicht korrigiert auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des BSiB für diese Teilchen. Wurden nach einer Spaltung beide Spaltfragmente detektiert, so beträgt die FF-Multiplizität für dieses Ereignis 2.

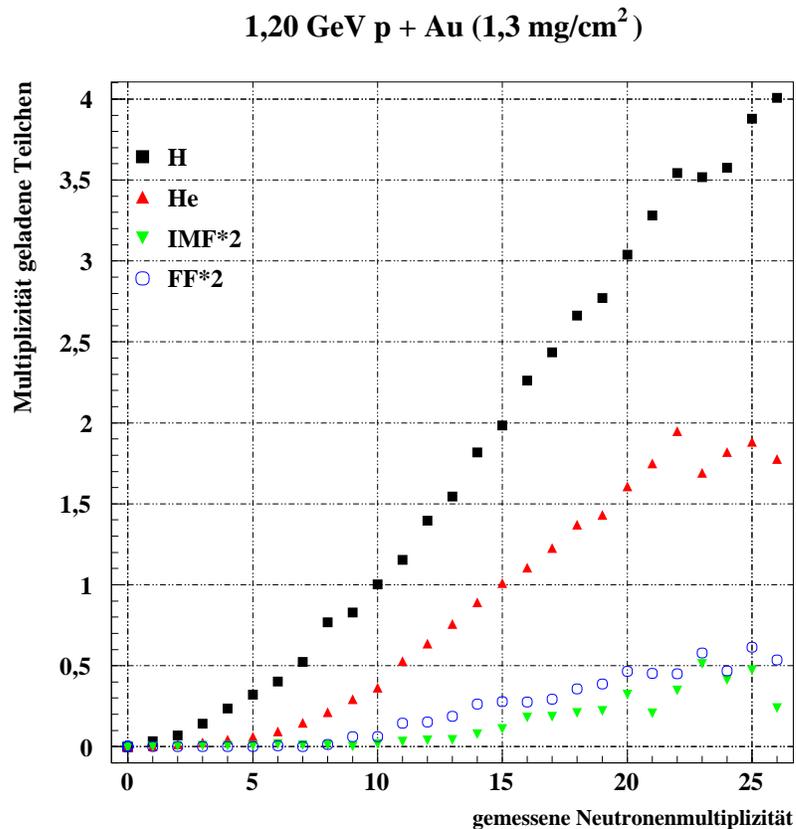


Abbildung 4.13: Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen (korrigiert auf die Effizienz des BSiB für H und He) als Funktion der gemessenen, noch nicht auf die Effizienz des BNB korrigierten Neutronenmultiplizität.

4.6 Berechnete Wirkungsquerschnitte und Vergleich mit den Messungen

Nukleonen, die zum Ende der Intranuklearen Kaskade emittiert werden, können als Vergleichgewichtsteilchen betrachtet werden. Experimentell kann nicht zwischen Teilchen aus der Intranuklearen Kaskade und Teilchen aus der anschließenden Emission noch vor Erreichen des Gleichgewichtes unterschieden werden. Die Kondensation von Nukleonen während der Intranuklearen Kaskade wird im INCL nicht berücksichtigt. In der Abbildung 4.4 war zu sehen, daß Protonen aus der Intranuklearen Kaskade (gepunktetes Histogramm) bis zu minimalen Energien von ungefähr 10 MeV emittiert werden und somit teilweise zum gemessenen Wasserstoffwirkungsquerschnitt beitragen. Es ist also nicht möglich, diese Teilchen aus dem Energiespektrum herauszufiltern, da bei niedrigen Energien die Verdampfungsteilchen das Spektrum dominieren. Deshalb wird das Verhältnis von H- und He-Multiplizitäten (M_H/M_{He} , gefüllte Kreise in Abbildung 4.14) als Funktion der gemessenen Neutronenmultiplizität betrachtet.

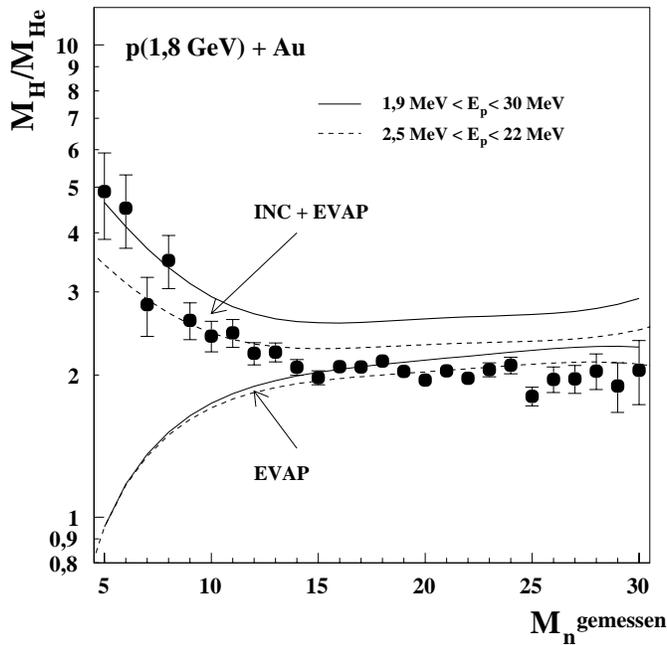


Abbildung 4.14: Verhältnis der Multiplizitäten von Wasserstoff und Helium als Funktion der gemessenen Neutronenmultiplizität für die Reaktion 1,8 GeV $p + Au$. Die Rechnungen, die mit INCL durchgeführt wurden, berücksichtigen zum einen nur verdampfte Teilchen (EVAP) und zum anderen auch niederenergetische Protonen aus der Intranuklearen Kaskade (INC+EVAP).

Der Beitrag der Alphateilchen aus der Vergleichgewichtsemission für Neutronenmultiplizitäten größer 5 liegt bei ungefähr 20% (Abbildung 4.10), das heißt hauptsächlich handelt es sich um verdampfte Alphateilchen. Unter der Annahme, daß die Verdampfung die einzige Quelle für die Produktion leichter geladener Teilchen ist, wäre zu erwarten, daß das M_H/M_{He} -Verhältnis sich aufgrund der Coulombbarriere mit zunehmender Neutronenmultiplizität erhöht, wie durch die dünne durchgezogene und gestrichelte Linie (EVAP) in Abbildung 4.14 dargestellt ist. Die experimentellen Daten (gefüllte Kreise) zeigen einen Abfall von 5 für $M_n = 5$ auf 2 für $M_n = 15$. Dieses Verhalten wird durch INCL innerhalb der Unsicherheit des Energieintervalls für Protonen (dicke gestrichelte und durchgezogene Linie, INCL+EVAP) gut beschrieben.

Daraus kann geschlußfolgert werden, daß auch unterhalb von 26 MeV⁷ ein beträchtlicher Beitrag von Kaskadenprotonen vorhanden ist, auch für periphere Reaktionen mit kleineren Anregungsenergien zwischen 50 und 150 MeV. Diese Vermutung wird durch Rechnungen mit dem INCL-Modell bestätigt.

In Tabelle 4.1 waren die experimentellen Produktionsquerschnitte für Neutronen σ_n angegeben, korrigiert auf die Effizienz der Neutronenkugel. Diese Werte werden den Resultaten der drei Modelle gegenübergestellt. Die Voraussagen aller drei Modelle für die Neutronen stimmen gut mit den gemessenen Werten überein. Das ist auch links oben in der Abbildung 4.15 zu sehen.

Aus dem Vergleich der berechneten und der gemessenen Wirkungsquerschnitte für geladene Teilchen (siehe Abbildungen 4.15 und 4.16) muß festgestellt werden, daß nur die Ergebnisse des INCL-Codes gut mit den experimentellen Werten sowohl für leichte, als auch für schwere Targets, übereinstimmen. Die Resultate des HERMES- und LAHET-Codes stimmen mit den Werten des Experimentes nur für leichte Targets überein, für schwere Targets werden die Wirkungsquerschnitte bis zu einem Faktor 3 überschätzt. Der INCL-Code reproduziert die He-Produktionsquerschnitte für beide Einschußenergien mit einer Genauigkeit von 10–20%. Bei 1,8 GeV haben wir durch die Teilchenteleskope separate Wirkungsquerschnitte für p, d und t, wobei wiederum eine gute Übereinstimmung mit den INCL-Werten zu beobachten ist (Abbildung 4.16), während LAHET und HERMES alle 3 Wirkungsquerschnitte überschätzen. Die ³He-Emission ist bei INCL unterschätzt, bei LAHET kommen zu hohe Werte heraus. Aber es wurde bereits festgestellt, daß der Emissionsprozeß von ³He in der Hauptsache nicht durch Verdampfung dominiert ist, sowohl für Protonenenergien kleiner [Gre80] als auch größer [Pos71] der hier untersuchten 1,8 GeV. Green [Gre84] gibt einen Zahlenwert

⁷dies ist die obere energetische Nachweisgrenze für Protonen

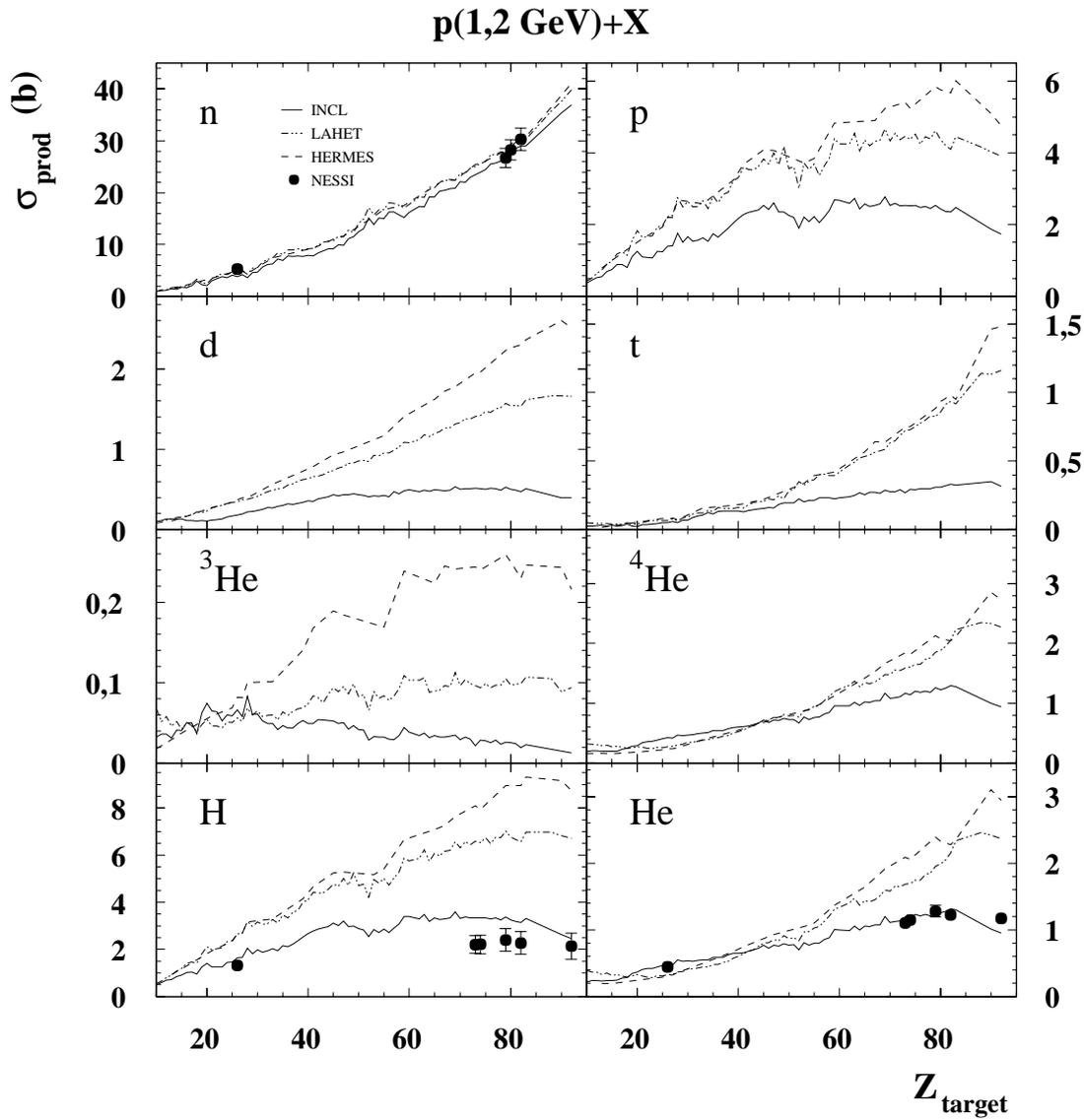


Abbildung 4.15: Experimentelle (gefüllte Kreise) und berechnete (durchgezogene Linie: INCL, gepunktete Linie: LAHET, gestrichelte Linie: HERMES) n, p, d, t, ^3He , ^4He Produktionswirkungsquerschnitte für 1,2 GeV protoneninduzierte Reaktionen als Funktion der Kernladung Z_{target} . Die berechneten LCP-Wirkungsquerschnitte gelten für die gleichen Nachweisgrenzen, die auch das Experiment einschränken. Die experimentellen Neutronen-Produktionsquerschnitte wurden auf die Detektoreffizienz korrigiert. Zur Beachtung: Verschiedene Skaleneinteilungen links und rechts.

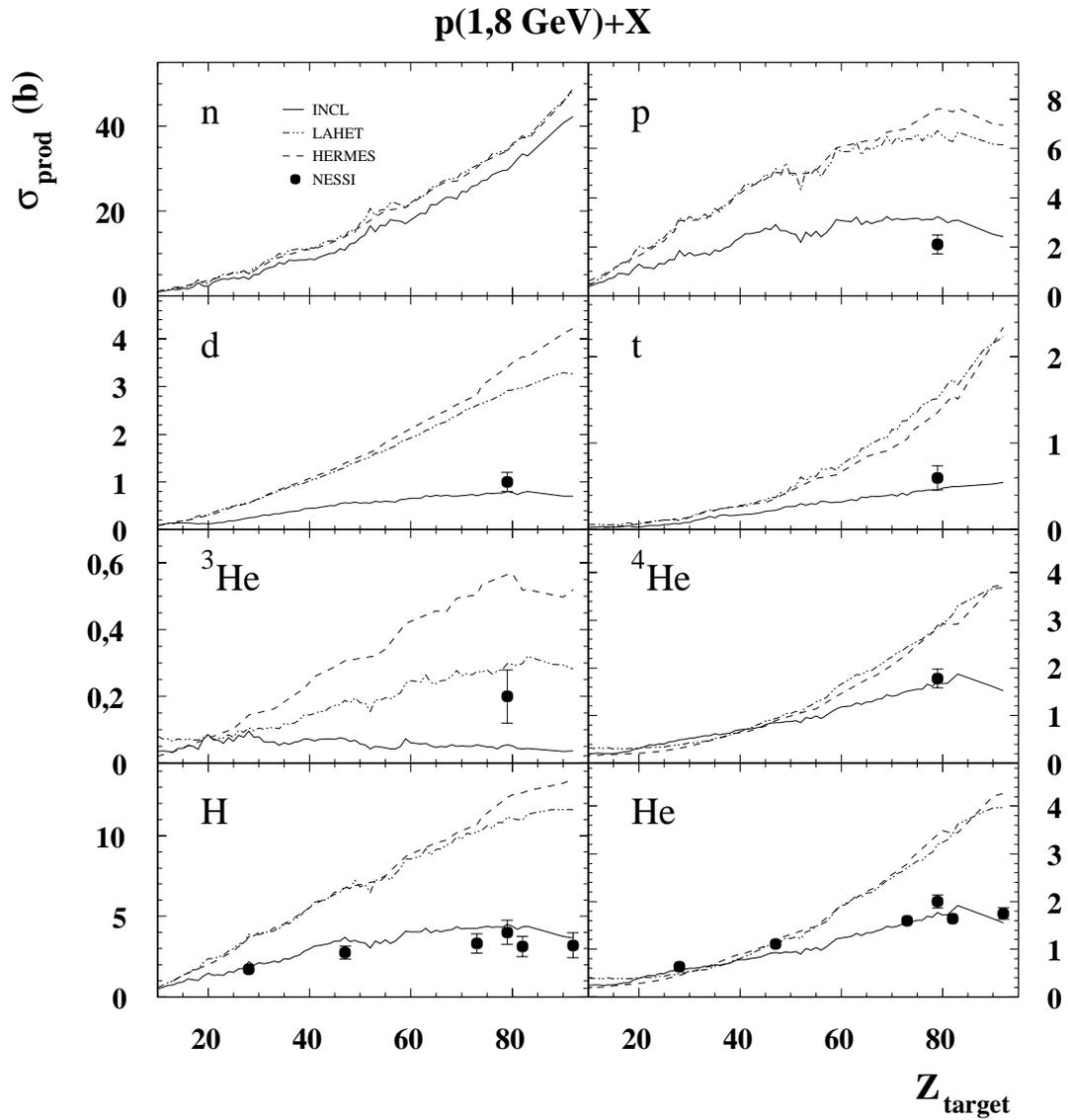


Abbildung 4.16: Experimentelle und berechnete Produktionswirkungsquerschnitte für 1,8 GeV protoneninduzierte Reaktionen, wie in Abbildung 4.15.

von 20% Verdampfungsanteil bei der Reaktion 480 MeV $p + Ag$ an. Unter der Annahme eines gleichen Wertes reproduziert der INCL-Code den Verdampfungsanteil von ${}^3\text{He}$ recht gut im Vergleich zum experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt. Die beobachteten Abweichungen können auf Grund der Komplexität bzw. der Nichtverfügbarkeit der Programmquelltexte nicht detailliert begründet werden. Es wäre aber ein Erfolg, wenn die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit bei der Weiterentwicklung der Rechencodes Beachtung finden würden.

Die Unsicherheit der oberen Nachweisgrenze für Protonen von 26 ± 4 MeV wirkt sich auch auf die angegebenen Wirkungsquerschnitte aus. So beträgt die Unsicherheit für die Reaktion $p + Fe$ bei 1,2 GeV $\pm 6\%$, bei 1,8 GeV $\pm 7\%$ sowie für die Reaktion $p + U$ bei 1,2 GeV $\pm 18\%$, bei 1,8 GeV $\pm 14\%$. In den Abbildungen 4.15 und 4.16 sind diese zusätzlichen Fehler in den Fehlerbalken enthalten.

Zum Schluß sei noch eine Gegenüberstellung der experimentellen Daten für die Heliumproduktion mit früheren Messungen sowie ein Vergleich mit den Rechnungen aller 3 Modelle als Funktion der Einschußenergie der Protonen in den Abbildungen 1.3 und 4.17 gezeigt.

Auch hier ist die relativ gute Übereinstimmung mit dem INCL-Modell und die große Differenz zu LAHET- und HERMES-Rechnungen nicht zu übersehen. Aktuelle Ergebnisse von gemessenen Massenverteilungen bei inverser Kinematik in der Reaktion 800 MeV/Nukleon $Au + p$ werden durch den INCL-Code auch sehr gut beschrieben ([Tas98]), auch wenn hier ein anderer Code für die Verdampfung und Spaltung eingesetzt wurde ([Gai91, Jun98]).

Die Ursache der Abweichungen zwischen dem Experiment und den Codes LAHET und HERMES ist, wie bereits ausgeführt, teilweise darauf zurückzuführen, daß diese Codes die Anregungsenergie des Restkernes nach der Intranuklearen Kaskade überschätzen. Da uns der Quellcode des INCL zugänglich gemacht wurde, versuchten wir, den Einfluß der Gleichgewichtszeit zu demonstrieren. τ_{equil} wurde zwischen 14,5 und 37 fm/c variiert. Das Resultat der gerechneten Reaktion 1,8 GeV $p + Au$ war eine mittlere Anregungsenergie des Restkernes von 440 für die kürzere bzw. 130 MeV für die längere Zeit.

Die Produktionswirkungsquerschnitte für Wasserstoff (H_{det}) und Protonen (p_{det}), die in Abbildung 4.18 dargestellt sind, wurden mit den gleichen Energiefenstern berechnet, wie sie für die Rechnungen in die Abbildungen 4.15 und 4.16 benutzt wurden. Für sehr lange Gleichgewichtszeiten ($\tau_{equil} \geq 28$ fm/c) wird der Produktionsquerschnitt für Nukleonen nahezu unabhängig von der Gleichgewichtszeit und damit von der Anregungsenergie. Das läßt sich damit erklären, daß eine Kompensation stattfindet zwischen

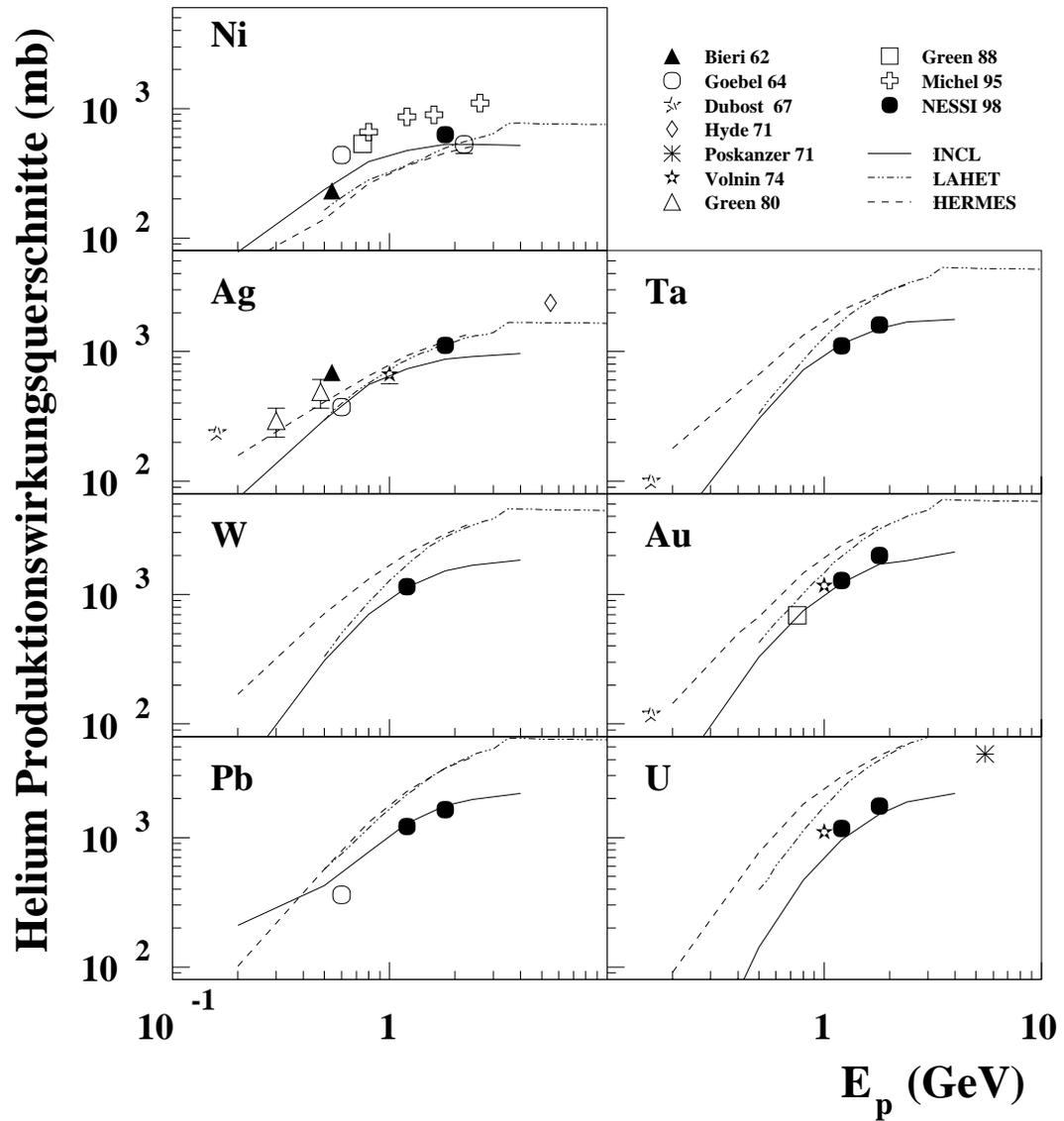


Abbildung 4.17: Vergleich der experimentellen Helium-Produktionswirkungsquerschnitte (Symbole) und Rechnungen (Linien) als Funktion der Protonenenergie für Ni, Ag, Ta, Au, Pb und U. Die gefüllten Kreise sind die Ergebnisse des hier beschriebenen Experimentes (NESSI 98). Der erste Autor und das Jahr der Publikation anderer Messungen sind angegeben [Bie62, Goe64, Gre88, Mic95, Dub67, Hyd71, Pos71, Vol74].

Nukleonen, die während der INC emittiert werden und solchen, die danach

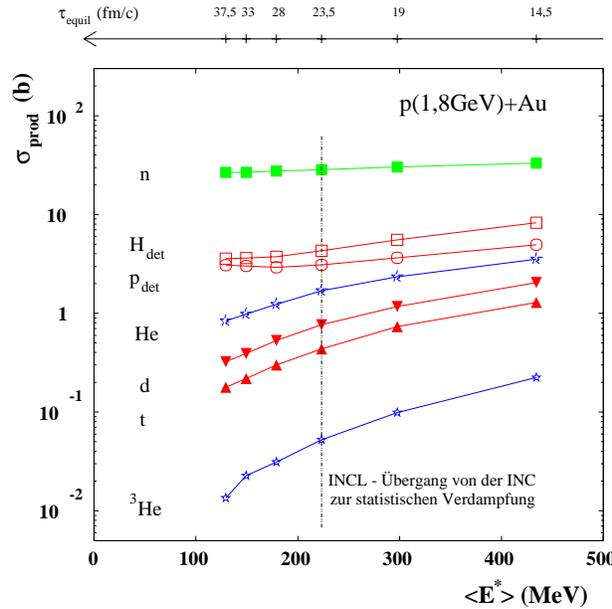


Abbildung 4.18: Abhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte von n, He, d, t und ${}^3\text{He}$ von der Gleichgewichtszeit τ_{equil} (obere Skala) oder der korrespondierenden mittleren Anregungsenergie $\langle E^* \rangle$ (untere Skala) nach der INC. Für Wasserstoff (H_{det}) und Protonen (p_{det}) wurden die experimentell gegebenen Einschränkungen im Energiebereich berücksichtigt.

verdampft werden. Je länger die Gleichgewichtszeit gewählt wird, um so mehr Nukleonen werden in der INC emittiert und um so weniger werden verdampft. Diese Kompensation tritt nicht bei den kompositären Teilchen (d, t, He) auf, da deren Emission in der INC nicht berücksichtigt wird.

Wie den Abbildungen 4.15 und 4.16 zu entnehmen ist, wächst die Diskrepanz zwischen LAHET/HERMES und INCL mit der Ladung der Targetkerne und ist auch nur bei den verdampften geladenen Teilchen zu beobachten⁸. Diese Tatsache legt nahe, daß es sich bei den Codes um eine unterschiedliche Behandlung der Coulombbarriere handeln muß. Zu diesem Zweck ist ein Vergleich der Energiespektren von Kaskaden- und verdampften Teilchen für die

⁸Außerdem ist die von LAHET/HERMES berechnete Anregungsenergie bei schweren Kernen höher. Dies wird auch bestätigt durch die berechneten Spektren aus Abbildung 4.19 für die verdampften Teilchen: Der Anstieg der im logarithmischen Maßstab linear abfallenden rechten Äste im unteren Teilbild stellt ein Maß für die inverse Temperatur $1/T$ dar. Für LAHET und HERMES ist $1/T$ kleiner als für INCL, die mittlere Temperatur also größer. Dies bedingt eine höhere mittlere Anregungsenergie.

Reaktion 1,8 GeV p + Au in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Unterschiede

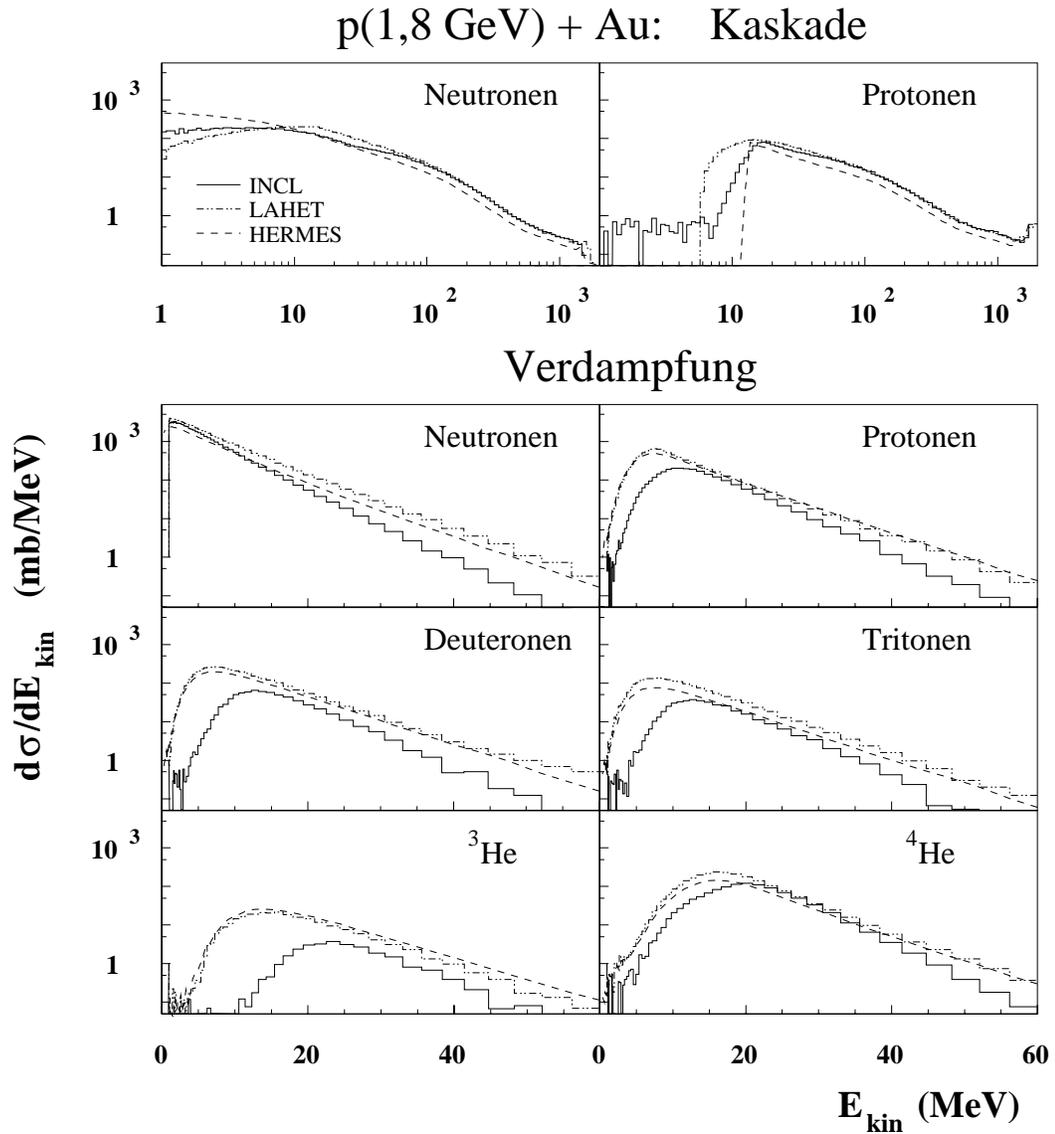


Abbildung 4.19: Vergleich der berechneten Teilchenenergiespektren: INCL– (durchgezogene), LAHET– (gepunktete) und HERMES–Code (gestrichelte Linie). Die beiden oberen Bilder zeigen Energiespektren von Nukleonen, die während der INC emittiert werden, die beiden unteren zeigen die Energiespektren von verdampften Teilchen.

bei den Kaskadenteilchen sind gering, allerdings bei den verdampften Teilchen in der Nähe der Coulombbarriere sehr groß. Die Coulombbarriere spielte schon bei der Wahl der geeigneten Targetdicke (in Kapitel 2.3 beschrieben)

eine wesentliche Rolle. Verdampfungsspektren von Nukleonen sollten einen exponentiellen Verlauf zeigen:

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto (E - B_C)e^{-\frac{E-B_C}{T}}, \quad E_{max} = B_C + T$$

Da es sich jedoch beim Kern und dem emittierten Teilchen um geladene Teilchen handelt, muß die Coulombwechselwirkung berücksichtigt werden. Ein geladenes Teilchen muß z.B. eine bestimmte kinetische Energie besitzen, um in den Kern eindringen zu können und ebenso um den Kernverband verlassen zu können. Abgesehen vom Tunneleffekt muß ein geladenes Teilchen mindestens die Energie haben, die der Höhe der Coulombbarriere entspricht, um den Kern verlassen zu können.

Im Vergleich zum INCL sind die Maxima der Emissionspektren für p, d, t, ^3He , und ^4He bei beträchtlich niedrigeren Energien für LAHET und HERMES. Der Unterschied beträgt für p 3 MeV, für d 5 MeV, für Tritonen 4 MeV, für ^3He 10 MeV und für ^4He 4 MeV.

In der Abbildung 4.20 wird das gemessene, winkelintegrierte He-Energiespektrum mit den von INCL und LAHET berechneten verglichen. Dieser Vergleich zeigt, daß der INCL-Code die Verteilung nahe der Coulombbarriere wesentlich besser als der LAHET-Code beschreibt.

Die Schulter im experimentellen Spektrum bei Energien kleiner 10 MeV rührt von Alphateilchen her, die von Spaltfragmenten emittiert wurden. Die Ergebnisse von HERMES werden in dieser Abbildung nicht gezeigt, da sie sehr ähnlich den Werten des LAHET-Codes sind, wie aus Abbildung 4.19 zu sehen ist. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß ein Teil der beobachteten Unterschiede zwischen INCL und LAHET sowie HERMES (in den Abbildungen 4.15, 4.16 und 4.17) daher rühren muß, daß unterschiedliche Coulombbarrieren benutzt werden. In der Abbildung 4.21 sind Coulombbarrieren dargestellt, wie sie in der Literatur verwendet werden. Wir vermuten, daß für HERMES/LAHET die Parametrisierung nach Parker [Par91] verwendet wird.

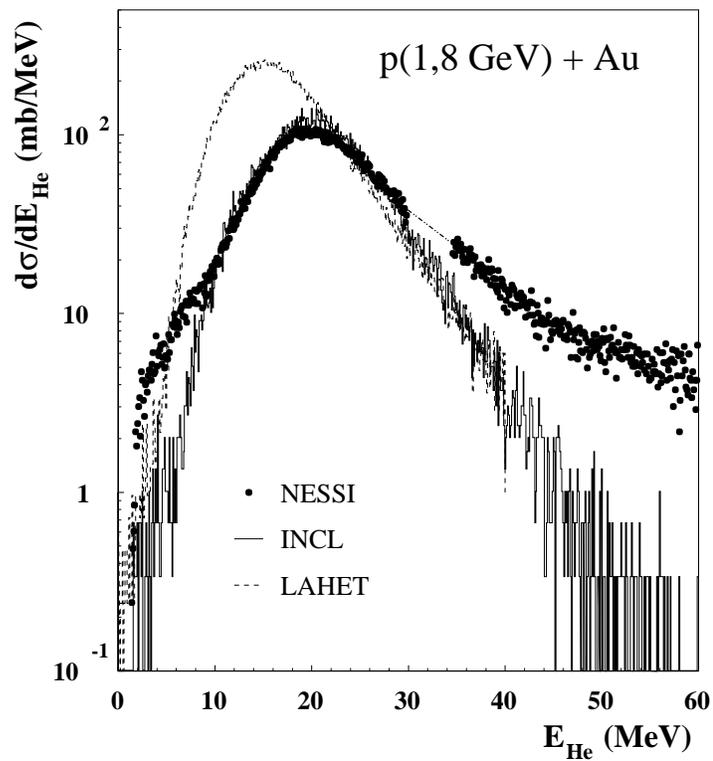


Abbildung 4.20: Vergleich des gemessenen (gefüllte Kreise) und des berechneten Heliumenergiespektrums: INCL (durchgezogenes Histogramm), LAHET-Code (gestricheltes Histogramm). Das gemessene He-Spektrum wurde integriert über $0 < \theta < 66^\circ$ und $114 < \theta < 180^\circ$, die Dicke des Goldtargets beträgt $8,7 \text{ mg/cm}^2$, für das dünne Goldtarget ändert sich die Form des Spektrums nicht.

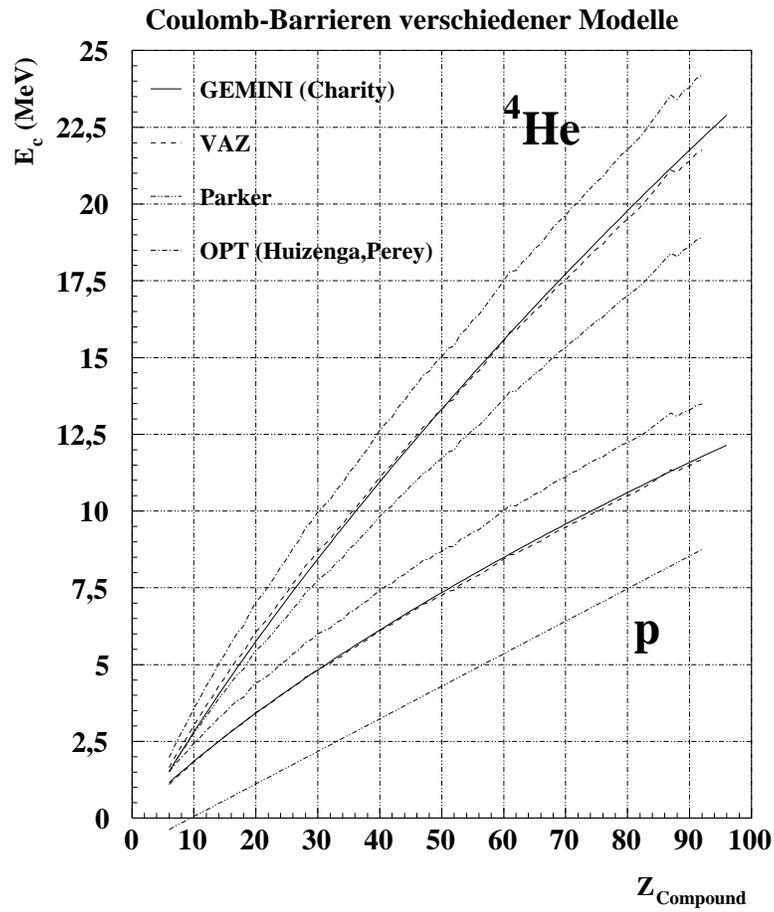


Abbildung 4.21: Coulombbarrieren verschiedener Modelle. GEMINI: [Cha88], VAZ: [Vaz84], Parker: [Par91], OPT: [Hui62, Per63, Per76].